Ultraschnelle Ladungsträgerdynamik in LTG-GaAs und ErAs:GaAs-Übergittern - Grundlagen und Anwendungen

Martin Griebel

Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
Stuttgart

2002

Ultraschnelle Ladungsträgerdynamik in LTG-GaAs und ErAs:GaAs-Übergittern - Grundlagen und Anwendungen

Von der Fakultät Physik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Martin Griebel

aus München

Hauptberichter:	Prof. Dr. K. von Klitzing
Mitberichter:	Prof. Dr. M. Mehring
Tag der Einreichung:	22.05.2002
Tag der mündlichen Prüfung:	03.07.2002

Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
Stuttgart

2002

Inhaltsverzeichnis

Konstanten, Symbole und Abkürzungen **7**

1 Einleitung **19**

2 Kurze optische Pulse **29**
2.1 Formale Beschreibung kurzer Laserpulse 29
2.2 Pulsdauer und Bandbreite 31
2.3 Propagation kurzer Lichtpulse in linearen Medien 34
2.4 Selbstphasenmodulation 39
2.5 Experimentelle Charakterisierung kurzer Laserpulse 42
2.5.1 Intensitätsautokorrelation 43
2.5.2 Interferometrische Autokorrelation 44
2.6 Dispersionskompensation 48
2.7 Erzeugung kurzer Laserpulse 51

3 Neuartige und klassische schnelle photoleitende Materialien **57**
3.1 Niedertemperatur-gewachsenes GaAs 57
3.1.1 Morphologie und Bandstruktur 57
3.1.2 Ladungsträgerdynamik 60
3.1.3 Ladungsträgertransport und Kontakte 66
3.2 ErAs Inselschichten in GaAs 71
3.2.1 Verwandte Materialien 71
3.2.2 ErAs Inselschicht-Übergitter 73
3.3 Integration zweidimensionaler Elektronensysteme mit LTG-GaAs und ErAs:GaAs 76

4 Schnelle Photoleitungsschalter **79**
4.1 Funktionsprinzip 79
4.2 Modelle 83

4.3 Gleichstrommessungen 88
4.3.1 Experimentelles 88
4.3.2 Kennlinien 91
4.3.3 Polariationsabhängigkeit des Photostroms 104

5 Photostrom-Autokorrelationsmessungen 107
5.1 Prinzip der Photostrom-Autokorrelation 107
5.2 Experimentelles 112
5.3 Photostrom-Autokorrelationen 118
5.4 Kurzstrecken Pulspropagation 128
5.5 Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer in ErAs:GaAs von der Übergitterperiode 135
5.6 Autokorrelationsmessungen an LTG-GaAs 141
5.7 Spannungsabhängigkeit der Elektronenlebenszeit 143
5.8 Ladungsträgerdichteabhängigkeit der Elektronenlebenszeit . 150
5.9 Störstellenentleerung in ErAs:GaAs 158
5.10 ErAs Inselschichten in InGaAs 166

6 Erzeugung, Propagation und Detektion kurzer elektrischer Pulse auf Wellenleitern 175
6.1 Koplanare Wellenleiter 175
6.1.1 Quasistatische Näherung 178
6.1.2 Frequenzabhängigkeit 179
6.1.3 Dispersion 180
6.1.4 Dämpfung 185
6.2 Photoleitungs-Sampling 190
6.3 Experimentelles 194
6.3.1 Proben 195
6.3.2 Optischer Aufbau 197
6.3.3 Messaufbau 199
6.4 Modellanalyse 201
6.5 Pulsgeneration und Propagation - Simulationen 210
6.6 Sampling-Amplitude 216
6.7 Ultrakurze elektrische Pulse - Experimente 222
6.7.1 Vierfachdioden-Strukturen auf LTG-GaAs 222
6.7.2 Vierfachdioden-Strukturen auf ErAs:GaAs 234
6.7.3 Dreifachdioden-Strukturen 237

6.7.4 Impedanz-Fehlanpassung der parasitären Wellenleiter 239
6.7.5 Antennen als parasitäre Wellenleiter 242
6.7.6 Alternative Probenlayouts zur Reflexionsvermeidung 247
6.7.7 Gekrümmte Wellenleiter 249
6.7.8 Verbreiterte Hauptwellenleiter 253
6.7.9 Fazit 258

7 Fasergekoppelte schnelle optoelektronische Schalter bei tiefen Temperaturen 261
7.1 Experimentelles 262
7.1.1 Optischer Aufbau 263
7.1.2 Faserankopplung der Photoleitungsschalter 267
7.1.3 Probenmaterialien 271
7.2 Photoleitungs-Sampling mit fasergekoppelten Schaltern bei tiefen Temperaturen - Experimente 272
7.2.1 Photoleitungsschalter auf LTG-GaAs Substrat . . . 272
7.2.2 Photoleitungsschalter auf ErAs:GaAs Substrat . . . 277
7.3 Gleichstromcharakterisierung von ErAs:GaAs Photoleitungsschaltern bei tiefen Temperaturen 280
7.4 Autokorrelationsmessungen an fasergekoppelten Schaltern auf ErAs:GaAs bei tiefen Temperaturen 287

8 Zusammenfassung und Ausblick 295

9 Summary and Outlook 303

A Probenstrukturierung 309

B Probenmaterialien 315

Literaturverzeichnis 319

Danksagung 351

Lebenslauf 355

Konstanten, Symbole und Abkürzungen

Konstanten

c	$2.9979 \times 10^{8}\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
e	$1.602189 \times 10^{-19}\,\mathrm{C}$	Elementarladung
ϵ_0	$8.8542 \times 10^{-12}\,\frac{\mathrm{As}}{\mathrm{Vm}}$	Influenzkonstante
$\hbar$	$6.5822 \times 10^{-16}\,\mathrm{eVs}$	Plancksches Wirkungsquantum
k_B	$8.617 \times 10^{-5}\,\frac{\mathrm{eV}}{\mathrm{K}}$	Boltzmann Konstante
μ_0	$4\pi \times 10^{-7}\,\frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{Am}}$	Induktionskonstante

Symbole

$[\mathrm{As}^0_\mathrm{Ga}]$	Konzentration nicht ionisierter Arsen Antisite Defekte
$[\mathrm{As}^+_\mathrm{Ga}]$	Konzentration ionisierter Arsen Antisite Defekte
$[\mathrm{Er}]$	Erbiumkonzentration
$[\mathrm{V}_\mathrm{Ga}]$	Konzentration von Gallium Leerstellen
$\langle v \rangle$	mittlere Elektronengeschwindigkeit
A	Fläche
A_0, A_s, A_e	Amplitudenparameter der Autokorrelations-Fitfunktion
A_l	Rekursionskoeffizient
$\mathrm{AK}\,(\tau)$	Intensitätsautokorrelation
a	Chirpparameter
a_l	Entwicklungskoeffizient
$a(\omega)$	Widerstandsparameter

α	Exponent des nichtlinearen Photostroms
α_{qs}	quasistatische Dämpfungskonstante
α_∞	Elektronen-Stoßionisationsrate für $E \to \infty$
$\alpha_n(\vec{E}(\vec{r},t))$	Elektronen-Stoßionisationsrate
$\alpha_n(E)$	vereinfachte Elektronen-Stoßionisationsrate
$\alpha_p(\vec{E}(\vec{r},t))$	Löcher-Stoßionisationsrate
$\alpha(\omega)$	frequenzabhängige Dämpfungskonstante
$\alpha_{\mathrm{str}}(\omega)$	Strahlungsdämpfung
$\alpha_{\mathrm{skin}}(\omega)$	Leitfähigkeitsdämpfung
B	Betrag der magnetischen Induktion
B_l	Rekursionskoeffizient
b	normaler Gitterabstand
b_l	Taylorkoeffizienten von $\psi(\omega)$
b_0'	konstanter Phasenterm
β_l	$\frac{b_l}{L}$
$\beta(\omega)$	frequenzabhängige Dispersionskonstante
$\beta_{\mathrm{mod}}(\omega)$	Modendispersion
$\beta_{\mathrm{qs}}(\omega)$	quasistatische Dispersion
$\beta_{\mathrm{skin}}(\omega)$	Leitfähigkeitsdispersion
C	Kapazität
C_{in}	Eingangskapazität
$\hat{C}$	Kapazität pro Längeneinheit
$\mathrm{c_b}$	Pulslänge-Bandbreite Produkt optischer Pulse
D	Übergitterperiode
$D_n(\vec{E}(\vec{r},t))$	Elektronendiffusionskonstante
$D_n(\vec{E}(\vec{r}))$	zeitunabhängige Elektronendiffusionskonstante
D_n	orts- und zeitunabh. Elektronendiffusionskonstante
$D_p(\vec{E}(\vec{r},t))$	Löcherdiffusionskonstante
D_p	orts- und zeitunabh. Löcherdiffusionskonstante

D^*	ambipolare Diffusionskonstante
d	Metallisierungsdicke
Δ	effektive Länge zur Korrektur von q_{cpw} auf endliche Metallisierungsdicken
ΔI_{max}	Höhe des Maximums in Autokorrelationsmessungen
$\Delta\lambda_{\mathrm{L}}$	Bandbreite der Laserverstärkung
$\Delta\Omega(t)$	zusätzliche momentane Frequenz
$\Delta\omega$	Frequenzdifferenz
$\Delta\omega_{\mathrm{L}}$	Bandbreite der Laserverstärkung, $\Delta\omega_{\mathrm{L}} = \frac{2\pi c}{\lambda_{\mathrm{L}}^2}\,\Delta\lambda_{\mathrm{L}}$
$\Delta\tau_{\mathrm{max}}$	Drittelwertsbreite des Maximums in Autokorrelationsmessungen
Δz	Federschwinger-Auslenkung
$\delta(t)$	Diracsche Deltafunktion
E	elektrisches Feld
E_0	reelle Feldamplitude
E_1	Normierungsfeld zur Parametrisierung von $\alpha_n(E)$
E_2	Normierungsfeld zur Parametrisierung von $v_n(E)$
E_{A}	Aktivierungsenergie
$E(t)$, $E_1(t)$, $E_2(t)$	zeitabhängige elektrische Felder
$\vec{E}(\vec{r})$	dreidimensional ortsabhängiges elektrisches Feld
$\vec{E}(\vec{r},t)$	dreidimensional orts- und zeitabh. elektrisches Feld
$\vec{E}(z,t)$	eindimensional orts- und zeitabh. elektrisches Feld
$\tilde{E}(t)$	komplexes elektrisches Feld in der ZD
$\tilde{E}_2(t)$	frequenzverdoppelte komplexe Feldkomponente
$\tilde{E}(\omega)$	komplexes elektrisches Feld in der FD, $\mathcal{F}\{\tilde{E}(t)\}$
$\tilde{E}_{\mathrm{aus}}(t)$	auslaufendes elektrisches Feld
$\tilde{E}_{\mathrm{aus}}(\omega)$	auslaufendes elektrisches Feld, $\mathcal{F}\{\tilde{E}_{\mathrm{aus}}(t)\}$

$\tilde{E}_{\mathrm{ein}}(t)$	einlaufendes elektrisches Feld
$\tilde{E}_{\mathrm{ein}}(\omega)$	einlaufendes elektrisches Feld, $\mathcal{F}\{\tilde{E}_{\mathrm{ein}}(t)\}$
$E_{\mathrm{ein}}(\omega)$	$\lvert\tilde{E}_{\mathrm{ein}}(\omega)\rvert$
$\tilde{E}_l(t)$	Feld einer longitudinalen Resonatormode
$\tilde{\mathcal{E}}(t)$	komplexe Einhüllende optischer Pulse in der ZD
$\mathcal{E}(t)$	$\lvert\tilde{\mathcal{E}}(t)\rvert$
$\tilde{\mathcal{E}}(\omega)$	komplexe Einhüllende opt. Pulse in der FD, $\mathcal{F}\{\tilde{\mathcal{E}}(t)\}$
$\mathcal{E}_{\mathrm{L}}$	Feldamplitude im Verstärkungsmaximum
$\mathcal{E}_l$	Feldamplitude einer longitudinalen Resonatormode
ϵ_{qs}	quasistatische DK eines CPW
$\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}$	quasistatische DK eines CPW endlicher Dicke
ϵ_{r}	relative DK
$\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)$	effektive DK eines CPW
$\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)$	effektive DK aufgrund von Modendispersion
$\epsilon_{\mathrm{skin}}(\omega)$	effektive DK aufgrund von Leitfähigkeitsdispersion
η	Proportionalitätskonstante
$F(\omega)$	Resonator-Verstärkung
$\mathcal{F}\{\}$	Fouriertransformierte von
$\mathcal{F}^{-1}\{\}$	Fourierrücktransformierte von
f_{mod},	
$f_{\mathrm{mod}}^{(1)}$, $f_{\mathrm{mod}}^{(2)}$	Modulationsfrequenzen
Φ_{B}	Schottkybarriere
Φ_{eff}	effektive Potentialbarriere
φ	konstante Phase der Enveloppe optischer Pulse
$\varphi(t)$	momentane Phase der Enveloppe optischer Pulse
$\varphi_{\mathrm{aus}}(\omega)$	Phase des auslaufenden Feldes in der FD
$\varphi_{\mathrm{ein}}(\omega)$	Phase des einlaufenden Feldes in der FD
$\varphi_l(t)$	Phase einer longitudinalen Resonatormode
$\varphi_j(z)$	Basisfunktion zur Entwicklung von $n^{(0)}(z,t)$

G_0	maximaler Leitwert
$\hat{G}$	Leitwert pro Längeneinheit
$G(t)$	zeitabhängiger Leitwert
$G(\omega)$	$\mathcal{F}\{G(t)\}$
g	Temperaturkoeffizient der optischen Aufheizung
g_1, g_2	verschiedene Geometrieparameter eines CPW
$\Gamma(\vec{r}, t)$	Ladungsträgergenerationsrate
$\Gamma_{\text{photo}}(\vec{r}, t)$	Photogenerationsrate
$\Gamma_{\text{photo}}(t)$	ortsunabhängige Photogenerationsrate
$\Gamma_{\text{st}}(\vec{r}, t)$	Stoßgenerationsrate
γ_1	Exponent der Temperaturabhängigkeit von μ_n
γ_2	Exponent der Temperaturabhängigkeit von μ_p
$\tilde{\gamma}(\omega)$	komplexe Propagationskonstante eines CPW
h	Substratdicke
$h(\omega)$	frequenzabhängige Hilfsfunktion
$I(t)$	Intensität optischer Pulse in der ZD
$I(\omega)$	Intensität optischer Pulse in der FD
$I(t, \tau)$	zeit- und verzögerungsabhängige Intensität
$I_2(t)$	Intensität der frequenzverdoppelten Feldkomponente
$I_{\text{aus}}(\omega)$	Intensität auslaufender optischer Pulse in der FD
$I_{\text{ein}}(\omega)$	Intensität einlaufender optischer Pulse in der FD
IAK (τ)	interferometrische Autokorrelation
Im ()	Imaginärteil von
i	imaginäre Einheit
J	Strom
$J(t)$	zeitabhängiger Strom
$J(t, x)$	zeit- und ortsabhängiger Strom
$J(\omega, x)$	$\mathcal{F}\{J(t, x)\}$
J_{AC}	Wechselstrom

J_{LI}	Eingangsstrom eines Lock-In Verstärkers
J_{dunkel}	Dunkelstrom
J_{photo}	Photostrom, $J_{\mathrm{photo}} = J - J_{\mathrm{dunkel}}$
$J_{\mathrm{photo}}(t)$	zeitabhängiger Photostrom
$J_{\mathrm{photo}}(\tau)$	verzögerungsabhängiger Photostrom
$J_{\mathrm{photo}}^{(m)}(\tau)$	$J_{\mathrm{photo}}(\tau)$ in der m-ten Übergitterperiode
j	Index
$\mathrm{K}(q_{\mathrm{msm}})$	vollständiges elliptisches Integral erster Ordnung
$\mathcal{K}(q_{\mathrm{msm}})$	$\frac{\mathrm{K}(q_{\mathrm{msm}})}{\mathrm{K}\left(\sqrt{1-q_{\mathrm{msm}}^2}\right)}$
$k(\omega)$	Betrag des frequenzabhängigen Wellenvektors
k	Betrag des frequenzunabhängigen Wellenvektors
k_{cpw}	Propagationskonstante einer CPW-Mode
k_{str}	Propagationskonstante einer Substrat-Mode
$\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$	Wellenvektoren
κ	Beersche Absorptionslänge
$L(\omega)$	frequenzabhängige Propagationsdistanz
L	frequenzunabhängige Propagationsdistanz
L_{R}	Resonatorlänge
$\hat{L}$	Induktivität pro Längeneinheit
l	Index
l_{max}	maximaler Index
Λ	Gitterkonstante
λ	Wellenlänge
λ_0	Trägerwellenlänge optischer Pulse
λ_{L}	Wellenlänge der maximalen Resonator-Verstärkung
λ_l	Wellenlänge einer longitudinalen Resonatormode
λ_{p}	Bandbreite optischer Pulse, $\lambda_{\mathrm{p}} = \frac{2\pi c}{\omega_0^2}\,\omega_{\mathrm{p}}$
m	Index bzw. Beugungsordnung am Gitter

μ_n	Elektronenbeweglichkeit
μ_p	Löcherbeweglichkeit
$\mu_n(\vec{E}(\vec{r},t))$	feldabhängige Elektronenbeweglichkeit
$\mu_p(\vec{E}(\vec{r},t))$	feldabhängige Löcherbeweglichkeit
N_t	Störstellenzahl
$N(t)$	zeitabhängige Ladungsträgerzahl
$N(T,\hbar\omega)$	Boseverteilung
$\mathcal{N}\{\}$	Exponentialfaltung von
$n_b^{(0)}$	linearer Brechungsindex
$n_b^{(2)}$	Koeffizient des nichtlinearen Brechungsindex
$n_b(t)$	zeitabhängiger Brechungsindex
$n_b(\omega)$	frequenzabhängiger Brechungsindex
n_0, n_1, n_2	Anfangswerte der Elektronendichten
$n(t)$,	
$n_1(t)$, $n_2(t)$	zeitabhängige Elektronendichten
$\hat{n}(t)$	normierte zeitabhängige Elektronendichte
$n^{(m)}(t)$	$n(t)$ in der m-ten Übergitterperiode
$n(z,t)$	eindimensional orts- und zeitabhängige Elektronendichte
$n^{(0)}(z,t)$	$n(z,t)$ in der 0-ten Übergitterperiode
$n_j(t)$	zeitabhängiger Entwicklungskoeffizient von $n^{(0)}(z,t)$
$n(\vec{r},t)$	orts- und zeitabhängige Elektronendichte
$n_t(\vec{r},t)$	Elektronendichte in tiefen Störstellen
$n(\vec{r})$	ortsabhängige Elektronendichte
ν_p	Bandbreite optischer Pulse, $\nu_\mathrm{p} = \frac{\omega_\mathrm{p}}{2\pi}$
$\Omega(t)$	momentane Kreisfrequenz optischer Pulse
ω	Kreisfrequenz
ω_0	Träger-Kreisfrequenz optischer Pulse
ω_L	Frequenz der maximalen Resonator-Verstärkung
ω_TE	Abschneidefrequenz der niedrigtsen TE Mode

ω_l	Frequenz einer longitudinalen Resonatormode
ω_p	Halbwertsbreite von $I(\omega)$
P	Leistung
$P(t)$	momentane Leistung
p	Abstand der Metallstreifen einer MSM-Diode
$p(\vec{r},t)$	orts- und zeitabhängige Löcherdichte
$p_t(\vec{r},t)$	Löcherdichte in tiefen Störstellen
Ψ	Abstrahlwinkel der Cherenkov-Strahlung eines CPW
$\psi(t)$	Phase der optischen Transferfunktion in der ZD
$\psi(\omega)$	Phase der optischen Transferfunktion in der FD
q_cpw	Querausdehnungskennzahl eines CPW
$\hat{q}_\mathrm{cpw}$	Querausdehnungskennzahl eines CPW endlicher Dicke
q_msm	Querausdehnungskennzahl einer MSM-Diode
R	Reflexionsfaktor
$\hat{R}$	Widerstand pro Längeneinheit
R_an, R_aus	Hell- und Dunkelwiderstand einer MSM-Diode
$\mathrm{R_g}$	Wachstumsrate
R_in	Eingangswiderstand
$R(t)$	zeitabhängiger Widerstand
$\mathrm{Re}\,()$	Realteil von
r	Breite der Metallstreifen einer MSM-Diode bzw. Parameter eines Gitterkompressors
r_c	kritischer Radius für den Ladungsträgereinfang
r_l	Laserfleckradius
$\vec{r}$	Ortsvektor
ρ_0	spezifischer Widerstand für B = 0
$\rho(B)$	longitudinaler spezifischer Magnetowiderstand
$\vec{S}(\vec{r},t)$	orts- und zeitabhängige Stromdichte
$\vec{S}_n(\vec{r},t)$	Elektronenstromdichte

$\vec{S}_p(\vec{r},t)$	Löcherstromdichte
$\vec{S}_v(\vec{r},t)$	Verschiebungsstromdichte
$S_{\mathrm{photo}}(t)$	zeitabhängige Photostromdichte
s	Breite des Mittelleiters eines CPW
σ	elektrische Leitfähigkeit
σ_e	Elektronen-Einfangquerschnitt
σ_∞	Elektronen-Einfangquerschnitt für $T \to \infty$
T	Temperatur bzw.
	konstanter Betrag der optischen Transferfunktion
T_0	optische Periodendauer, $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$
$\mathrm{T_a}$	Ausheiltemperatur
$\mathrm{T_g}$	Wachstumstemperatur
T_L	Laserrepetitionszeit
$\tilde{T}(\omega)$	optische Transferfunktion
$T(t)$	Betrag der optischen Transferfunktion in der ZD,
$T(\omega)$	Betrag der optischen Transferfunktion, $\lvert\tilde{T}(\omega)\rvert$
t	Zeit
$t_\mathrm{an}, t_\mathrm{aus}$	Zeitkonstanten für die Ladung und Entladung der
	Eingangskapazität eines Lock-In Verstärkers
$\Theta(t)$	Stufenfunktion
ϑ	Dämpfungsparameter
τ	relative Verzögerung zweier Pulse
τ_0	Nullpunktsverschiebung der relativen Verzögerung
$\tau_1 \ldots \tau_6$	Zerfallszeit-Konstanten
τ_ak	Halbwertsbreite der Intensitätsautokorrelation
τ_e	Elektronenlebensdauer
$\hat{\tau}_e$	mikroskopische Elektroneneinfangzeit
τ_g, τ_g'	charakteristische Zeiten eines Gauss-Pulses
τ_p	Dauer optischer Pulse, Halbwertsbreite von $I(t)$

τ_{pr}	Propagationszeit
τ_r	Ladungsträgerrekombinationszeit
τ_{s}	charakteristische Zeit eines Hyperbelsekans-Pulses
$\hat{\tau}_s$	effektive Laserpulsbreite
U_0	konstante Eingangsspannung
U_{LI}	Spannung am Eingang eines Lock-In Verstärkers
U_{init}	Anfangsspannung
$U(t,x)$	zeit- und ortsabhängige Spannung
$U(\omega,x)$	$\mathcal{F}\{U(t,x)\}$
$U(t)$	zeitabhängige Spannung
$U_0(t)$	zeitabhängige Eingangsspannung
$U_0(\omega)$	$\mathcal{F}\{U_0(t)\}$
$U_h(\omega), U_r(\omega)$	hin- und rücklaufender Signalanteil
$u_0 \ldots u_3$	Konstanten zur Parametrisierung von $\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)$
v_{g}	Gruppengeschwindigkeit
$v_{\mathrm{sätt}}$	Sättigungsgeschwindigkeit
v_{qs}	quasistatische Phasengeschwindigkeit
v_ϕ	Phasengeschwindigkeit
$\vec{v}_n(t,\vec{E}(\vec{r},t))$	Elektronendriftgeschwindigkeit
$v_n(E)$	vereinfachte Elektronendriftgeschwindigkeit
$v_n(T)$	temperaturabhängige Elektronendriftgeschwindigkeit
$\vec{v}_p(t,\vec{E}(\vec{r},t))$	Löcherdriftgeschwindigkeit
w	Breite der nichtmetallisierten Streifen eines CPW
x	Ortskoordinate
χ	äußere Quanteneffizienz
ξ	Streuparameter des Magnetowiderstandes
$\Upsilon_n(\vec{r},t)$	Zerfallsrate der freien Elektronenkonzentration
$\Upsilon_p(\vec{r},t)$	Zerfallsrate der freien Löcherkonzentration
Z_0	quasistatische Impedanz

$Z(\omega), Z_L(\omega)$	frequenzabhängige Impedanz
$\tilde{Z}_\mathrm{s}(\omega)$	komplexe Oberflächenimpedanz
z	Ortskoordinate
ζ	Geometrieparameter

Abkürzungen

2DES	zweidimensionales Elektronensystem
AlAs	Aluminiumarsenid
AlGaAs	Aluminium-Galliumarsenid
$\mathrm{As_{Ga}}$	Arsen Antisite Defekt
$\mathrm{As^0_{Ga}}$	nicht ionisierter Arsen Antisite Defekt
$\mathrm{As^+_{Ga}}$	ionisierter Arsen Antisite Defekt
Be	Beryllium
CPS	koplanarer Streifenleiter
CPW	koplanarer Wellenleiter
DK	Dielektrizitätskonstante
ErAs	Erbiumarsenid
ErAs:GaAs	ErAs Insel-haltiges GaAs
FD	Frequenzdomäne
GaAs	Galliumarsenid
LTG-GaAs	niedertemperaturgewachsenes GaAs
GDK	Gitter-Dispersions-Kompensator
GVD	Gruppengeschwindigkeitsdispersion
InAlAs	Indium-Aluminiumarsenid
InGaAs	Indium-Galliumarsenid
InP	Indiumphosphid
LB	Leitungsband
MBE	Molekularstrahlepitaxie

MESFET	Metall-Halbleiter Feldeffekttransistor
MSM	Metall-Halbleiter-Metall
	(englisch Metal-Semiconductor-Metal)
ML	Monolage
REM	Rasterelektronenmikroskop
SiO_2	Siliziumdioxid
SPM	Selbstphasenmodulation
SRH	Shockley-Read-Hall
TE	transversal elektrisch
TEM	transversal elektromagnetisch
VB	Valenzband
V_{Ga}	Gallium Leerstelle
ZD	Zeitdomäne

1 Einleitung

Die enge Verbindung zwischen Halbleiterphysik und Halbleitertechnologie erweist sich bis heute als fruchtbare Basis sowohl für die Entwicklung leistungsfähiger Bauelemente als auch für Fortschritte in der Grundlagenforschung. So hat zum Beispiel das stetig wachsende Interesse an der optischen Nachrichtenübertragung mit ihrer enormen Bandbreite die Entwicklung schneller elektronischer und optoelektronischer Bauelemente stark vorangetrieben. Parallel dazu erwuchs die Notwendigkeit neuer Messverfahren zur Charakterisierung dieser Bauelemente, da sich konventionelle Messgeräte hinsichtlich ihrer Zeitauflösung als unzureichend für diese Aufgabe erwiesen. Im Bereich der Grundlagenforschung haben die technologischen Fortschritte der letzten Jahrzehnte das Forschungsgebiet dimensionsreduzierter elektronischer Systeme erschlossen. In derartigen mesoskopischen Bauelementen sind Anregungen auf einer Energieskala von 1–10 meV (200 GHz–2 THz) vorhanden und Transitzeiten im Pikosekundenbereich zu erwarten. Auch im Bereich der Grundlagenforschung entstand damit der Bedarf nach Messverfahren, die zeitaufgelöste Messungen oberhalb der durch herkömmliche Methoden erreichbaren Zeitauflösung und Frequenzen[1] ermöglichen. Im Fall mesoskopischer Bauelemente liegt eine weitere Herausforderung in der Notwendigkeit, diese Bauelemente bei tiefen Temperaturen teilweise weit unter einem Kelvin und unter dem Einfluss hoher Magnetfelder untersuchen zu müssen.
Die Methoden des elektrooptischen Samplings [1–3] und des Photoleitungs-Samplings [4–6] erlauben die zeitaufgelöste Charakterisierung elektronischer Bauelemente mit einer Bandbreite von mehr als 1 THz und bieten gleichzeitig die Möglichkeit, sämtliche hochfrequenten Signale auf dem Wafer des Bauelementes selbst zu detektieren. Dadurch wird auf elegante Weise die andernfalls bandbreitenlimitierende Verwendung externer Hoch-

[1] Das derzeit schnellste Oszilloskop der Firma Agilent Technologies (Modell 83484A) besitzt eine maximale Bandbreite von 50 GHz.

frequenzleitungen und -komponenten vermieden. In beiden Messmethoden werden die zu untersuchenden Bauelemente durch kurze elektrische Pulse angeregt, die durch monolithisch mit dem eigentlichen Bauelement integrierte schnelle Photoleitungsschalter erzeugt werden. Diese Photoleitungsschalter werden durch die optischen Pulse eines Kurzpulslasers angesteuert. Während beim Photoleitungs-Sampling das Antwortsignal des Untersuchungsobjektes mithilfe eines zweiten, durch einen zeitverzögerten optischen Puls angesteuerten Photoleitungsschalters in einer Art Box-Car Technik abgetastet wird, nutzt das elektrooptische Sampling den Pockels-Effekt des transienten Antwortsignals auf einen zweiten, ebenfalls zeitverzögerten Laserpuls aus. Beide Methoden verwenden damit die überlegene Zeitauflösung optischer Methoden von weit unter 100 fs, um die Kreuzkorrelation der Probenantwort mit einer methodenspezifischen Abtastfunktion zu bestimmen und so Rückschlüsse auf das Zeitverhalten des zu untersuchenden elektronischen Bauelementes ziehen zu können. Unter Anwendung dieser Methoden wurden von verschiedenen Arbeitsgruppen das Ultrakurzzeitverhalten von Bauelementen wie Feldeffekttransistoren [7–17], MSM-Dioden [18–20] und Resonanz-Tunneldioden [21,22], von integrierten Hochfrequenzschaltungen [23] sowie die Pulsausbreitung auf koplanaren Wellenleitern [24–37] untersucht.
Photoleitungs-Sampling wurde auch bei tiefen Temperaturen demonstriert und ist damit prinzipiell für die zeitaufgelöste Untersuchung mesoskopischer Bauelemente geeignet. In bereits realisierten Tieftemperatur-Photoleitungssampling Anordnungen wurden die zur Ansteuerung der Photoleitungsschalter verwendeten Laserpulse allerdings entweder durch optische Fenster [38–40] im Kryostaten oder durch kurze optische Fasern [41] zugeführt. Die Beleuchtung der Photoleitungsschalter durch optische Fenster ist aufgrund des hohen Wärmestrahlungseintrages und der geringen Kühlleistung von Kryostaten im relevanten Temperaturbereich nicht geeignet zur Verwendung in Kombination mit mesoskopischen Bauelementen. Die Verwendung von glasfaserbeleuchteten Schaltern erscheint geeigneter, wirft aber zusätzliche Probleme auf, da mit zunehmender Länge der Glasfasern die Zeitauflösung der Gesamtanordnung aufgrund der dispersionsbedingten zeitlichen Verbreiterung der Laserpulse sinkt. Im Vergleich zu den in den Experimenten von Verghese et al. [41] verwendeten 90 cm langen Glasfasern erfordern zur Erzeugung tiefster Temperaturen geeignete Mischkryostate eine Glasfaserlänge von bis zu 10 m.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung einer universell einsetzbaren Technik unter Verwendung faseroptischer Lichtzuführung zur Durchführung von Photoleitungs-Sampling Experimenten an mesoskopischen Bauelementen. Im Hinblick auf die besonderen Anforderungen, die die Charakterisierung derartiger Bauelemente mit sich bringt, muß diese Technik sowohl für den Einsatz in Kryostaten geringer Kühlleistung als auch in hohen Magnetfeldern geeignet sein. Um kurze Propagationsdistanzen der beim Photoleitungssampling verwendeten hochfrequenten elektrischen Pulse und damit höchste Zeitauflösung zu gewährleisten, ist die Integration der Photoleitungsschalter, der notwendigen Hochfrequenzleiter sowie des Untersuchungsobjektes auf einen Chip wünschenswert.
Abbildung 1.1 zeigt basierend auf den Arbeiten von Zamdmer et al. [42] den Prototyp einer integrierten, für Faserbeleuchtung ausgelegten Anordnung für hoch-zeitaufgelöste Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen. Die gezeigte Anordnung besteht von links nach rechts aus einem Photoleitungsschalter zur Erzeugung schneller elektrischer Pulse, dem mesoskopischen Bauelement und einem zweiten Photoleitungsschalter zur Detektion der Impulsantwort des zu untersuchenden Bauelementes. Die Ankopplung des mesoskopischen Bauelementes an die Photoleitungsschalter ist dabei wie die Versorgung und Auslesung der Photoleitungsschalter über breitbandige Wellenleiterstrukturen gewährleistet. In Abbildung 1.1 ist als Beispiel ein Experiment an einer lateralen Tunnelstruktur auf der Basis eines zweidimensionalen Elektronensystems gezeigt. Doppelbarrierenstrukturen mit einem zwischen den Barrieren eingeschlossenen Potentialtopf [43–45] bieten durch ihre einfache Integrierbarkeit in breitbandige Wellenleiterstrukturen eine faszinierende Vielfalt von Möglichkeiten, die Physik von Tunnelprozessen zeitaufgelöst zu studieren. Ebenso wie die Integration einer Tunnelstruktur ist die Integration von Aharonov-Bohm Ringstrukturen [44, 45] zur zeitaufgelösten Untersuchung von Interferenzerscheinungen oder von Splitgateanordnungen [44, 45] zur Untersuchung von Transportprozessen durch eindimensionale Kanäle denkbar. In Doppel-Splitgateanordnungen sind im ballistischen Transportregime magnetische Fokussierungs-Experimente [46, 47] möglich. Mithilfe zeitaufgelöster magnetischer Fokussierung wäre neben dem bereits aus nicht zeitaufgelösten Fokussierungsexperimenten zugänglichen Fermiwellenvektor [47] auch die Fermigeschwindigkeit bestimmbar. Wird ein solches Experiment bei Magnetfeldern durchgeführt, die einem Füllfaktor

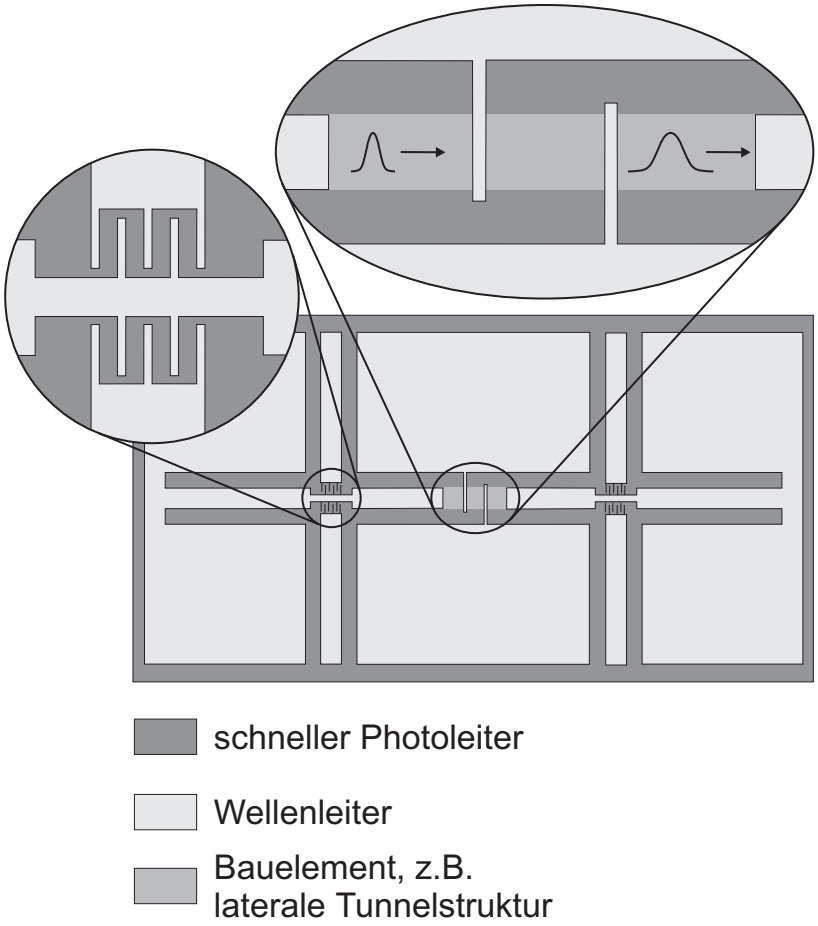


Abbildung 1.1: Prototyp einer Anordnung zur Durchführung hoch-zeitaufgelöster Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen. Die Abbildung zeigt als Beispiel ein Experiment an einer lateralen Tunnelstruktur.

des verwendeten zweidimensionalen Elektronensystems von 1/2 entsprechen, kann auf diese Weise eventuell die nur schwer zugängliche effektive Masse der unter diesen Bedingungen für den Transport relevanten Quasiteilchen, der Verbundfermionen, bestimmt werden [48, 49]. Ein nicht minder faszinierendes Gebiet wäre die zeitaufgelöste Untersuchung des Transports unter den Bedingungen des ganzzahligen oder gebrochenzahligen Halleffektes [50–53] durch die Integration einer Hallgeometrie in die in Abbildung 1.1 gezeigte Anordnung.

Die Realisierung einer Photoleitungs-Sampling Anordnung mit faseroptischer Lichtzuführung über Distanzen in der Größenordnung einiger Meter, wie sie für die Verwendung in Tieftemperaturkryostaten geringer Kühlleistung notwendig ist, macht eine Kompensation der Glasfaserdispersion notwendig. Eine effektive Möglichkeit zur Beherrschung der Glasfaserdispersion bietet ein Gitter-Dispersions-Kompensator (GDK) nach Treacy [54]. Die in ihrem Vorzeichen der Faserdispersion entgegengesetzte Dispersion der Gitterstrecke erlaubt den fast vollständigen Ausgleich der zeitlichen Verlängerung optischer Pulse auch in Glasfasern von einigen zehn Metern Länge. Abbildung 1.2 zeigt das in dieser Arbeit umgesetzte Prinzip einer Anordnung zur dispersionskompensierten faseroptischen Beleuchtung der Photoleitungsschalter mit zwei relativ zueinander verzögerten optischen Pulszügen. Mithilfe eines GDK wird den Laserpulsen un-

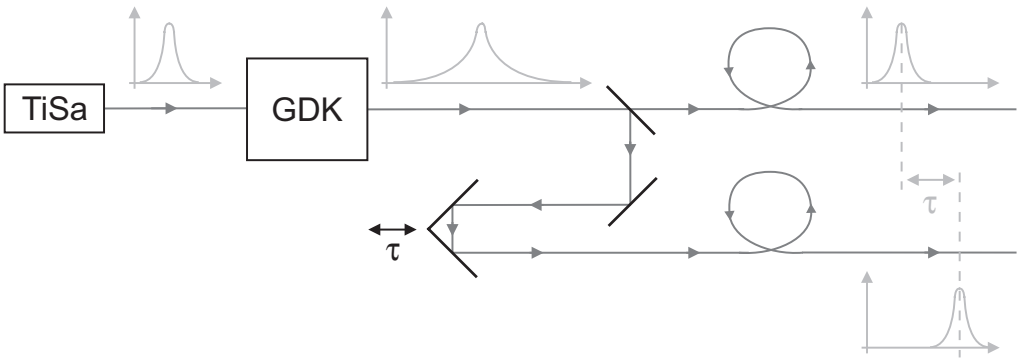


Abbildung 1.2: Prinzipskizze eines optischen Aufbaus zur dispersionskompensierten faseroptischen Beleuchtung der Photoleitungsschalter mit zwei relativ zueinander verzögerten optischen Pulszügen.

mittelbar nach dem als Lichtquelle verwendeten Titan-Saphir-Laser stark negative Dispersion aufgeprägt. Die dadurch zeitlich verbreiterten Pulse werden anschließend geteilt, durchlaufen eine Interferometeranordnung und werden schließlich in die zu den Photoleitungsschaltern führenden Glasfasern eingekoppelt. Durch die positive Materialdispersion der Fasern wird die zuvor durch den GDK aufgeprägte negative Dispersion kompensiert und die Pulse gelangen rekomprimiert auf die Probe. Die mithilfe

z.B. eines Schrittmotors veränderliche Länge eines der beiden Interferometerarme erlaubt die Variation der Laufzeiten der beiden Pulszüge und ermöglicht so die Kontrolle der Verzögerung zwischen den auf den Pump- bzw. den Tastschalter treffenden optischen Pulse. Diese Abstimmbarkeit der Verzögerung ermöglicht schließlich die hoch-zeitaufgelöste Abtastung des transienten Antwortsignals des jeweiligen Untersuchungsobjektes.
Die Möglichkeit, die Dispersion optischer Fasern zu kompensieren, erlaubt es, die zur Erzeugung und Detektion der kurzen elektrischen Pulse genutzten Photoleitungsschalter mit im Vergleich zu ihrer intrinsischen Antwortzeit sehr kurzen optischen Pulsen anzuregen. Die Impulsantwortzeit der Photoleitungsschalter besitzt damit bestimmenden Einfluss auf die erreichbare Zeitauflösung der Gesamtanordnung. Der zweite Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit lag damit in der Untersuchung der dynamischen Eigenschaften ultraschneller Photoleitungsschalter und der eng damit verknüpften Ladungsträgerdynamik ihrer Substratmaterialien.
Wegen seiner einfachen Integrierbarkeit in Wellenleiterstrukturen sowie seiner zu anderen Halbleiterbauelementen kompatiblen Herstellung wird im Rahmen dieser Arbeit auf den in Abbildung 1.1 gezeigten, planaren Photoleitungsschaltertyp zurückgegriffen. Aufgrund ihrer Struktur werden derartige Photoleitungsschalter als Metall-Halbleiter-Metall Dioden oder vom englischen *Metal-Semiconductor-Metal* kurz als MSM-Dioden bezeichnet. Ihre Funktion beruht auf dem Transport durch einen kurzen Laserpuls erzeugter Ladungsträger zwischen den Diodenfingern in einem durch eine äußere Spannung hervorgerufenen elektrischen Feld. Die Dauer des photoinduzierten Stroms, d.h. die Antwortzeit des Photoleitungsshalters ist entweder durch die bis zur vollständigen Absaugung der photogenerierten Ladungsträger verstreichende Zeit oder durch die Zeit bis zum Einfang der bis dahin nicht abgesaugten Ladungsträger in tiefe Störtstellen gegeben. Man spricht dementsprechend von transitzeit- bzw. lebenszeitlimitierten Photoleitungsschaltern. Zur Erzielung von Antwortzeiten im Subpikosekundenbereich mithilfe transitzeitlimitierter Schalter sind Fingerabstände im Bereich von 25 nm erforderlich [55–58]. Dies ist nur durch aufwendige Elektronenstrahllithografie-Verfahren erreichbar und führt aufgrund der filigranen Dimensionen zu mechanisch und elektrostatisch sehr empfindlichen Bauelementen, die nur ungenügend den Anforderungen der Faserankopplung durch optischen Klebstoff gerecht werden. Darüberhinaus erweisen sich die Antwortzeiten transitzeitlimitier-

ter MSM-Dioden als magnetfeldabhängig [59]. Dies führt zu einer unerwünschten Magnetfeldabhängigkeit der Zeitauflösung von Photoleitungs-Sampling Experimenten. Transitzeitlimitierte Photoleitungsschalter erscheinen daher als ungeeignet zur Verwendung in Photoleitungs-Sampling Anordnungen zur zeitaufgelösten Charakterisierung mesoskopischer Bauelemente.
Im Gegensatz zu transitzeitlimitierten Schaltern sind lebenszeizlimitierte Photoleitungsschalter mit Fingerbständen von teilweise mehr als $2\,\mu$m leicht mithilfe von Photolithografie herstellbar und erweisen sich als äußerst robust und sind zudem, wie im Rahmen dieser Arbeit experimentell gezeigt werden konnte, in ihrer Antwortzeit magnetfeldunabhängig. Allerdings erfordern derartige Photoleitungsschalter störstellenreiche Substratmaterialien mit sehr kurzen Ladungsträgerlebenszeiten in der Größenordnung von 500 fs und darunter und stellen daher erhöhte Anforderungen an das Substratmaterial der Photoleitungsschalter.
Die große Mehrzahl der mesoskopischen Bauelemente und damit der potentiellen Untersuchungsobjekte für hoch-zeitaufgelöste Transportmessungen basiert auf zweidimensionalen Elektronensystemen, die sich an der Grenzfläche von AlGaAs/GaAs Heterostrukturen ausbilden. Um die angestrebte monolithische Integration der Photoleitungsschalter und des eigentlichen Bauelementes erreichen zu können, ist daher wie in Abbildung 1.1 gezeigt das integrierte Wachstum der AlGaAs/GaAs Heterostruktur und des Photohalbleitermaterials notwendig. Im Fall des prominentesten Vertreters der Halbleiter mit ultrakurzen Ladungsträgerlebenszeiten zur Herstellung lebenszeitlimitierter Photoleitungsschalter, dem niedertemperatur-gewachsenen GaAs (LTG-GaAs) [60–64], ist die Integrierbarkeit mit AlGaAs/GaAs Heterostrukturen in vielen Fällen sowohl hinsichtlich der Qualität des zweidimensionalen Elektronensystems als auch der Ladungsträgerlebenszeiten des LTG-GaAs Einschränkungen unterworfen [7, 8, 65–67]. LTG-GaAs enthält aufgrund seiner besonderen Wachstumsbedingungen einen nichtstöchiometrischen Arsenüberschuss. Die überschüssigen Arsen Atome werden in Form von Punktdefekten und semimetallischen Arsen Einschlüssen in das Kristallgitter aufgenommen und bilden so tiefe Störstellen, die als Elektroneneinfangzentren dienen. Durch die thermische Belastung der LTG-GaAs Schichten während des Wachstums nachfolgender Schichten setzen eine Diffusion des Arsenüberschusses in die umliegenden Schichten sowie eine Ausheilung des LTG-GaAs ein,

die einerseits zu einer unerwünschten Verlängerung der Ladungsträgerlebenszeiten des LTG-GaAs führen und andererseits die Qualität der durch die Diffuion betroffenen angrenzenden Schichten beeinflussen.
Aufgrund dieser unerwünschten Eigenschaften von LTG-GaAs wurde im Rahmen dieser Arbeit besonderes Augenmerk auf die Charakterisierung eines neuartigen, von Kadow et al. vorgestellten Materials gelegt, das aus einem Übergitter von ErAs-Inselschichten in GaAs (ErAs:GaAs) besteht [68–71]. Da die in dieses Material eingeschlossenen ErAs Inseln wie die As Cluster in LTG-GaAs semimetallischen Charakter tragen, weist auch ErAs:GaAs Ladungsträgerlebenszeiten im Subpikosekundenbereich auf und scheint daher als Ausgangsmaterial für schnelle Photoleitungsschalter geeignet zu sein. Darüber hinaus verspricht dieses Material aufgrund seiner Wachstumsbedingungen und Morphologie eine problemlose Integration mit AlGaAs/GaAs Heterostrukturen und ist damit ein idealer Kandidat für die direkte Integration der Photoleitungs-Sampling Anordnung mit den zu untersuchenden Bauelementen. Weitgehend unverstanden ist bislang allerdings der Mechanismus des schnellen Ladungsträgereinfangs in ErAs:GaAs sowie insbesondere die Abhängigkeit der Ladungsträgerlebenszeit von der Übergitterperiode dieses Materials. Die Untersuchung der Verwendbarkeit von ErAs:GaAs als Basismaterial für schnelle Photoleitungsschalter erfordert daher eine über die bloße Übertragung der von LTG-GaAs bekannten Konzepte hinausgehende Untersuchung der Kurzzeitdynamik photogenerierter Ladungsträgerdichten.
Als drittes Element der Photoleitungs-Sampling Anordnung besitzen die breitbandigen Wellenleiter durch ihre frequenzabhängige Dämpfung und Dispersion starken Einfluss auf die Zeitauflösung der durchzuführenden Experimente. Daher muß außer auf die optischen Komponenten und die Photoleitungsschalter auch auf die Auslegung der Wellenleiter besonderes Augenmerk gelegt werden. Da die Wahl des Substrates durch seine Photoleitungseigenschaften bestimmt wird, kann eine Optimierung der Wellenleiterstruktur lediglich durch eine Variation ihrer Geometrie erfolgen, auf deren Bestimmung im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls gesteigerter Wert gelegt wurde.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

Da kurze Laserpulse eine der Grundlagen für die Experimente dieser Arbeit bilden, gibt **Kapitel 2** eine Einführung in die Eigenschaften kurzer

Laserpulse. Darüber hinaus werden die wichtigsten Methoden zu ihrer Erzeugung, Manipulation und Charakterisierung vorgestellt.
Kapitel 3 gibt einen Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten schnellen Photohalbleiter LTG-GaAs und ErAs:GaAs und diskutiert ihre Haupteigenschaften.
In **Kapitel 4** werden zunächst die Funktionsweise verschiedener schneller Photoleitungsschalter und die zu ihrer Beschreibung dienenden Konzepte eingeführt. Anschließend werden Experimente zur Gleichstromcharakterisierung von Photoleitungsschaltern auf der Basis sowohl von LTG-GaAs als auch von ErAs:GaAs erörtert. Derartige Gleichstromuntersuchungen geben einen unverzichtbaren Einblick in die für die Kurzzeitdynamik der Ladungsträger relevanten physikalischen Mechanismen und bilden daher eine wichtige Grundlage der zeitaufgelösten Experimente dieser Arbeit.
Kapitel 5 befasst sich mit zeitaufgelösten Experimenten zur Ladungsträgerdynamik in LTG-GaAs und ErAs:GaAs. Zunächst wird die Technik der Photostrom-Autokorrelationsmessung an schnellen Photoleitungsschaltern eingeführt und mithilfe eines einfachen Modells erläutert, wie aus derartigen Messungen die zeitliche Entwicklung der Ladungträgerdichte bestimmt werden kann. Experimente an einer Serie verschiedener ErAs:GaAs Proben zeigen die Einstellbarkeit der Ladungsträgerlebenszeit in ErAs:GaAs durch die Variation des Abstandes der ErAs Inselschichten. Darüber hinaus kann in diesen Experimenten die Diffusion der photogenerierten Ladungsträger als limitierender Prozess für den Ladungsträgereinfang identifiziert werden und somit der physikalische Effekt der ErAs:GaAs Übergitterstruktur auf die Ladungsträgerlebenszeit aufgeklärt werden. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird das Konzept der ErAs Inselschichten auf InGaAs übertragen. ErAs:InGaAs erweist sich wie ErAs:GaAs als schneller Photohalbleiter.
In **Kapitel 6** werden zunächst die Grundlagen des Photoleitungs-Samplings und der Übertragung kurzer elektrischer Pulse auf planaren Wellenleitern beleuchtet. Anschließend wird eine reine Pulsübertragungsstrecke als einfachster Prototyp einer integrierten Anordnung zur Durchführung ultrahoch-zeitaufgelöster Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen vorgestellt, deren Design auf die einfache Integrierbarkeit eines mesoskopischen Bauelementes sowie die spätere Zuführung der Laserpulse durch Glasfasern ausgelegt ist. Desweiteren werden die Ergebnisse von Experimenten zur Pulserzeugung, -propagation und -detektion an verschie-

denen Variationen dieser Struktur diskutiert. Anhand dieser Ergebnisse wird das am besten für Tieftemperaturuntersuchungen geeignete Layout bestimmt.
Ausgehend von den in Kapitel 6 erzielten Ergebnissen wird in **Kapitel 7** eine Wellenleiter- und Photoleitungsschalter-Anordnung zur Durchführung hoch-zeitaufgelöster Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen mit fasergekoppelten Photoleitungsschaltern zum Einsatz in Kryostaten ohne optische Fenster entwickelt. Diese Anordnung wird durch Photoleitungs-Sampling Experimente bei einer Temperatur von 4.2 K und in Magnetfeldern bis 6 T charakterisiert. Desweiteren werden DC-Magnetotransportmessungen an ErAs:GaAs-Photoleitungsschaltern vorgestellt. Der beobachtete stark magnetfeldabhängige Widerstand dieser Bauelemente kann durch eine von gebundenen Magnetoplasmonen getragene Hüpfleitfähigkeit erklärt werden. Abschließend werden Autokorrelationsmessungen an fasergekoppelten ErAs:GaAs Photoleitungsschaltern bei einer Temperatur von 4.2 K unter dem Einfluss von Magnetfeldern bis 6 T diskutiert.
Kapitel 8 und **9** fassen schließlich die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit in deutscher bzw. englischer Sprache zusammen und geben einen kurzen Ausblick.

Teile der vorliegenden Arbeit wurden bereits vorab veröffentlicht:

- M. Griebel, J. H. Smet, J. Kuhl, K. von Klitzing, D. Driscoll, C. Kadow und A. C. Gossard, *Picosecond carrier dynamics in ErAs:GaAs superlattices*, OSA Trends in Optics and Photonics **49**, 54 (2001).

- M. Griebel, J. H. Smet, J. Kuhl, D. Driscoll, C. Kadow, K. von Klitzing und A. C. Gossard, *Diffusion-controlled picosecond carrier dynamics in ErAs:GaAs superlattices*, Proceedings of SPIE **4643**, 56 (2002).

2 Kurze optische Pulse

Kurze Laserpulse und ihre Manipulation sind von entscheidender Bedeutung für die experimentelle Realisierung dieser Arbeit. Daher werden im Folgenden die wichtigsten Eigenschaften derartiger Pulse dargelegt und die zu ihrer mathematischen Beschreibung notwendigen Größen definiert. Ausgehend von dieser formalen Erfassung werden diejenigen Techniken zur Charakterisierung und Manipulation kurzer optischer Pulse vorgestellt, die in dieser Arbeit zur Anwendung kommen. Abschließend wird kurz auf Methoden zur Erzeugung kurzer Laserpulse eingegangen.

2.1 Formale Beschreibung kurzer Laserpulse

Von besonderem Interesse für diese Arbeit sind die zeitlichen und spektralen Eigenschaften kurzer Laserpulse. Im Folgenden wird daher die räumliche Abhängigkeit des elektrischen Feldes der betrachteten Pulse unterdrückt. Es wird angenommen, dass diese Ortsabhängigkeit in einen separat zu behandelnden Faktor abgespalten werden kann. Die Zeitabhängigkeit wird der üblichen Konvention folgend in komplexer Schreibweise behandelt. Die physikalisch relevanten Größen werden dann mit den Realteilen der betrachteten Größen identifiziert. Zum besseren Verständnis werden komplexe Größen durch eine Tilde gekennzeichnet. Ferner werden wir uns im Hinblick auf den in dieser Arbeit verwendeten Laser auf den Fall linear polarisierter Felder beschränken.
Im sichtbaren Spektralbereich und im nahen Infrarot besitzt monochromatisches Licht eine Periodendauer von wenigen Femtosekunden, Licht der Wellenlänge 800 nm besitzt beispielsweise eine Periodendauer von 2.7 fs. Die elektrischen Felder $\tilde{E}(t)$ der betrachteten Laserpulse sind damit zeitlich sehr schnell oszillierende Funktionen. Daher ist es oft zweckmäßig, eine Zerlegung des Pulses in eine zeitlich langsam und eine zeitlich schnell

veränderliche Komponente vorzunehmen [72, 73]:

$$\tilde{E}(t) = \tilde{\mathcal{E}}(t)e^{i\omega_0 t} = \mathcal{E}(t)e^{i\varphi(t)}e^{i\omega_0 t}, \tag{2.1}$$

wobei ω_0 die Trägerfrequenz des schnell oszillierenden Anteils ist. $\tilde{\mathcal{E}}(t)$ ist die komplexe Einhüllende des Laserpulses, $\mathcal{E}(t)$ ihr Betrag und $\varphi(t)$ ihre momentane Phase.
Eine Zerlegung nach Gleichung (2.1) ist stets möglich. Sinnvoll ist sie allerdings nur, solange sich der betrachtete Puls über viele Perioden der Trägerwelle erstreckt. Im Rahmen dieser Arbeit werden Pulse mit charakteristischen Zeitdauern zwischen 80 fs und 400 fs verwendet, so dass die Zerlegung in Einhüllende und Trägerwelle stets gerechtfertigt ist.
Die Einhüllende $\tilde{\mathcal{E}}(t)$ eines Laserpulses kann durch Fourierrücktransformation aus der frequenzverschobenen spektralen Beschreibung $\tilde{E}(\omega)$ des Pulses gewonnen werden [72]:

$$\tilde{\mathcal{E}}(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\omega+\omega_0)e^{i\omega t}d\omega \tag{2.2}$$

Die Beschreibungen des Laserpulses in der Frequenz- und Zeitdomäne hängen dabei über die Fouriertransformation wie folgt zusammen:

$$\tilde{E}(\omega) = \mathcal{F}\left\{\tilde{E}(t)\right\} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(t)e^{-i\omega t}dt \tag{2.3}$$

$$\tilde{E}(t) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\tilde{E}(\omega)\right\} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\omega)e^{i\omega t}d\omega \tag{2.4}$$

Die Aufteilung in Trägerwelle und Einhüllende ist vielfach nicht eindeutig, da die Trägerfrequenz ω_0 zunächst willkürlich gewählt werden kann. Häufig wird ω_0 mit der Frequenz des maximalen Betrages von $\tilde{E}(\omega)$ identifiziert oder sie wird so gewählt, dass $\varphi(t)$ keinen in der Zeit linearen Anteil besitzt. Eine wohldefinierte Trägerfrequenz ergibt sich aus dem ersten Moment des Intensitätsspektrums des Pulses [72] als

$$\omega_0 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty}|\tilde{E}(\omega)|^2\omega\, d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty}|\tilde{E}(\omega)|^2 d\omega}. \tag{2.5}$$

Für in der Frequenzdomäne symmetrische Pulse stimmt diese Definition mit den vorher genannten überein [74].
Im Gegensatz zur Beschreibung zeitabhängiger Größen in vielen anderen Gebieten der Elektrodynamik kommt der Phase $\varphi(t)$ der Einhüllenden kurzer Pulse konkrete physikalische Bedeutung zu, sie bestimmt den Frequenzverlauf des Pulses (siehe Kapitel 2.3). Dies lässt sich durch die Definition der momentanen Pulsfrequenz

$$\Omega(t) = \omega_0 + \frac{d\varphi(t)}{dt} \tag{2.6}$$

beschreiben. Für $\frac{d\varphi(t)}{dt} \neq$ const. variiert die momentane Frequenz des Pulses, der Puls wird als frequenzmoduliert oder gechirped[1] bezeichnet. Positiver Chirp ist durch $\frac{d^2\varphi(t)}{dt^2} > 0$ gekennzeichnet, die momentane Frequenz steigt während der Dauer des Pulses an. Negativen Chirp erhält man entsprechend für $\frac{d^2\varphi(t)}{dt^2} < 0$. Ein häufig diskutierter Spezialfall ist der durch $\Omega(t) = \omega_0 + t \cdot$ const. charakterisierte Fall linearen Chirps.

2.2 Pulsdauer und Bandbreite

Für die Intensität $I(t)$ kontinuierlicher, nicht gepulster elektromagnetischer Strahlung im Vakuum folgt aus dem Poynting-Theorem [72, 75]

$$I(t) = \epsilon_0 c \frac{1}{T_0} \int\limits_{t-T_0/2}^{t+T_0/2} (\mathrm{Re}\, \tilde{E}(t'))^2 dt', \tag{2.7}$$

wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit angibt und ϵ_0 die Influenzkonstante bezeichnet. Die zeitliche Mittelung erfolgt über eine optische Periode $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$. Unter der Voraussetzung einer zeitlich langsam variierenden Einhüllenden $\tilde{\mathcal{E}}(t)$, d.h. für $\mathcal{E}(t) \simeq$ const. über eine Lichtperiode T_0 und für $\frac{d\varphi}{dt} \ll \omega_0$, kann Gleichung 2.7 zur Definition einer instantanen Pulsintensität herangezogen werden. Mithilfe von Gleichung (2.1) folgt dann

$$I(t) = \frac{1}{2}\epsilon_0 c\, \mathcal{E}^2(t). \tag{2.8}$$

[1] Die Namensgebung leitet sich vom englischen Begriff chirp für Vogelgezwitscher ab und erfolgt in Analogie zur Akustik. Hier ist eine Melodie im wesentlichen durch eine zeitliche Variation der Tonhöhe, das heißt der Frequenz, bestimmt.

Die Intensität eines Laserpulses ist somit ausschließlich vom Betrag seiner komplexen Einhüllenden abhängig. Ein experimentell leicht zugängliches Maß (siehe Kapitel 2.5) für die Dauer eines Pulses ist die Halbwertsbreite τ_p seines Intensitätsprofils $I(t)$. Häufig wird τ_p auch als Pulsdauer bezeichnet.
Als Pendant zu $I(t)$ in der Zeitdomäne kann in der Frequenzdomäne die spektrale Intensität

$$I(\omega) = \frac{\epsilon_0 c}{\pi} \, |\tilde{E}(\omega)|^2 \tag{2.9}$$

definiert werden [72]. Sie ist experimentell durch Messung der frequenzaufgelösten Intensität mithilfe eines Spektrometers direkt zugänglich. Aus Gleichungen 2.1 und 2.3 folgt

$$\tilde{E}(\omega) = \tilde{\mathcal{E}}(\omega - \omega_0) \qquad \text{mit} \qquad \tilde{\mathcal{E}}(\omega) = \mathcal{F}\{\tilde{\mathcal{E}}(t)\}. \tag{2.10}$$

Somit gilt

$$I(\omega) = \frac{\epsilon_0 c}{\pi} \, |\tilde{\mathcal{E}}(\omega - \omega_0)|^2. \tag{2.11}$$

Die aus der Halbwertsbreite ω_p der spektralen Intensität $I(\omega)$ abgeleitete Größe $\nu_\mathrm{p} = \frac{1}{2\pi}\omega_\mathrm{p}$ wird als Bandbreite des Pulses bezeichnet. Äquivalent zur Angabe der Bandbreite eines Pulses als Frequenzintervall ist die Angabe dieser Größe als Wellenlängenintervall λ_p. Mithilfe der Trägerwellenlänge $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$ des Pulses folgt $\lambda_\mathrm{p} = \frac{\lambda_0^2}{c}\nu_\mathrm{p}$.
Da $\tilde{E}(t)$ und $\tilde{E}(\omega)$ durch Fouriertransformation auseinander hervorgehen, sind auch $I(t)$ und $I(\omega)$ sowie die daraus abgeleiteteten Größen τ_p und ν_p nicht unabhängig voneinander. Vielmehr ergibt sich für das Produkt aus τ_p und ν_p die Relation

$$\nu_\mathrm{p}\tau_\mathrm{p} \geq \mathrm{c_b}, \tag{2.12}$$

wobei $\mathrm{c_b}$ einen für die jeweilige Einhüllende $\mathcal{E}(t)$ charakteristischen Wert annimmt. Die Gleichheit gilt für nicht frequenzmodulierte Pulse, das heißt für den Fall $\frac{d^2\varphi(t)}{dt^2} = 0$. Pulse, die diese Bedingung erfüllen, besitzen also bei gegebener Bandbreite und gegebener Einhüllender $\mathcal{E}(t)$ die kürzestmögliche Dauer und werden daher als bandbreitenlimitiert oder fourierlimitiert bezeichnet. Diese Eigenschaft des Pulslänge-Bandbreite Produktes wird häufig als Test für die Chirpeigenschaften eines Pulses herangezogen.

Von besonderer Relevanz sind Pulse mit gaußförmiger oder hyperbelsekans-förmiger Einhüllender $\mathcal{E}(t)$, da diese Pulsformen einerseits den experimentell realisierten am nächsten kommen und andererseits rechnerisch einfach zu behandeln sind. Tabelle 2.1 gibt für den Fall konstanter Phase $\varphi(t) = \varphi$, d.h. $\tilde{\mathcal{E}}(t) = \mathcal{E}(t)\, e^{i\varphi}$, die Größen τ_p und ω_p dieser beiden Pulsformen an. Tabelle 2.2 gibt die numerischen Werte der Größen aus Tabelle 2.1 sowie die Pulslänge-Bandbreite Produkte der Pulse an.

$\tilde{\mathcal{E}}(t)/(E_0\, e^{i\varphi})$	τ_p	$\tilde{\mathcal{E}}(\omega)/(E_0\, e^{i\varphi})$	ω_p
$e^{-\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{g}}\right)^2}$	$\sqrt{2\ln 2}\,\tau_\mathrm{g}$	$\sqrt{\pi}\,\tau_\mathrm{g}\, e^{-\frac{\omega^2\tau_\mathrm{g}^2}{4}}$	$\frac{2\sqrt{2\ln 2}}{\tau_\mathrm{g}}$
$\mathrm{sech}\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{s}}\right)$	$2\,\mathrm{arcsech}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\tau_\mathrm{s}$	$\pi\,\tau_\mathrm{s}\,\mathrm{sech}\left(\frac{\pi}{2}\omega\tau_\mathrm{s}\right)$	$\frac{4}{\pi\tau_\mathrm{s}}\,\mathrm{arcsech}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)$

Tabelle 2.1: Fouriertransformierte, τ_p und ω_p für Pulse mit gaußförmiger und hyperbelsekans-förmiger Einhüllender $\mathcal{E}(t)$ für den Fall $\varphi(t) = 0$, d.h. $\tilde{\mathcal{E}}(t) = \mathcal{E}(t)$. E_0 gibt jeweils die reelle Amplitude der Pulse an.

$\tilde{\mathcal{E}}(t)/(E_0\, e^{i\varphi})$	τ_p	ω_p	$\mathrm{c_b}$
$e^{-\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{g}}\right)^2}$	$1.177\,\tau_\mathrm{g}$	$\frac{2.355}{\tau_\mathrm{g}}$	$\frac{2\ln 2}{\pi} = 0.441$
$\mathrm{sech}\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{s}}\right)$	$1.763\,\tau_\mathrm{s}$	$\frac{1.122}{\tau_\mathrm{s}}$	$\frac{4}{\pi^2}\,\mathrm{arcsech}^2\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = 0.315$

Tabelle 2.2: Numerische Werte der in Tabelle 2.1 angegebenen Größen und Pulslänge-Bandbreite Produkte der zugehörigen Pulse.

2.3 Propagation kurzer Lichtpulse in linearen Medien

Aufgrund ihrer großen spektralen Breite – ein gaußförmiger Puls von 100 fs Dauer hat eine Bandbreite von 5.2 THz, dies entspricht bei einer Wellenlänge von 800 nm einem Wellenlängenintervall von 11 nm – und aufgrund der Gruppengeschwindigkeits-Dispersion erfahren kurze optische Pulse in transparenten Medien eine Phasenverzerrung, die in den meisten Fällen zu einer Veränderung der Pulsform führt. Dieser Effekt tritt unter anderem in optischen Elementen wie Linsen, Polarisatoren, Wellenplatten oder optischen Fenstern auf und ist daher von großer experimenteller Bedeutung. Dominierenden Einfluss auf die Pulsform erlangt die Gruppengeschwindigkeits-Dispersion bei der Propagation kurzer Laserpulse durch Glasfasern. Ein ursprünglich 100 fs dauernder Puls kann nach Durchlaufen weniger Meter Glasfaser leicht auf einige Pikosekunden Dauer verlängert werden [76]. Die Kompensation der Gruppengeschwindigkeits-Dispersion von Glasfasern nimmt daher innerhalb der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten optischen Aufbauten eine zentrale Stellung ein[2]. Im Folgenden sollen die Auswirkungen der Gruppengeschwindigkeits-Dispersion auf kurze optische Pulse eingehender betrachtet werden.
Die Wirkung eines linearen optischen Elementes der beschriebenen Art kann durch eine sogenannte optische Transferfunktion

$$\tilde{T}(\omega) = T(\omega)\, e^{-i\psi(\omega)} \tag{2.13}$$

ausgedrückt werden [72], die das Feld $\tilde{E}_{\text{ein}}(\omega)$ des einlaufenden Pulses mit dem Feld $\tilde{E}_{\text{aus}}(\omega)$ des auslaufenden Pulses durch

$$\tilde{E}_{\text{aus}}(\omega) = \tilde{T}(\omega)\tilde{E}_{\text{ein}}(\omega) = T(\omega)\, e^{-i\psi(\omega)}\tilde{E}_{\text{ein}}(\omega) \tag{2.14}$$

verknüpft. $T(\omega)$ und $\psi(\omega)$ beschreiben den Einfluss des optischen Elements auf die Amplitude beziehungsweise die Phase des Pulses. Die Funktion von $T(\omega)$ ist die eines Frequenzfilters, der Phasenfaktor $\psi(\omega)$ kann

[2] In Abschnitt 2.6 wird die prinzipielle Funktionsweise einer Anordnung zur Kompensation der Dispersion von Glasfasern diskutiert. Auf experimentelle und technische Aspekte der Vewendung von Glasfasern und der Kompensation ihrer Dispersion wird in Abschnitt 7.1.1 eingegangen.

als die Verzögerung interpretiert werden, die die Komponente des Pulses mit der Frequenz ω erfährt.
Im Folgenden soll angenommen werden, dass $T(\omega) = T$ über das Spektrum des Pulses konstant ist, wohingegen $\psi(\omega)$ variiert. Dieser Fall wird durch eine weite Gruppe optischer Elemente realisiert. Aus Gleichungen (2.4) und (2.14) folgt dann für das Ausgangsfeld

$$\tilde{E}_{\text{aus}}(t) = \frac{1}{2\pi}\, T \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{\text{ein}}(\omega) e^{-i\psi(\omega)} e^{i\omega t} d\omega \ . \tag{2.15}$$

Wir ersetzen die Phase $\psi(\omega)$ der Transferfunktion durch ihre Taylorentwicklung um die Trägerfrequenz ω_0 des Pulses

$$\psi(\omega) = \sum_{l=0}^{\infty} b_l (\omega - \omega_0)^l \tag{2.16}$$

mit den Koeffizienten

$$b_l = \frac{1}{l!} \frac{d^l \psi}{d\omega^l}\bigg|_{\omega_0} \tag{2.17}$$

und erhalten schließlich

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\text{aus}}(t) \quad &= \quad \frac{1}{2\pi}\, T\, e^{-ib_0} e^{i\omega_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{\text{ein}}(\omega) \times \\ &\quad \exp\left[-i \sum_{l=2}^{\infty} b_l (\omega - \omega_0)^l \right] e^{i(\omega-\omega_0)(t-b_1)} d\omega \ . \end{aligned} \tag{2.18}$$

Die Phase $\psi(\omega)$ der Transferfunktion wird über die Frequenzabhängigkeit des Betrages $k(\omega)$ des Wellenvektors und die Propagationslänge L durch

$$\psi(\omega) = k(\omega)\, L \qquad \text{mit} \quad k(\omega) = \frac{\omega}{c}\, n_b(\omega) \tag{2.19}$$

bestimmt, wobei $n_b(\omega)$ der frequenzabhängige Brechungsindex ist. Mit der Definition $b_l = L\beta_l$ ist leicht die physikalische Bedeutung der ersten Entwicklungskoeffizienten zu erkennen. Es sind

$$\beta_0 \quad = \quad k(\omega_0) = \frac{\omega_0}{v_\phi(\omega)} \tag{2.20}$$

$$\beta_1 = \left.\frac{dk}{d\omega}\right|_{\omega_0} = \frac{1}{v_\mathrm{g}(\omega_0)} \tag{2.21}$$

$$\beta_2 = \left.\frac{1}{2}\frac{d^2k}{d\omega^2}\right|_{\omega_0} = \left.\frac{1}{2}\frac{d}{d\omega}\frac{1}{v_\mathrm{g}(\omega)}\right|_{\omega_0}, \tag{2.22}$$

wobei v_ϕ und v_g die Phasen- beziehungsweise die Gruppengeschwindigkeit im üblichen Sinne bezeichnen. Der Term $2\beta_2$ wird als Gruppengeschwindigkeits-Dispersion oder vom englischen group velocity dispersion abgeleitet kurz als GVD bezeichnet [73].
Aus Gleichung (2.18) kann nun der Einfluss der einzelnen Koeffizienten β_l auf die Pulspropagation abgeleitet werden. β_0 führt lediglich zu einer Phasenverschiebung ohne beobachtbare Auswirkungen auf den Puls, β_1 bewirkt eine Verschiebung des Pulses auf der Zeitachse und gibt somit die Propagationsgeschwindigkeit des Pulses an. Alle Koeffizienten höherer Ordnung ($l \geq 2$) führen zu Verzerrungen der Puls-Einhüllenden und zu Chirp. Insbesondere wird ein fourierlimitierter Eingangspuls bei nicht verschwindenden Koeffizienten höherer Ordnung ohne eine Änderung seines Spektrums zeitlich verbreitert. Der Puls ist somit nicht mehr bandbreitelimitiert. Es zeigt sich weiter, dass ein nichtverschwindendes β_2 zu linearem Chirp führt, die Koeffizienten der Ordnung $l \geq 3$ führen entsprechend zu Chirp höherer Ordnung [72, 74].
Eine interessante Konsequenz aus Gleichung (2.18) wird durch Zerlegung des Spektrums des einlaufenden Pulses in Betrag und Phase sichtbar:

$$\tilde{E}_\mathrm{ein}(\omega) = E_\mathrm{ein}(\omega)\, e^{i\varphi_\mathrm{ein}(\omega)}. \tag{2.23}$$

Für die Phase des transmittierten Pulses gilt dann nach Gleichung (2.14)

$$\varphi_\mathrm{aus}(\omega) = \varphi_\mathrm{ein}(\omega) - \sum_{l=0}^{\infty} b_l(\omega - \omega_0)^l\ . \tag{2.24}$$

Gleichung (2.24) legt nahe, zur Chirpkompensation ein lineares optisches Element so zu wählen, dass es die Phase des einlaufenden Pulses kompensiert, das heißt

$$b_l = \left.\frac{1}{l!}\frac{d^l}{d\omega^l}\varphi_\mathrm{ein}(\omega)\right|_{\omega_0}. \tag{2.25}$$

Zur vollständigen Kompensation des Chirps des einlaufenden Pulses ist Gleichung (2.25) für $l \geq 2$ zu erfüllen. Ein gechirpter Eingangspuls könnte unter dieser Bedingung in einen fourierlimitierten Puls, das heißt einen Puls minimaler Dauer, (rück-)transformiert werden. Mangels geeigneter optischer Elemente ist es experimentell jedoch nur unvollständig möglich, Chirp höherer als linearer Ordnung zu kompensieren. Die Kompensation der linearen Chirpkomponente gelingt allerdings vollständig durch geschickte Anordnung dispersiver Elemente wie Prismen oder Gitter [54, 74] (siehe Abschnitt 2.6).
Die Überlegungen im vorangegangenen Teil dieses Abschnittes sollen im Folgenden anhand eines gaußförmigen Pulses und $b_l = 0$ für $l > 2$ illustriert werden. Mithilfe von Tabelle 2.1 und Gleichung (2.10) findet sich leicht

$$\tilde{E}_{\text{ein}}(\omega) = \sqrt{\pi}\,\tau_{\text{g}}\,E_0\,e^{-\frac{\tau_{\text{g}}^2}{4}(\omega-\omega_0)^2}. \tag{2.26}$$

Für $\tilde{E}_{\text{aus}}(t)$ folgt dann aus Gleichung (2.18)

$$\begin{aligned}
\tilde{E}_{\text{aus}}(t) &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}}\,T E_0\,\tau_{\text{g}}\,e^{-ib_0}e^{i\omega_0 t}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\tau_{\text{g}}^2}{4}(\omega-\omega_0)^2}\times \\
&\quad e^{-ib_2(\omega-\omega_0)^2}e^{i(\omega-\omega_0)(t-b_1)}d\omega \\
&= \frac{T\,E_0\,\tau_{\text{g}}}{\sqrt{\tau_{\text{g}}^2+4ib_2}}\;e^{-ib_0}e^{i\omega_0 t}e^{i\varphi(t)}\exp\left[-\left(\frac{t-b_1}{\tau_{\text{g}}'}\right)^2\right] \\
&= T E_0\sqrt{\frac{\tau_{\text{g}}}{\tau_{\text{g}}'}}\;e^{-ib_0'}\;e^{i\omega_0 t}e^{i\varphi(t)}\exp\left[-\left(\frac{t-b_1}{\tau_{\text{g}}'}\right)^2\right]
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Die Größen $\varphi(t)$, τ_{g}' und b_0' ergeben sich dabei zu

$$\tau_{\text{g}}' = \sqrt{\tau_{\text{g}}^2 + \left(\frac{4b_2}{\tau_{\text{g}}}\right)^2} > \tau_{\text{g}}, \tag{2.28}$$

$$\varphi(t) = \frac{4b_2}{\tau_{\text{g}}^4 + 16b_2^2}\,(t-b_1)^2 \tag{2.29}$$

und

$$b_0' = b_0 + \arctan\left(\frac{\mathrm{Im}\left(\sqrt{\tau_\mathrm{g}^2 + 4ib_2}\right)}{\mathrm{Re}\left(\sqrt{\tau_\mathrm{g}^2 + 4ib_2}\right)}\right) \tag{2.30}$$

Gleichungen (2.27) bis (2.29) beschreiben einen auf der Zeitachse verzögerten und im Vergleich zum Eingangspuls verbreiterten gaußförmigen Ausgangspuls mit linearem Chirp. Ein solcher Puls wird in Abbildung 2.1 für den Fall positiven linearen Chirps illustriert.

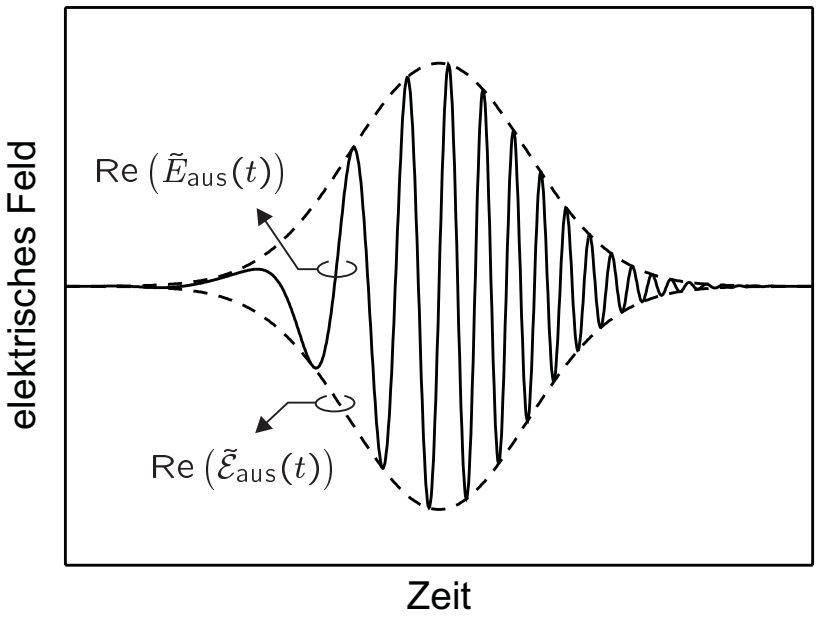


Abbildung 2.1: Elektrisches Feld eines gaußförmigen Pulses mit positivem linearen Chirp.

Fourierrücktransformation von $\tilde{E}_\mathrm{aus}(t)$ ergibt

$$\tilde{E}_\mathrm{aus}(\omega) = \sqrt{\pi}\,\tau_\mathrm{g}\,E_0\,e^{-i(b_0+b_1(\omega-\omega_0)+b_2(\omega-\omega_0)^2)}e^{-\frac{\tau_\mathrm{g}^2}{4}(\omega-\omega_0)^2}. \tag{2.31}$$

Aus Gleichung (2.9) folgt damit $I_\mathrm{aus}(\omega) = I_\mathrm{ein}(\omega)$, die spektralen Intensitäten des Eingangs- und des Ausgangspulses sind also gleich. Damit

bleibt auch ω_p unverändert. Nach Tabelle 2.1 ergibt sich das Pulslänge-Bandbreite Produkt dann zu

$$\mathrm{c_b} = \sqrt{2\ln 2}\,\tau_\mathrm{g}' \times \frac{2\sqrt{2\ln 2}}{\tau_\mathrm{g}} = \frac{2\ln 2}{\pi}\sqrt{1+\left(\frac{4b_2}{\tau_\mathrm{g}^2}\right)^2} > \frac{2\ln 2}{\pi}. \tag{2.32}$$

Der Ausgangspuls ist also nicht mehr bandbreitelimitiert, sein Pulslänge-Bandbreite Produkt überschreitet den für einen gaußförmigen Puls gültigen Minimalwert.

2.4 Selbstphasenmodulation

Bei der Propagation kurzer Laserpulse durch transparente Medien können derartig hohe Spitzenintensitäten auftreten, dass die Abhängigkeit des Brechungsindexes vom elektrischen Feld nicht mehr zu vernachlässigen ist. In optischen Monomoden-Fasern ist dieser Effekt aufgrund ihrer sehr geringen Kerndurchmesser ($\sim 5\,\mu$m im Wellenlängenbereich um 800 nm) besonders stark ausgeprägt und hat in Verbindung mit der Gruppengeschwindigkeits-Dispersion starken Einfluss auf die zeitliche und spektrale Form eines optischen Pulses.
Die Kopplung zwischen elektrischem Feld und Brechungsindex führt zu einer Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindexes, die durch

$$n_b(t) = n_b^{(0)} + n_b^{(2)} I(t) \tag{2.33}$$

ausgedrückt werden kann [72, 73, 77], wobei $n_b^{(2)}$ die materialabhängige Kopplungsstärke zwischen Feld und Brechungsindex angibt. Diese Relation impliziert eine Zeitabhängigkeit des Brechungsindexes.
Die Konsequenzen dieser Zeitabhängigkeit können in völliger Analogie zu Abschnitt 2.3 durch die Einführung einer Transferfunktion in der Zeitdomäne sowie eine Zeitabhängigkeit ihrer Phase $\psi(t)$ behandelt werden. Nach Gleichung (2.14) ist dann das Feld $\tilde{E}_\mathrm{aus}(t)$ des auslaufenden Pulses durch

$$\tilde{E}_\mathrm{aus}(t) = \tilde{E}_\mathrm{ein}(t)\,T(t)\,e^{-i\psi(t)}, \tag{2.34}$$

mit dem Feld $\tilde{E}_\mathrm{ein}(t)$ des einlaufenden Pulses verknüpft. Nach Gleichung (2.19) kann die durch das nichtlineare optische Element verursachte Zu-

satzphase mit

$$\psi(t) = \frac{\omega_0 L}{c}\, n_b(t) \tag{2.35}$$

angegeben werden. Wie anhand von Gleichung (2.6) sofort erkennbar ist, führt die so hervorgerufene Zeitabhängigkeit der Phase zu Chirp. Dieser Effekt wird als Selbstphasenmodulation (SPM) bezeichnet, da die Intensität des Pulses selbst seine Phase moduliert. Anders als die in Abschnitt 2.3 diskutierte Frequenzabhängigkeit der Phase, die das Spektrum des Pulses unverändert lässt, führt diese Zeitabhängigkeit zu einer spektralen Verbreiterung des Pulses bei zunächst unveränderter zeitlicher Einhüllender [72, 73, 77]. Gleichungen (2.33) und (2.35) erlauben, die durch $\psi(t)$ hervorgerufene Änderung der momentanen Frequenz anzugeben. Es folgt

$$\Delta\Omega(t) = -\frac{\omega_0 n_b^{(2)} L}{c}\, \frac{d}{dt}\, I(t). \tag{2.36}$$

Da in den meisten Materialien $n_b^{(2)} > 0$ ist, werden bei der Propagation eines Pulses durch ein nichtlineares optisches Element an seiner ansteigenden Flanke ständig niederfrequente Komponenten generiert, an seiner fallenden Flanke hingegen hochfrequente Komponenten. Abbildung 2.2 zeigt dies am Beispiel eines gaußförmigen Pulses.

In dispersionsfreien Medien führt die beschriebene spektrale Verbreiterung kurzer optischer Pulse nicht zu einer Veränderung der Form ihrer zeitlichen Einhüllenden. In dispersiven Medien hingegen führt das Wechselspiel aus SPM und Dispersion je nach Vorzeichen der Dispersion zu Pulsverlängerung [72, 78] oder -verkürzung [72, 79–81], unter sehr speziellen Bedingungen sogar zu zeitlich invarianten Pulsformen, sogenannten Solitonen [72, 80–85].

In Materialien normaler Dispersion ($\beta_2 > 0$) propagieren niederfrequente Pulskomponenten schneller als hochfrequente Komponenten. Die niederfrequenten Komponenten des Pulses treten daher im Bereich seiner steigenden Flanke auf, die hochfrequenten im Bereich der fallenden Flanke. Wie bereits in Abschnitt 2.3 diskutiert, führt dies zu einer Verbreiterung des Pulses. Durch SPM werden nun an der steigenden Flanke zusätzliche niederfrequente Komponenten erzeugt, an der fallenden Flanke hochfrequente Komponenten. Diese neuerzeugten Frequenzkomponenten unterliegen der Dispersion und führen zu verstärkter Pulsverbreiterung [72, 78].

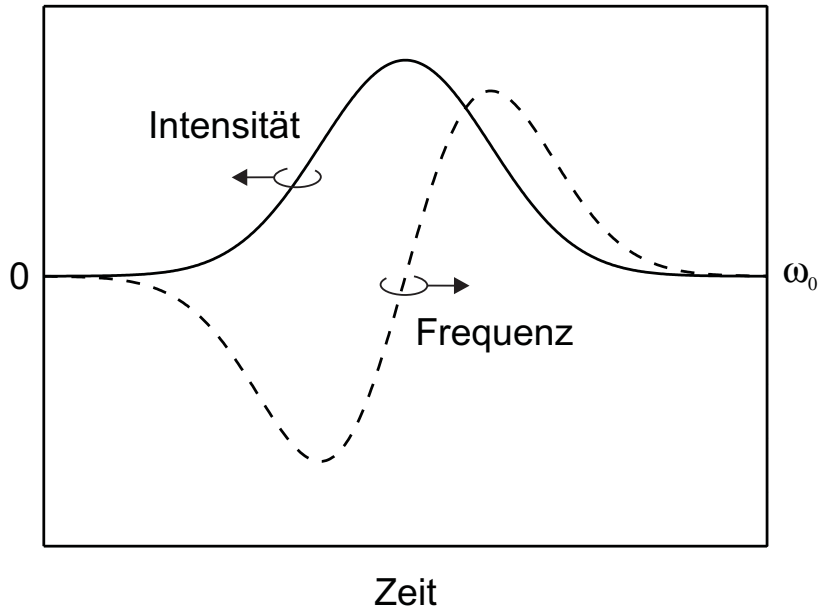


Abbildung 2.2: Intensität und momentane Frequenz eines selbstphasenmodulierten gaußförmigen Pulses.

Da die Pulsverbreiterung mit einer Verringerung der Spitzenintensität einhergeht, nimmt die Stärke der SPM für längere Propagationsdistanzen ab und es wird unter Umständen ein Zustand erreicht, in dem das Spektrum unverändert bleibt und der verbreiterte Puls lediglich der linearen Materialdispersion unterliegt.
In Materialien anomaler Dispersion ($\beta_2 < 0$) hingegen propagieren niederfrequente Pulskomponenten langsamer als hochfrequente Komponenten. Auch dies führt nach Abschnitt 2.3 zunächst zu einer Verbreiterung des Pulses [80, 81]. Die durch SPM erzeugten Frequenzen laufen in diesem Fall allerdings nicht zeitlich vom Intensitätsmaximum weg, sondern laufen zum Intensitätsmaximum hin. Die zusätzlichen Effekte durch SPM kompensieren also mindestens teilweise die Materialdispersion [80]. Je nach Intensitätsverlauf des Pulses und Größe der Materialdispersion überwiegt hierbei der Effekt der SPM oder der Materialdispersion. Es kommt also entweder ebenfalls zu einer Pulsverbreiterung [80, 81], die allerdings bei gleicher Propagationsdistanz geringer ist als ohne SPM, zu einer exakten Kompensation der beiden Effekte [72, 80, 81, 83–85] oder sogar zu einer

Pulskompression [72, 79–81]. Der Fall einer anfänglichen Pulskompression wird jedoch aufgrund des immer breiter werdenden Spektrums des Pulses und seiner weiter steigenden Spitzenintensität nach einer gewissen Propagationsdistanz in den Fall der exakten Kompensation übergehen [72, 79–81, 83–85].
Diejenigen Lösungen der Propagationsgleichungen, deren Einhüllende zeitlich invariant bleibt, werden als Solitonen erster Ordnung bezeichnet [84, 85]. Weitere Klassen von Lösungen reproduzieren die Form ihrer Einhüllenden in periodischen Abständen, dies sind sogenannte Solitonen höherer Ordnung [84, 85]. Solitonen spielen vor allem im Bereich der schnellen Langstrecken-Faserkommunikation eine bedeutende Rolle [86], da speziell bei sehr langen Strecken die Pulsverbreiterung der limitierende Faktor für die Übertragungsrate sein kann.

2.5 Experimentelle Charakterisierung kurzer Laserpulse

Die typische Länge der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Pulse liegt im Bereich von 100 fs. Die Dauer der Pulse kann also nicht mehr direkt mithilfe einer Photodiode und eines schnellen Oszilloskopes[3] gemessen werden. Vielmehr bedarf es rein optischer Korrelationsmethoden, um eine Aussage über die Länge der Pulse machen zu können.
Die gängigsten Methoden zur Bestimmung der Dauer eines Pulses sind die Intensitätsautokorrelation (AK) und die interferometrische Autokorrelation (IAK). In beiden Fällen wird der Puls mit einer zeitlich um τ verschobenen Kopie des Pulses in einem nichtlinearen Medium überlagert. Für das aus Prozessen zweiter Ordnung resultierende Feld im nichtlinearen Medium[4] gilt dann

$$\tilde{E}_2(t) = \eta(\tilde{E}(t) + \tilde{E}(t-\tau))^2, \tag{2.37}$$

[3] Das derzeit schnellste Oszilloskop der Firma Agilent Technologies (Modell 83484A) besitzt eine maximale Bandbreite von 50 GHz und ist damit über zwei Größenordnungen langsamer als für die direkte Messung der verwendeten Laserpulse erforderlich.

[4] Für eine Einführung in nichtlineare Prozese und insbesondere Frequenzverdoppelung siehe [72, 77, 82, 87, 88].

wobei η eine sowohl vom Material des nichtlinearen Mediums als auch von der Orientierung seiner Kristallachsen zu den beiden Strahlrichtungen abhängige Konstante ist. Der erste der beiden Pulse habe den Wellenvektor $\vec{k}_1$, der zweite den Wellenvektor $\vec{k}_2$. Einsetzen der Felder nach Gleichung (2.1) zuzüglich ihrer Ortsabhängigkeiten $e^{-i\vec{k}_1\vec{r}}$ beziehungsweise $e^{-i\vec{k}_2\vec{r}}$ in Gleichung (2.37) erlaubt die Unterscheidung der Komponenten von $\tilde{E}_2(t)$ nach ihren Propagationsrichtungen.
Durch den Frequenzverdoppelungs-Prozeß entstehen Feldkomponenten in den Richtungen $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$ und $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$ sowie gleichgerichtete, nichtpropagierende Feldkomponenten. In die Richtungen $\vec{k}_1$ bzw. $\vec{k}_2$ laufen dabei zusätzlich zu den zweiten Harmonischen der Einzelstrahlen die nicht frequenzverdoppelten Anteile der einlaufenden Felder, in Richtung $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$ tritt das frequenzverdoppelte Mischsignal der einlaufenden Felder auf.

2.5.1 Intensitätsautokorrelation

Werden aus Gleichung (2.37) lediglich in Richtung $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$ propagierende Feldanteile berücksichtig, so findet man

$$\tilde{E}_2(t) = 2\eta\tilde{\mathcal{E}}(t)\tilde{\mathcal{E}}(t-\tau)\, e^{2i\omega_0 t - i\omega_0\tau}. \tag{2.38}$$

Für die momentane Intensität $I_2(t)$ dieses Feldanteils gilt damit nach Gleichung (2.8)

$$I_2(t) = 2\eta^2\epsilon_0 c\, \mathcal{E}^2(t)\mathcal{E}^2(t-\tau) = 8\,\frac{\eta^2}{\epsilon_0 c}\, I(t)I(t-\tau). \tag{2.39}$$

Da die Antwortzeit selbst der schnellsten Photodetektoren weit über der Zeitdauer der betrachteten Pulse liegt, ist das gemessene Signal

$$\mathrm{AK}\,(\tau) = 8\,\frac{\eta^2}{\epsilon_0 c}\,\frac{1}{T_\mathrm{L}} \int\limits_{-T_\mathrm{L}/2}^{+T_\mathrm{L}/2} I(t)I(t-\tau)\,dt \tag{2.40}$$

der Mittelwert der momentanen Intensität $I_2(t)$ über einen Laserrepetitionszyklus. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die Laserrepetitionszeit von typischerweise einigen Nanosekunden um Größenordnungen über den für die Laserpulsdauer charakteristischen Zeitskalen liegt, kann

in den Integralgrenzen der Grenzübergang $T_\mathrm{L} \to \infty$ vollzogen werden und es gilt

$$\mathrm{AK}\,(\tau) = 8\,\frac{\eta^2}{\epsilon_0 c}\,\frac{1}{T_\mathrm{L}}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} I\,(t) I(t-\tau)\,dt, \tag{2.41}$$

so dass $\mathrm{AK}\,(\tau)$ die Intensitätsautokorrelation des Pulses angibt. Üblicherweise wird die Halbwertsbreite τ_ak der Intensitätsautokorrelation als Maß für die Pulsdauer verwendet. Unter Annahme einer Pulseinhüllenden kann τ_ak durch Auswertung von Gleichung (2.41) in Relation zu τ_p des jeweiligen Modellpulses gesetzt werden. Die komplette Pulseinhüllende lässt sich jedoch offensichtlich nicht allein aus $\mathrm{AK}\,(\tau)$ ableiten. Insbesondere ist $\mathrm{AK}\,(\tau)$ unabhängig von der Phase $\varphi(t)$ der Pulseinhüllenden $\tilde{\mathcal{E}}(t)$, d.h. aus einer Messung von $\mathrm{AK}\,(\tau)$ kann keine Aussage über die Phase eines Pulses abgeleitet werden.
Tabelle 2.3 gibt die Intensitätsautokorrelation für gaußförmige und hyperbelsekans-förmige Pulse sowie das jeweilige Verhältnis zwischen τ_ak und τ_p an.

$\mathcal{E}(t)/E_0$	$\frac{T_\mathrm{L}}{2\eta^2\epsilon_0 c\,E_0^4}\,\mathrm{AK}\,(\tau)$	τ_ak	$\frac{\tau_\mathrm{p}}{\tau_\mathrm{ak}}$
$e^{-\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{g}}\right)^2}$	$\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\tau_\mathrm{g}\,e^{-\left(\frac{\tau}{\tau_\mathrm{g}}\right)^2}$	$2\sqrt{\ln 2}\,\tau_\mathrm{g}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} = 0.707$
$\mathrm{sech}\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{s}}\right)$	$4\,\frac{\tau\,\cosh(\frac{\tau}{\tau_\mathrm{s}})-\tau_\mathrm{s}\,\sinh(\frac{\tau}{\tau_\mathrm{s}})}{\sinh^3(\frac{\tau}{\tau_\mathrm{s}})}$	$2.719\,\tau_\mathrm{s}$	0.648

Tabelle 2.3: Intensitätsautokorrelationen, τ_ak und $\frac{\tau_\mathrm{p}}{\tau_\mathrm{ak}}$ für gaußförmige und hyperbelsekans-förmige Pulse. Da $\mathrm{AK}\,(\tau)$ unabhängig von $\varphi(t)$ ist, gelten die angegebenen Relationen für beliebige Phasen $\varphi(t)$.

2.5.2 Interferometrische Autokorrelation

Wird zur Erzeugung der zweiten Harmonischen statt der im Vorausgegangenen diskutierten Geometrie eine kollineare Anordnung, das heißt

$\vec{k}_1 = \vec{k}_2 = \vec{k}$, gewählt, so besitzen alle frequenzverdoppelten Felder den Wellenvektor $2\vec{k}$. In gleicher Richtung, jedoch mit Wellenvektor $\vec{k}$, propagieren die nicht aufkonvertierten Feldanteile. Werden diese ausgefiltert, so ist das in Richtung $\vec{k}$ propagierende, frequenzverdoppelte Feld nach Gleichung (2.37)

$$\tilde{E}_2(t) = \eta \Big[\tilde{\mathcal{E}}^2(t)\, e^{2i\omega_0 t} + \tilde{\mathcal{E}}^2(t-\tau)\, e^{2i\omega_0 t - 2i\omega_0 \tau} + 2\tilde{\mathcal{E}}(t)\tilde{\mathcal{E}}(t-\tau)\, e^{2i\omega_0 t - i\omega_0 \tau} \Big]. \tag{2.42}$$

Die gemessene Intensität nach Gleichung (2.8) unter Berücksichtigung der Detektorantwortzeit ist dann

$$\mathrm{IAK}\,(\tau) = \frac{1}{2}\,\frac{\epsilon_0 c}{T_\mathrm{L}}\,\eta^2\,[A(\tau) + 4B(\tau) + 2C(\tau)] \tag{2.43}$$

mit

$$\begin{aligned} A(\tau) &= 2\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}^4(t)\; dt + 4\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}^2(t)\; \mathcal{E}^2(t-\tau)\, dt \\ &= \frac{8}{\epsilon_0^2 c^2}\int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t)\, dt + \frac{2\,T_\mathrm{L}}{\epsilon_0 c\,\eta^2}\,\mathrm{AK}\,(\tau) \end{aligned} \tag{2.44}$$

$$\begin{aligned} B(\tau) = &\int_{-\infty}^{+\infty} [\,\mathcal{E}^2(t) + \mathcal{E}^2(t-\tau)]\mathcal{E}(t)\mathcal{E}(t-\tau) \\ &\times \cos\left(\varphi(t) - \varphi(t-\tau) - \omega_0\tau\right) dt \end{aligned} \tag{2.45}$$

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}^2(t)\; \mathcal{E}^2(t-\tau) \cos\left(2\left(\varphi(t) - \varphi(t-\tau) - \omega_0\tau\right)\right) dt. \tag{2.46}$$

Diese sogenannte interferometrische Autokorrelation enthält damit drei verschiedene Frequenzkomponenten. Der nicht oszillierende Term $A(\tau)$ besteht aus einem τ-unabhängigen Hintergrundterm sowie der Intensitätsautokorrelation $\mathrm{AK}\,(\tau)$. Die Terme $B(\tau)$ und $C(\tau)$ sind die als Funktion

von τ mit der einfachen bzw. der doppelten Trägerfrequenz ω_0 oszillierenden Signalanteile.
Durch Fouriertransformation von IAK (τ) nach vorheriger Subtraktion des τ-unabhängigen Hintergrundes in $A(\tau)$ können die drei Terme als Funktion der Frequenz voneinander getrennt werden. Für bandbreitelimitierte Pulse, d.h. Pulse mit konstanter Phase $\varphi(t)$, gilt $T_{\mathrm{L}}\mathrm{AK}(\omega) = 2\,\epsilon_0 c\,\eta^2 C(\omega + 2\omega_0)$. Chirp führt zu Abweichungen von dieser Proportionalität zwischen AK(ω) und $C(\omega + 2\omega_0)$, so dass mithilfe der interferometrischen Autokorrelation ein Test auf Chirp durchgeführt werden kann.
Im zeitlichen Überlapp der beiden betrachteten Pulse, das heißt für $\tau = 0$, addieren sich die drei Terme durch konstruktive Interferenz zu $16\int_{-\infty}^{+\infty}\mathcal{E}^4(t)$. Fernab vom zeitlichen Überlapp der Pulse bleibt das Hintergrundsignal $2\int_{-\infty}^{+\infty}\mathcal{E}^4(t)$. Das Kontrastverhältnis der interferometrischen Autokorrelation ist damit 8:1.
Anstelle des in den meisten Fällen verwendeten nichtlinearen Kristalls zur Erzeugung der zweiten Harmonischen kann auch die Zweiphotonen-Absorption in einem Halbleiter, dessen Bandlücke größer als die fundamentale Frequenz des einlaufenden Pulses ist, als Prozeß zweiter Ordnung zur Erzeugung der Autokorrelationen genutzt werden [89]. Für Wellenlängen ab 700 nm sind beispielsweise GaAsP Photodioden sehr gut geeignet. Experimentell werden der nichtlineare Kristall sowie der Photodetektor zur Intensitätsmessung durch die entsprechende Photodiode ersetzt. Die Diode vereint also die Funktionen des nichtlinearen Elementes und des Detektors.
Zur Illustration soll das Beispiel des linear gechirpten gaußförmigen Pulses aus Gleichungen (2.27) bis (2.29) herangezogen werden. Da b_1 außer einer Verschiebung des Pulses auf der Zeitachse keine weitere physikalische Bedeutung zukommt, wird im Folgenden $b_1 = 0$ angenommen. Der Puls aus Gleichung (2.27) lässt sich dann als

$$\tilde{E}_{\mathrm{aus}}(t) = T E_0 \sqrt{\frac{\tau_{\mathrm{g}}}{\tau'_{\mathrm{g}}}}\, e^{-ib'_0}\, e^{i\omega_0 t}\, \exp\left[-(1+ia)\left(\frac{t}{\tau'_{\mathrm{g}}}\right)^2\right] \tag{2.47}$$

mit

$$a = -\frac{4b_2}{\tau_{\mathrm{g}}^2} \tag{2.48}$$

darstellen. Damit ist

$$\mathrm{AK}\,(\tau) = \sqrt{\pi}\,\eta^2 \frac{\epsilon_0 c}{T_\mathrm{L}}\,T^4 E_0^4 \frac{\tau_\mathrm{g}^2}{\tau_\mathrm{g}'}\,e^{-\left(\frac{\tau}{\tau_\mathrm{g}'}\right)^2} \tag{2.49}$$

und

$$\begin{aligned}\mathrm{IAK}\,(\tau) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\eta^2 \frac{\epsilon_0 c}{T_\mathrm{L}}\,T^4 E_0^4 \frac{\tau_\mathrm{g}^2}{\tau_\mathrm{g}'} \Bigg\{ & 1 + 2\,e^{-\left(\frac{\tau}{\tau_\mathrm{g}'}\right)^2} \\ & + 4\,e^{-\frac{a^2+3}{4}\left(\frac{\tau}{\tau_\mathrm{g}'}\right)^2} \cos\frac{a}{2}\left(\frac{\tau}{\tau_\mathrm{g}'}\right)^2 \cos\omega_0\tau \\ & + \; e^{-(1+a^2)\left(\frac{\tau}{\tau_\mathrm{g}'}\right)^2} \cos 2\omega_0\tau \Bigg\}\,. \end{aligned} \tag{2.50}$$

Aus Gleichung (2.49) ist ersichtlich, dass mithilfe der Intensitätsautokorrelation $\mathrm{AK}\,(\tau)$ lediglich Aussagen über die Dauer eines Pulses, nicht jedoch über seine Phase gemacht werden können. Durch die bloße Messung der Intensitätsautokorrelation kann ein durch Materialdispersion auf die Länge τ_g' verlängerter Puls nicht von einem Puls mit einer ursprünglichen Länge von τ_g' unterschieden werden. Die Phase des Pulses beeinflußt ausschließlich die interferometrische Autokorelation $\mathrm{IAK}\,(\tau)$.
Diese Tatsache erlangt besondere Bedeutung in der bereits im diesem und in Kapitel 2.3 in den Beispielen dargestellten experimentellen Standardsituation. Durch einen Kurzpulslaser werden annähernd ungechirpte Pulse zur Verfügung gestellt, die nach Propagation durch eine Anzahl optischer Elemente zeitlich verlängert und gechirpt sind. Durch Messung der Intensitätsautokorrelation der Pulse kann lediglich die zeitliche Verlängerung der Pulse gemessen werden und somit bestenfalls indirekt und qualitativ auf das Vorhandensein von Chirp geschlossen werden. Eine quantitative Aussage über den Chirp kann erst durch Messung der interferometrischen Autokorrelation erlangt werden.
Abbildung 2.3 stellt die Intensitätsautokorrelation und die interferometrische Autokorrelation ohne Hintergrund für den chirpfreien Fall ($a = 0$) und für den Fall positiven Chirps ($a = 5$) dar. Neben den Oszillationen mit den Frequenzen ω_0 und $2\omega_0$ ist gut der Einfluss des Chirps auf die Breite des oszillierenden Anteils von $\mathrm{IAK}\,(\tau)$ zu erkennen. Außerdem wird die

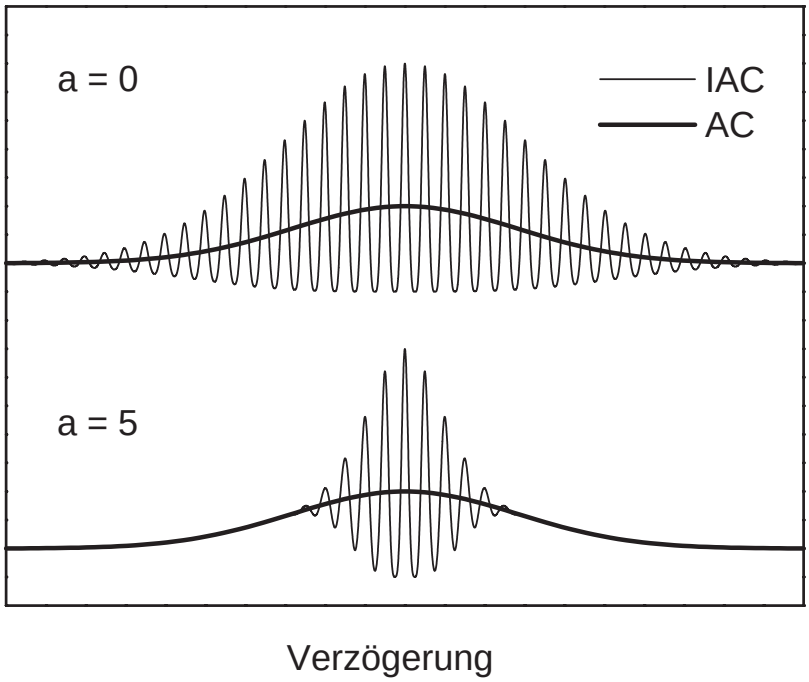


Abbildung 2.3: Intensitätsautokorrelationen und interferometrische Autokorrelationen ohne Hintergrund eines ungechirpten und eines gechirpten gaußförmigen Pulses.

Gleichheit der nicht oszillierenden Anteile der interferometrischen Autokorrelation ohne Hintergrund mit der Intensitätsautokorrelation deutlich. Eine eingehendere Diskussion des Einflusses von Chirp auf IAK (τ) findet sich in [72, 89–91].

2.6 Dispersionskompensation

Bereits in Abschnitt 2.3 wurde die Möglichkeit diskutiert, Chirp durch eine geeignete Kombination dispersiver Elemente zu kompensieren. In diesem Abschnitt soll nun eine Kombination aus zwei Gittern [54, 72] zur Kompensation linearen und quadratischen Chirps vorgestellt werden.
Die Kompensation zeitlicher Dispersion durch Gitter beruht auf der Ausnutzung ihrer räumlichen Dispersionseigenschaften. Abbildung 2.4 zeigt

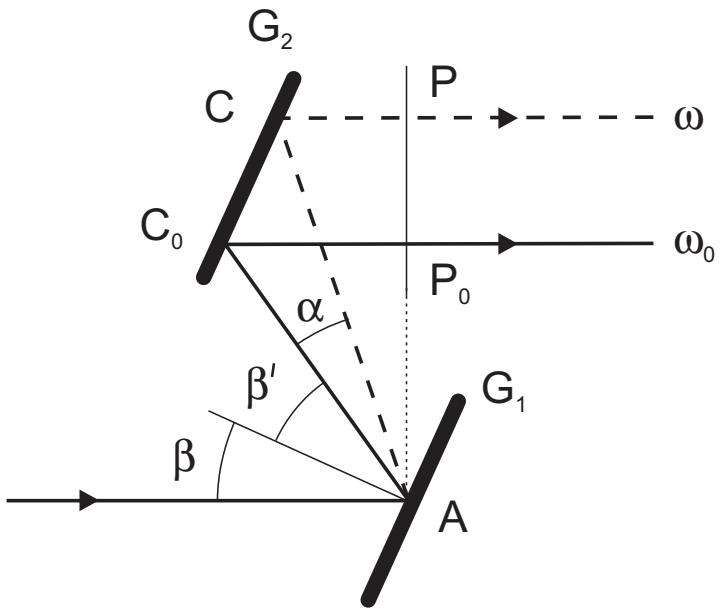


Abbildung 2.4: Anordnung aus zwei parallelen Gittern zur Erzeugung winkeldispersionsfreier GVD

eine zur Dispersionskompensation geeignete Anordnung aus zwei zueinander parallelstehenden Gittern. Im Eingangsstrahl der Gesamtanordnung treffen die spektralen Komponenten eines gechirpten Eingangspulses zu verschiedenen Zeiten ein. Durch das erste Gitter wird der einlaufende Puls spektral aufgespalten, das zweite Gitter richtet den so entstandenen Frequenzfächer wieder parallel. Bedingt durch die Anordnung der beiden Gitter durchlaufen verschiedene Frequenzen beim Passieren der Gitterstrecke verschieden lange Wege. Wird nun die Anordnung der Gitter geschickt gewählt, ist es möglich die Wegdifferenz der verschiedenen spektralen Komponenten so abzustimmen, dass im auslaufenden Strahl sämtliche Frequenzkomponenten gleichzeitig auftreten. Der Ausgangsstrahl ist somit zwar kollimiert und frei von Chirp, allerdings ist er stark aufgeweitet und die verschiedenen Frequenzkomponenten sind über den Strahlquerschnitt verteilt. Diese räumliche Dispersion kann sehr einfach kompensiert werden, indem der Ausgangsstrahl durch einen Spiegel in sich selbst zurückreflektiert wird und so die Anordnung ein zweites Mal in umgekehrter Reihenfolge durchläuft. Die durch die Gesamtanordnung

bewirkte GVD wird bei diesem zweiten Gitterdurchlauf verdoppelt.
Die genauere Analyse der Gitterstrecke bedient sich des Konzepts der optischen Transferfunktion aus Abschnitt 2.3. Die Phase der Transferfunktion für die Gitteranordnung ergibt sich analog zu Gleichung (2.19) unter Berücksichtigung von $n_b(\omega) = 1$ zu

$$\psi(\omega) = \frac{\omega}{c} L(\omega), \tag{2.51}$$

wobei in diesem Fall die Propagationsdistanz $L(\omega)$ als frequenzabhängig angenommen werden muß. Die GVD des Gitterpaares kann nun durch Bestimmung der frequenzabhängigen optischen Weglänge zwischen Punkt A und der Ausgangswellenfront $\overline{\mathrm{PP}}_0$ nach Abbildung 2.4 ermittelt werden. Es ist

$$L(\omega) = \overline{\mathrm{ACP}} = \frac{b}{\cos(\beta' + \alpha)} \{1 + \cos(\beta' + \beta + \alpha)\}, \tag{2.52}$$

wobei b den senkrechten Abstand der beiden Gitter bezeichnet. β ist der Einfallswinkel, β' der Beugungswinkel zur Frequenz ω_0 und $\beta' + \alpha$ der Beugungswinkel zur Frequenz ω. Für die Beugung am Gitter gilt

$$\sin(\beta' + \alpha) = \sin(\beta) + m\,\frac{\lambda}{\Lambda} = \sin(\beta) + m\,\frac{2\pi c}{\omega\Lambda}, \tag{2.53}$$

wobei $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ die der Frequenz ω entsprechende Wellenlänge angibt. Λ und m bezeichnen die Gitterkonstante beziehungsweise die Beugungsordnung.
Anhand von Gleichung (2.53) und Abbildung 2.4 ist ersichtlich, dass Beugung in negative Ordnungen negative Dispersion hervorruft, Beugung in positive Ordnungen entsprechend positive Dispersion. Da im Folgenden der experimentell relevante Fall der Kompensation positiver Dispersion betrachtet werden soll, wird $m = -1$ angenommen.
Bei der Beugung am Gitter wird durch jede Gitterlinie zwischen den Auftreffpunkten der extremen Frequenzen des Pulses auf G_2 eine zusätzliche Phasenverschiebung von 2π verursacht [54]. Da jedoch lediglich die relative Phasenverschiebung von Interesse ist, ist es ausreichend, die Zahl der Gitterlinien zwischen dem Auftreffpunkt der betrachteten Frequenzkomponente auf G_2 und einem willkürlich gewählten Referenzpunkt zu betrachten. Als Referenzpunkt wird der Schnittpunkt der Normalen auf

G_1 in A mit G_2 gewählt. Damit gilt

$$\psi(\omega) = \frac{\omega}{c}\, L(\omega) + 2\pi\, \frac{b}{\Lambda} \tan(\beta' + \alpha). \tag{2.54}$$

Unter Berücksichtigung von $\alpha = \alpha(\omega)$, $\alpha(\omega_0) = 0$ und $m = -1$ folgt

$$\left.\frac{d^2\psi}{d\omega^2}\right|_{\omega_0} = -\frac{\lambda_0}{2\pi c^2} \left(\frac{\lambda_0}{\Lambda}\right)^2 \frac{b}{r\sqrt{r}} \tag{2.55}$$

und

$$\left.\frac{d^3\psi}{d\omega^3}\right|_{\omega_0} = -\frac{3\lambda_0}{2\pi c r} \left\{ r + \frac{\lambda_0}{\Lambda} \left(\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \sin\beta \right) \right\} \left.\frac{d^2\psi}{d\omega^2}\right|_{\omega_0} \tag{2.56}$$

mit

$$r = 1 - \left(\frac{2\pi c}{\omega_0 \Lambda} - \sin\beta \right)^2 . \tag{2.57}$$

$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$ bezeichnet die der Frequenz ω_0 entsprechende Wellenlänge. Nach Gleichung (2.17) gibt Gleichung (2.55) direkt die GVD der Gitterstrecke an, Gleichung (2.56) die Dispersion dritter Ordnung. Das Verhältnis aus den Phasentermen zweiter und dritter Ordnung nach Gleichungen (2.16) und (2.17) legt die Regeln für Wahl der Größen b, β und Λ fest. Es ist

$$\left| \frac{b_3(\omega - \omega_0)^3}{b_2(\omega - \omega_0)^2} \right| = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \left(1 + \frac{\frac{\lambda_0}{\Lambda}\,(\,\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \sin\beta)}{1 - (\,\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \sin\beta)^2} \right). \tag{2.58}$$

Um den Chirp erster und zweiter Ordnung eines gegebenen Eingangspulses zu korrigieren, muß somit der Abstand b der beiden Gitter so eingestellt werden, dass der lineare Chirp kompensiert wird. Durch Anpassung des Einfallswinkels β und geschickte Wahl der Gitterkonstanten Λ kann dann der quadratische Chirp minimiert werden.

2.7 Erzeugung kurzer Laserpulse

Nachdem in den vorausgegangenen Abschnitten die grundlegenden Techniken zur Beschreibung kurzer Pulse und einige ihrer Eigenschaften vorgestellt wurden, soll nun auf die Erzeugung derartiger Pulse eingegangen

werden. Aus der Vielzahl von Möglichkeiten, einen Laser zur Emission einer Sequenz kurzer Pulse zu stimulieren [72, 92–94], soll hier jedoch nur das sogenannte Kerr-Lens Mode-Locking vorgestellt werden. Auf diesem Prinzip fußt der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Titan-Saphir-Laser (Mira 900-F der Firma Coherent).
Werden keine besonderen Vorkehrungen ergriffen, oszilliert ein Laser gleichzeitig auf allen Resonanzfrequenzen ω_l seiner Kavität, für die die Nettoverstärkung des Lasers größer als eins ist. Für diese Frequenzen gilt $L_\mathrm{R} = l\,\frac{\lambda_l}{2} = l\frac{\pi c}{\omega_l}$, wobei L_R die Resonatorlänge bezeichnet und l eine natürliche Zahl ist. λ_l ist wieder die der Frequenz ω_l entsprechende Wellenlänge. Wird mit ω_L die Frequenz der maximalen Verstärkung des Resonators beschrieben, so gilt $\omega_l = \omega_\mathrm{L} + l\Delta\omega$ mit $L_\mathrm{R}\Delta\omega = \pi c$. l entstammt nun der Menge der ganzen Zahlen. Die elektrischen Felder dieser Moden werden durch

$$\tilde{E}_l(t) = \mathcal{E}_l\, e^{i\omega_l t + i\varphi_l(t)} \tag{2.59}$$

beschrieben. Die Amplituden $\mathcal{E}_l$ der einzelnen Moden werden durch die frequenzabhängige, zeitlich allerdings als konstant angenommene Verstärkung des Resonators bestimmt. Das resultierende Feld in der Laserkavität ist schließlich

$$\tilde{E}(t) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_l\, e^{i\omega_l t + i\varphi_l(t)} \tag{2.60}$$

Die Phasen $\varphi_l(t)$ der einzelnen Moden fluktuieren im Multimoden-Betrieb des Lasers frei und unabhängig voneinander, insbesondere sind sie nicht starr gekoppelt [92]. Wird die Intensität des ausgekoppelten Laserfeldes nach Gleichung (2.8) mit einem genügend schnellen Detektor gemessen, so ist sie durch starke Fluktuationen resultierend aus den Schwebungen der Moden gekennzeichnet.
Im Folgenden soll nun der Fall vollständig korrelierter Moden betrachtet werden, das heißt $\varphi_l(t) - \varphi_j(t) = 0 \quad \forall\ j, l$. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit bedeutet dies $\varphi_l(t) = 0 \quad \forall\ l$ [92]. Die Abhängigkeit der Netto-Verstärkung des Resonators von der Frequenz werde durch $\mathrm{F}(\omega - \omega_\mathrm{L})$ beschrieben. Damit gilt $\mathcal{E}_l = \mathcal{E}_\mathrm{L} \cdot \mathrm{F}(l\Delta\omega)$, wobei $\mathcal{E}_\mathrm{L}$ die Feldamplitude im Verstärkungsmaximum ist. $\mathrm{F}(\omega - \omega_\mathrm{L})$ ist in aller Regel eine um ω_L zentrierte, glockenförmige Kurve. Ihre charakteristische Breite $\Delta\omega_\mathrm{L} = \frac{2\pi c}{\lambda_\mathrm{L}^2}\,\Delta\lambda_\mathrm{L}$ sowie $\omega_\mathrm{L} = \frac{2\pi c}{\lambda_\mathrm{L}}$ sind stark vom jeweiligen Verstär-

kungs-Medium abhängig. In Titan-Saphir-Lasern findet man beispielsweise $\Delta\lambda_\mathrm{L} \sim 400\,\mathrm{nm}$ und $\lambda_\mathrm{L} \sim 800\,\mathrm{nm}$, in Argon-Ionenlasern ergibt sich dagegen $\Delta\lambda_\mathrm{L} \sim 0.7 \times 10^{-2}\,\mathrm{nm}$ und $\lambda_\mathrm{L} = 514\,\mathrm{nm}$ [92]. Für $\tilde{E}(t)$ folgt schließlich

$$\tilde{E}(t) = \mathcal{E}_\mathrm{L}\, e^{i\omega_\mathrm{L} t} \underbrace{\sum_{l=-\infty}^{\infty} \mathrm{F}_l\, e^{il\Delta\omega t}}_{\tilde{\mathcal{E}}(t)}\,, \tag{2.61}$$

wobei $\mathrm{F}_l = \mathrm{F}(l\Delta\omega)$. Dies beschreibt eine Grundschwingung der Frequenz ω_L moduliert durch eine Funktion der Periode $T = 2\pi/\Delta\omega = 2L_\mathrm{R}/c$. Der Vergleich mit Gleichung (2.1) zeigt, dass durch Gleichung (2.61) eine Folge von Pulsen mit einer durch $\mathcal{E}_\mathrm{L}\,\tilde{\mathcal{E}}(t)$ gegebenen Einhüllenden beschrieben wird. Die Dauer der einzelnen Pulse wird dabei um so kürzer, je breiter $\mathrm{F}(\omega - \omega_\mathrm{L})$ ist, das heißt, je mehr longitudinale Moden des Resonators am Überlagerungsprozess teilnehmen [92]. Es gilt $\tau_\mathrm{p} \sim 1/\Delta\omega_\mathrm{L}$. Dies zeigt die hervorragende Eignung des Titan-Saphir-Lasers zur Erzeugung kürzester Pulse aufgrund seiner enormen Bandbreite. Tatsächlich sind Titan-Saphir-Laser in der Lage, Pulse mit einer Zeitdauer von 5 fs zu emittieren [95–97].

Die im Vorausgehenden beschriebene phasenstarre Überlagerung einer Vielzahl longitudinaler Resonatormoden wird als Modenkopplung oder Mode-Locking bezeichnet. Äquivalent zur Beschreibung der Modenkopplung in der Frequenzdomäne ist ihre Beschreibung in der Zeitdomäne: Eine Intensitätsfluktuation der Laserkavität zum Zeitpunkt t wird auf Kosten der Intensität zu allen anderen Zeiten selektiv verstärkt. Dies führt zu einem in der Kavität hin und herlaufenden Wellenpaket, für eine lineare Laserkavität der Länge L_R ergibt dies wieder einen Pulszug der Repetitionszeit $T = 2L_\mathrm{R}/c$.

Diese äquivalenten Beschreibungen des Modenkopplungs-Prozesses weisen bereits die zwei gängigen Wege zu seiner Realisierung: Einerseits kann das Laserfeld im Resonator aktiv (sogenannte aktive Modenkopplung) mit der Frequenz $2L_\mathrm{R}/c$ moduliert werden, was schließlich zur Synchronisation der Phasenlagen führt. Diese Modulation kann beispielsweise durch einen akustooptischen Modulator oder durch moduliertes Pumpen realisiert werden. Andererseits können durch Einbringen eines nichtlinearen Absorbers in die Kavität die Verluste für hohe Intensitäten gegenüber

denen für geringe Intensitäten verringert werden. Dadurch wird die Ausbildung eines modulierten Strahls gegenüber der Ausbildung eines kontinuierlichen Strahls begünstigt. Schließlich wird durch diese sogenannte passive Modenkopplung die Gesamtenergie des Laserfeldes im Resonator auf einen einzigen hin- und herlaufenden Puls konzentriert.
Eine sehr elegante Variante der passiven Modenkopplung wird in Titan-Saphir-Lasern realisiert [90]. Die Grundlage der Modenkopplung in Titan-Saphir-Lasern bildet der stark nichtlineare Brechungsindex der in diesen Lasern als Verstärkungsmedium verwendeten Titan dotierten Saphir-Kristalle [90, 92]. Bereits in Abschnitt 2.4 wurde die Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindexes in nichtlinearen Materialien diskutiert. Wird die Zeitabhängigkeit der Intensität betrachtet, so findet man aufgrund der nichtlinearen Effekte einen zeitabhängigen Brechungsindex und schließlich daraus resultierend Selbstphasenmodulation. Wird hingegen die räumliche Intensitätsverteilung des Lasers transversal zur Strahlrichtung berücksichtigt, so findet man analog zu Gleichung (2.33) eine räumliche Variation des Brechungsindexes. In der Grundmode besitzen die meisten Laser ein gaußförmiges Intensitätsprofil, so dass in Verbindung mit einem positiven Koeffizienten des nichtlinearen Brechungsindexes der Brechungsindex im Mittelpunkt des Strahlquerschnitts ein Maximum besitzt und radial abnimmt. Dies führt zu einem Linseneffekt und schließlich zu einer Fokussierung des Strahls [72]. Dieser Effekt wird als Selbstfokussierung oder Kerr-Linsen Effekt bezeichnet. Die Fokussierung des Strahls ist dabei nach Gleichung (2.33) um so stärker, je höher seine Intensität ist. Eine direkte Folge dieser Intensitätsabhängigkeit ist, dass starke zeitliche Intensitätsmaxima beim Durchgang durch den Titan-Saphir-Kristall stärker fokussiert werden als schwächere. Wird dieser Fokussierungsprozess wie in Abbildung 2.5 gezeigt mit einer Lochblende kombiniert, so können den weniger starken Intensitätsmaxima der Laserkavität gegenüber den stärkeren Intensitätsmaxima höhere Verluste zugefügt werden, so dass der Laser sich schließlich in den Pulsbetrieb aufschaukelt. Aufgrund des zugrundeliegenden optischen Kerr Effektes wird diese Form der passiven Modenkopplung als Kerr-Linsen Modenkopplung oder Kerr-Lens Mode-Locking bezeichnet.
Die Ausbildung einer zeitlich stabilen Pulsform verläuft in Titan-Saphir-Lasern analog zur Ausbildung von Solitonen (siehe Abschnitt 2.4) in nichtlinearen Medien mit negativer GVD [72, 80, 81, 83–85]. Mithilfe eines Pris-

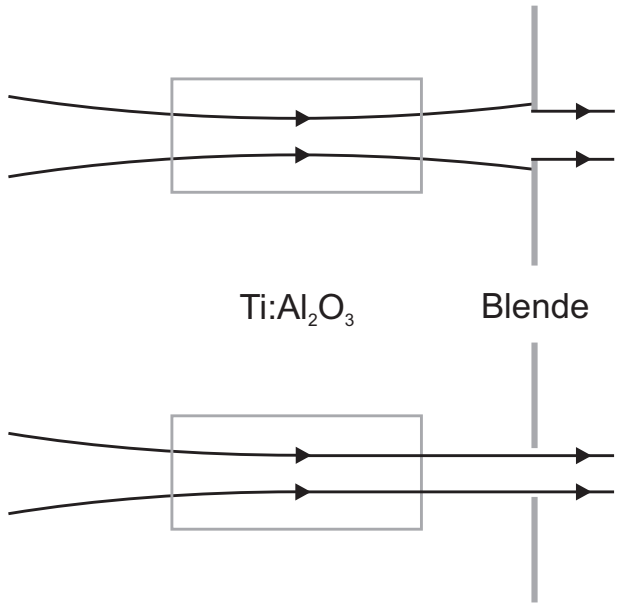


Abbildung 2.5: Selbstfokussierung aufgrund des optischen Kerr Effekts in der Strahltaille eines Laserstrahls bei niedriger (oben) und hoher (unten) Intensität.

menpaares in der Laserkavität wird nach dem Prinzip des Gitterpaares (siehe Abschnitt 2.6) so viel negative GVD realisiert, dass die gesamte GVD der Laserkavität leicht negativ ist. In Verbindung mit Selbstphasenmodulation im Titan-Saphir-Kristall führt dies zur Ausbildung eines Soliton-Pulses [72, 84, 92, 98–103]. Negative GVD und Selbstphasenmodulation sind nun allerdings in verschiedenen optischen Elementen lokalisiert und im Falle der negativen GVD keine Materialeigenschaft sondern durch die geeignete geometrische Anordnung von zwei Prismen hervorgerufen. Die Pulsform variiert somit entlang der Laserkavität sehr stark, ist jedoch an gleichen Orten stets konstant. Man spricht daher von Quasi-Solitonen [92, 101–103]. Wird die Auskopplung in der Laserkavität an einem Ort fourierlimitierter Pulse vorgenommen, das heißt nach Durchlaufen des Prismenpaares und des Kristalls, so erhält man außerhalb der Kavität einen Zug fourierlimitierter Pulse. In Titan-Saphir-Lasern dient also der zunächst als Verstärkungsmedium vorgesehene Titan-Saphir-Kristall sehr wesentlich nicht nur der Erzeugung von Laserstrahlung sondern auch der Modenkopplung und der Pulsformung.

3 Neuartige und klassische schnelle photoleitende Materialien

Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit zur Herstellung schneller Photoleitungsschalter verwendeten Halbleitermaterialien vorgestellt und ihre wichtigsten Eigenschaften erläutert. Wie in Kapitel 4 diskutiert werden wird, besteht der in dieser Arbeit verfolgte Ansatz zur Erzielung kurzer Schalter-Antwortzeiten in der Verwendung photoleitfähiger Materialien mit kurzen Ladungsträgerlebenszeiten. Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich daher mit zwei Materialsystemen, die diese Eigenschaft aufweisen.

3.1 Niedertemperatur-gewachsenes GaAs

Nur kurze Zeit nach Entdeckung der vorteilhaften Eigenschaften von niedertemperatur-gewachsenem GaAs (LTG-GaAs) als Isolationsschicht in MESFET's [60] wurde von den hohen Defektdichten dieses Materials auf seine kurzen Ladungsträgerlebenszeiten geschlossen und der erste schnelle Photoleitungsschalter aus diesem Material hergestellt [61]. Seither hat sich LTG-GaAs zum Standardmaterial zur Realisierung optoelektronischer Schalter entwickelt [62]. Basierend auf LTG-GaAs werden seit einigen Jahren optoelektronische Schalter mit Antwortzeiten unter 600 fs realisiert [63, 64].

3.1.1 Morphologie und Bandstruktur

Zur Erzielung niedriger Defektdichten und hoher Beweglichkeiten wird GaAs in Molekularstrahlepitaxie (MBE) Anlagen üblicherweise bei Wachstumstemperaturen von $T_g \geq 580\,°C$ hergestellt. Wird T_g auf $180 - 220\,°C$ abgesenkt, kommt es unter arsenreichen Bedingungen zu

einem nichtstöchiometrischen Wachstum mit einem Arsenüberschuß von bis zu 1.5 % [104–110]. Die überschüssigen Arsenatome führen zur Ausbildung hoher Konzentrationen von Arsen Antisite Defekten [109–116], interstitiellen Arsen Punktdefekten [109, 110] sowie Gallium Leerstellen [113,115]. Aufgrund des hohen Arsenüberschusses kommt ein isotroper Anstieg der Gitterkonstanten von bis zu 0.15 % zustande [105–107, 109]. Trotz der hohen Punktdefektkonzentration in LTG-GaAs ist das Wachstum einkristalliner Schichten von mehr als 2 μm Dicke mit geringen Konzentrationen ausgedehnter Defekte wie z.B. Versetzungen möglich [106, 109].
Sowohl die Arsen Antisite Defekte als auch die Gallium Leerstellen sind elektrisch aktiv. Die Arsen Antisite Defekte bilden ein tiefes, teilweise ionisiertes Donator Niveau mit einem energetischen Abstand von $0.4-0.57$ eV von der Leitungsbandkante [117–121]. Die Konzentration der ionisierten Donatoren $[\mathrm{As}^{+}_{\mathrm{Ga}}]$ beträgt typischerweise zwischen $10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und $10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$, die Konzentration der nicht ionisierten Donatoren $[\mathrm{As}^{0}_{\mathrm{Ga}}]$ beträgt $10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ bis $10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [105, 107, 109, 111–116, 118, 119, 122]. Die Gallium Leerstellen bilden ein tiefes, vollständig ionisiertes Akzeptorband in einem Abstand von $0.3 - 0.34$ eV von der Valenzbandkante [104, 108, 115, 123]. Typischerweise beträgt die Konzentration der Akzeptoren $[\mathrm{V}_{\mathrm{Ga}}]$ $10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ bis $10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [113–115, 122]. Die Akzeptoren führen somit zu einer wahrscheinlich vollständigen Kompensation der ionisierten Donatoren [117, 122, 124]. In Abbildung 3.1 werden im linken Teil zusammenfassend die energetische Lage sowie die Konzentrationen der diskutierten Störstellen gezeigt.
Der relative Arsenüberschuss und damit die Konzentration der Punktdefekte kann durch eine Variation der Wachstumstemperatur eingestellt werden [104, 106, 113, 125]. Generell nimmt die Zahl der auf Arsenüberschuss zurückzuführenden Punktdefekte mit steigender Wachstumstemperatur ab. Sowohl Yu et al. [110] als auch Liu et al. [112] finden einen Arsenüberschuss von weniger als 0.1 % für $\mathrm{T_g} > 280\,°\mathrm{C}$. Mit steigendem $\mathrm{T_g}$ ist ebenfalls ein Rückgang der Gitterkonstanten auf ihren Idealwert festzustellen. Für $\mathrm{T_g} > 280\,°\mathrm{C}$ sinkt die Erhöhung der Gitterkonstanten auf unter 0.01 % [110, 113]. Liu et al. finden einen quadratischen Zusammenhang zwischen der Gesamtkonzentration der As Antisitedefekte und der Konzentration der ionisierten Antisitedefekte [113].
Diese Ergebnisse lassen den Versuch hoffnungsvoll erscheinen, durch die

Kontrolle der Wachstumstemperatur eine Abstimmbarkeit mit den Defektdichten zusammenhängender elektronischer und optischer Eigenschaften zu erreichen. Dies erweist sich jedoch aufgrund von Schwierigkeiten in der reproduzierbaren Messung von Wachstumstemperaturen im Bereich von 200 °C als problematisch [104]. Die üblicherweise für Temperaturen oberhalb von 400 °C verwendeten Infrarot-Pyrometer müssen in niedrigeren Temperaturbereichen durch Thermoelemente ersetzt werden. Die Präzision und die Reproduzierbarkeit der Temperaturmessung hängt damit von der nur ungenügend kontrollierbaren thermischen Kopplung zwischen Substrat und Thermoelement ab. Yu et al. schätzen für das Wachstum in einer MBE Anlage einen Reproduzierbarkeitsfehler von T_g von $10-20$ °C ab [110], Look gibt Unsicherheiten von bis zu 30 °C in vergleichenden Temperaturmessungen zwischen verschiedenen MBE Anlagen an [104].
Eine deutliche Veränderung der Mikrostruktur von LTG-GaAs ergibt sich durch einen auf das eigentliche Wachstum folgenden Ausheilschritt von typischerweise 10 min Dauer bei 600 °C unter erhöhtem Arsen-Fluss [105,126]. Unter diesen Bedingungen bilden sich aus einem Teil der punktförmigen Arsen Defekte metallische Einschlüsse [116] von $2-10$ nm Durchmesser und einer Dichte zwischen $10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und $10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [127–129]. Mahalingam et al. beobachten davon abweichend Dichten im Bereich $0.5-5\times10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [130]. Während des Ausheilschrittes findet lediglich eine Umlagerung des überschüssigen Arsens statt, es tritt kein Arsenverlust auf [127]. Die Umlagerung des nichtstöchiometrischen Arsenanteils geht mit einem Rückgang der Gitterkonstanten auf ihren Idealwert einher [107, 110, 127]. Gleichzeitig kommt es zu einer deutlichen Abnahme der Konzentrationen $[\mathrm{As}^0_{\mathrm{Ga}}]$ und $[\mathrm{As}^+_{\mathrm{Ga}}]$ auf ungefähr $1-10\times10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ bzw. $2-5\times10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [112, 122, 127].
Sowohl die Größe als auch die Dichte der Arsen Einschlüsse können, bei durch T_g gegebener Arsen Überschusskonzentration, durch die Ausheiltemperatur T_a [121, 125, 131, 132] kontrolliert werden. Luo et al. beobachten eine Abnahme der As-Clusterdichte von $10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ auf $10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ bei einer gleichzeitigen Zunahme der Clustergröße von 1 nm auf 20 nm für einen Anstieg von T_a von 250 °C auf 900 °C [131]. Die Ausheildauer betrug jeweils 10 min.
Mit zunehmender Umlagerung der überschüssigen Arsen Atome in metallische Einschlüsse als Funktion von T_a kommt es zu einem Absinken der Konzentrationen der punktförmigen Arsen Defekte [119, 120]. Von

Bardeleben et al. [122] und Liu et al. [112] finden übereinstimmend einen Rückgang von $[As^0_{Ga}]$ von $3 \times 10^{19}\,cm^{-3}$ auf $1 \times 10^{18}\,cm^{-3}$ begleitet von einem Rückgang von $[As^+_{Ga}]$ von $3 \times 10^{18}\,cm^{-3}$ auf $2 \times 10^{17}\,cm^{-3}$ bei einer Erhöhung der Ausheiltemperatur von 200 °C auf 600 °C.
Neben der Umlagerung des Arsenüberschusses in metallische Einschlüsse wird durch die Ausheilung eine Vergrößerung des energetischen Abstandes des Donatorniveaus von der Leitungsbandkante auf $0.65 - 0.75\,eV$ verursacht [119–123, 125, 126, 133, 134]. Abbildung 3.1 fasst die Störstellenkonzentrationen sowie die Lage der zugehörigen Energieniveaus sowohl für ausgeheiltes als auch für nicht ausgeheiltes LTG-GaAs zusammen.

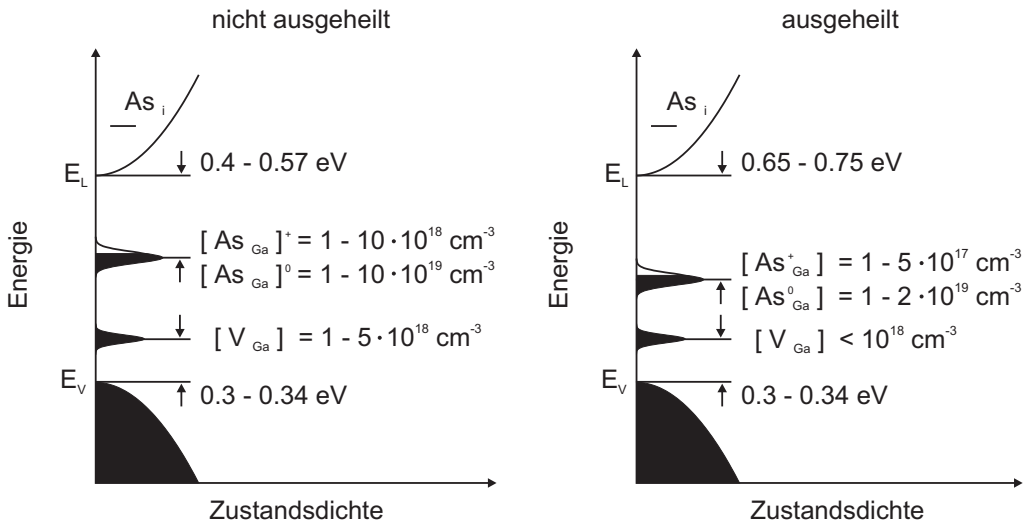


Abbildung 3.1: Defektkonzentrationen sowie die zugehörigen Akzeptor- und Donatorzustände in nicht ausgeheiltem und ausgeheiltem LTG-GaAs nach [105].

3.1.2 Ladungsträgerdynamik

Motiviert durch erste schnelle Photoleitungsschalter basierend auf LTG-GaAs [61] wurden von zahlreichen Autoren mit verschiedenen Methoden Untersuchungen zur Dynamik photogenerierter Ladungsträgerpopulationen in LTG-GaAs durchgeführt [114, 123, 135–148]. Für optimierte Wachs-

tums- und Ausheiltemperaturen wurden dabei Elekronenlebenszeiten zwischen 100 fs und 400 fs für nicht ausgeheiltes LTG-GaAs [135–140] und zwischen 300 fs und 500 fs für ausgeheiltes Material [137, 148] gefunden. Die Interpretation der experimentellen Ergebnisse stützt sich dabei im Wesentlichen auf zwei verschiedene Modelle.
Mithilfe des ersten Modells analysieren Loka et al. [143–147] zeitaufgelöste Reflexionsdaten zur Ladungsträgerdynamik in LTG-GaAs unter Vernachlässigung der Gallium Leerstellen anhand der in Abbildung 3.2 gezeigten Generations-, Einfang- und Rekombinationsprozesse. Die Generation freier Ladungsträgerpaare durch Absorption von Photonen ist in diesem Modell sowohl durch direkte Anregung vom Valenzband (VB) ins Leitungsband (LB) als auch durch Zwei-Photonen Absorption möglich. In Abhängigkeit von der verwendeten Photonenenergie besitzen die so generierten Elektronen bezogen auf die Leitungsbandkante eine erhebliche Überschussenergie. Dies trifft insbesondere auf die durch Zwei-Photonen Absorption entstandenen Elektronen zu. Eine dritte Generationsmöglichkeit ist die Anregung von Elektronen aus $\mathrm{As}^0_{\mathrm{Ga}}$ Defekten. Aufgrund der geringen Konzentration $[\mathrm{As}^+_{\mathrm{Ga}}]$ sowie des geringen zugehörigen Absorptionsquerschnittes können Anregungen aus dem Valenzband in ionisierte Arsen Antisite Defekte vernachlässigt werden [114, 146, 149].
Der Zerfall einer photogenerierten Ladungsträgerpopulation geschieht über die durch die charakteristischen Zeiten τ_1 bis τ_4 bezeichneten Prozesse. Hoch ins Leitungsband angeregte, heiße Ladungsträger werden entweder direkt in ionisierte $\mathrm{As}^+_{\mathrm{Ga}}$ Donatorzustände eingefangen (τ_4) oder relaxieren zunächst an die Bandkante (τ_3) und werden von dort aus in $\mathrm{As}^+_{\mathrm{Ga}}$ Zustände eingefangen (τ_1). Für in die Nähe der Bandkante angeregte Elektronen steht lediglich der zu τ_1 gehörende Zerfallskanal offen. Die in Donatorzuständen gefangenen Elektronen rekombinieren schließlich mit freien Löchern (τ_2). Da in störstellenarmem, hochtemperaturgewachsenem GaAs der dominierende Ladungsträgerzerfallskanal die direkte Rekombination aus dem Leitungsband ins Valenzband ist, kann aus den für dieses Material bestimmten Elektronenlebenszeiten von mehr als 1 ns [114, 138, 140] die Vernachlässigbarkeit der Band zu Band Rekombination im Fall von LTG-GaAs gefolgert werden.
Loka et al. [143–147] erklären mithilfe dieses Modells die Ladungsträgerdynamik sowohl in ausgeheiltem als auch in nicht ausgeheiltem LTG-GaAs und finden Zeitkonstanten von typischerweise $\tau_1 = 1.5\,\mathrm{ps}$, $\tau_2 = 3.0\,\mathrm{ps}$,

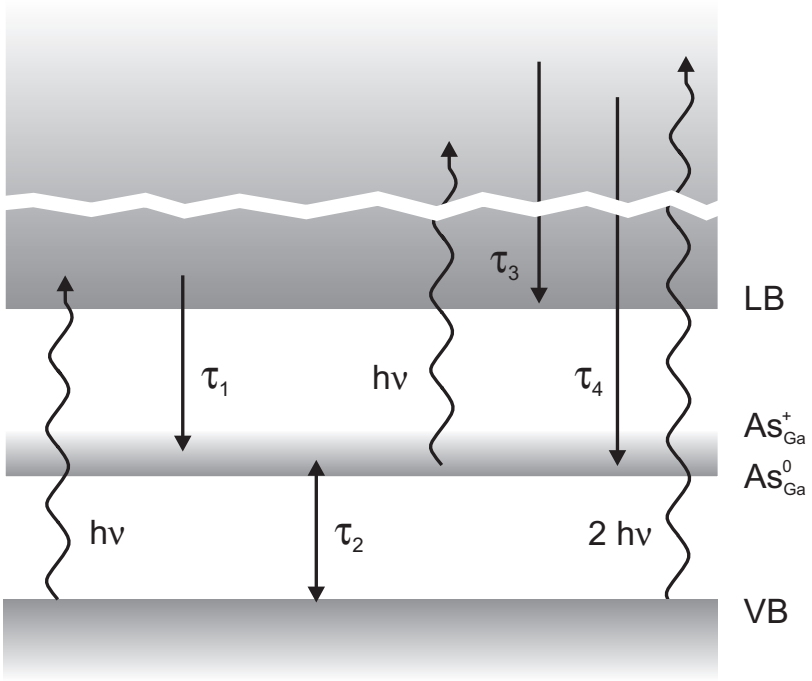


Abbildung 3.2: Für die Dynamik photogenerierter Ladungsträgerpopulationen in LTG-GaAs relevante Generations-, Relaxations-, Einfang- und Rekombinationsprozesse nach Loka et al. [143–147]. Einfache Pfeile kennzeichnen elektronische Einfang- (τ_1 und τ_4) und Relaxationsprozesse (τ_3), der zu τ_2 gehörende Doppelpfeil markiert die Rekombination eingefangener Elektronen mit Löchern im Valenzband. Photogenerationsprozesse werden durch gewellte Pfeile dargestellt.

$\tau_3 = 100\,\text{ps}$ und $\tau_4 = 0.3\,\text{ps}$ für ausgeheiltes, bei 300 °C gewachsenes Material.
Sowohl Lochtefeld et al. [142] als auch Siegner et al. [114] interpretieren zeitaufgelöste Transmissionsexperimente anhand eines zweiten, in Abbildung 3.3 gezeigten Dynamikmodells. In diesem Modell werden als Generationsprozesse lediglich Einphotonenübergänge aus dem Valenzband ins Leitungsband sowie Übergänge aus As^0_{Ga} Zuständen ins Leitungsband in Betracht gezogen, die Zweiphotonenabsorption wird vernachlässigt. Aufgrund des kleinen Absorptionsquerschnittes der Gallium Leerstellen kann auch die Generation von Elektronen aus den in diesem Modell als Löcher-

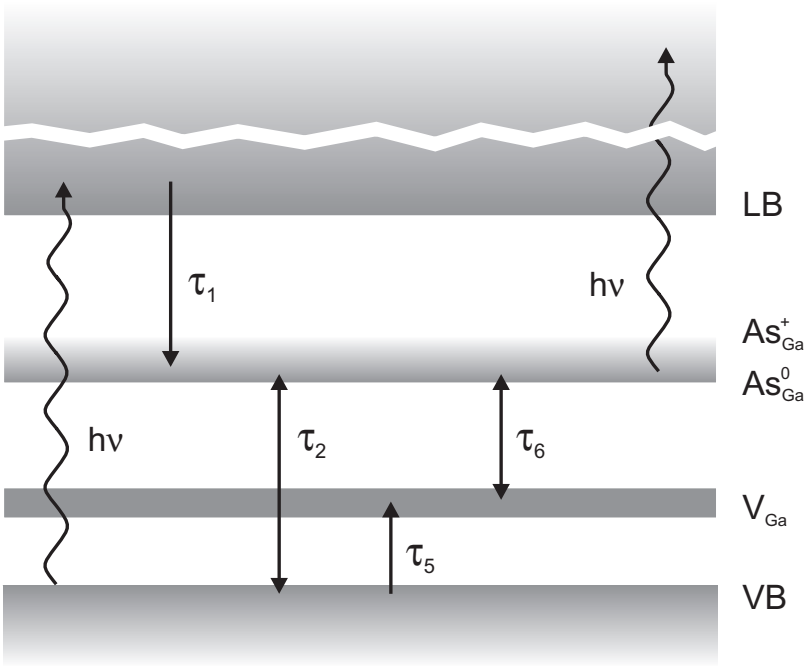


Abbildung 3.3: Ladungsträgerdynamikmodell für LTG-GaAs nach Lochtefeld et al. [142] und Siegner et al. [114]. In Analogie zu Abbildung 3.2 kennzeichnen einfache Pfeile Einfangprozesse von Elektronen (τ_1) und Löchern (τ_5), während Doppelpfeile Rekombinationsprozesse (τ_2 und τ_6) markieren. Photogenerationsprozesse werden durch gewellte Pfeile dargestellt.

fallen berücksichtigten V_{Ga} Akzeptoren unberücksichtigt bleiben [114].
Unter Vernachlässigung der Relaxation heißer Elektronen an die Leitungsbandkante wird der Zerfall der Elektronenpopulation aus dem Leitungsband in As^{+}_{Ga} Zustände durch eine einzige Zeitkonstante τ_1 beschrieben. Der Einfang von Löchern in V_{Ga} Akzeptorzustände wird durch die Zeitkonstante τ_5 beschrieben. Als Entleerungsprozesse für besetzte Bandlückenzustände dienen die Rekombination gefangener Elektronen mit freien (τ_2) und mit eingefangenen (τ_6) Löchern.
Siegner et al. [114] leiten dieses Modell aus der qualitativen Interpretation zeitaufgelöster Transmissionsmessungen an nicht ausgeheiltem LTG-GaAs ab, Lochtefeld et al. [142] geben eine auf diesem Modell fußende, teilweise quantitative Interpretation von Transmissionsmessungen ebenfalls an

nicht ausgeheiltem Material in Termen der τ_1 und τ_2 entsprechenden Absorptionsquerschnitte.
Für nicht ausgeheiltes Material beobachten Lochtefeld et al. zunächst einen Einfang sowohl der Elektronen als auch der Löcher mit Zeitkonstanten τ_1 und τ_5 von der Größenordnung 200 fs gefolgt von einer sehr langsamen Störstellenentleerung mit einer Zeitkonstanten τ_6 in der Größenordnung von 1 ns. Im Fall hoher photogenerierter Ladungsträgerkonzentrationen oder geringer Störstellenkonzentrationen tritt nach einer anfänglich sehr schnellen Entleerung der Bänder eine Sättigung der besetzbaren Bandlückenzustände As^+_{Ga} und V_{Ga} auf und der Zerfall der Ladungsträgerkonzentrationen im Leitungs- bzw. Valenzband wird durch die Entleerung der Bandlückenzustände mit der Zeitkonstanten τ_2 limitiert. Lochtefeld et al. finden zusammenfassend $\tau_1 \simeq \tau_5 \ll \tau_2 \ll \tau_6$.
Für ausgeheiltes Material finden Lochtefeld et al. abweichend von dem in Abbildung 3.3 dargestellten Modell ein Ausbleiben der an nicht ausgeheiltem Material beobachteten Reemission von bereits in As^+_{Ga} Zuständen eingefangenen Elektronen sowie einen Zerfall der Elektronenpopulation im Leitungsband mit einer einzigen Zerfallszeit. Die legt nahe, dass in ausgeheiltem LTG-GaAs die Ladungsträger nicht getrennt in As^+_{Ga} bzw. V_{Ga} Zuständen eingefangen werden, sondern in einer von beiden Ladungsträgern mit ähnlicher Einfangzeit besetzbaren Störstelle rekombinieren. Diese Störstelle wird wahrscheinlich durch die metallischen Arsen Einschlüsse gebildet.
Neben den beiden Modellen von Loka et al. und von Lochtefeld et al. bzw. Siegner et al. existieren weitere Modelle zur Erklärung einzelner Experimente. So ziehen z.B. Stellmacher et al. [123] zur Interpretation von Photoleitungsexperimenten ein Modell mit einem Energieniveau in der Bandlücke, das als Rekombinationszentrum dient, heran. Dieses Niveau wird mit den Arsen Antisite Defekten assoziiert, die Gallium Leerstellen beeinflussen die Ladungsträgerdynamik lediglich indirekt über die Kompensation der As^+_{Ga} Zustände. Grenier et al. [141] erklären ein zeitaufgelöstes Absorptionsexperiment durch ein Modell mit zwei Ladungsträgerpopulationen in der Bandlücke sowie insgesamt sechs Zeitkonstanten, zugeordnet zur Abkühlung und zum Einfang von Elektronen und Löchern bzw. der Rekombination aus den beiden Bandlückenpopulationen. Yu et al. interpretieren die starke Wellenlängenabhängigkeit zeitaufgelöster Reflexionsmessungen mithilfe eines rein phenomänologischen Modells mit

drei Zeitkonstanten als durch die Relaxation der Ladungsträger an die Bandkanten bestimmt [150, 151].
Verschiedene Autoren haben den Einfluss sowohl der Wachstumstemperatur T_g als auch der Ausheiltemperatur T_a auf die Einfangzeit[1] der Elektronen aus dem Leitungsband untersucht [137–140]. Übereinstimmend wurden dabei für $T_g > 200\,°C$ mit steigender Wachstumstemperatur steigende Einfangzeiten gefunden. McIntosh et al. beobachten mithilfe zeitaufgelöster Reflexionsmessungen ein Minimum von 90 fs bei $T_g = 195\,°C$ [137]. Der Anstieg der Elektronenlebenszeit für $T_g < 195\,°C$ wird dem Verlust der Kristallinität des LTG-GaAs sowie der möglicherweise veränderten Art des Einbaus überschüssigen Arsens in das Kristallgitter bei diesen Wachstumstemperaturen zugeschrieben. Für $T_g > 195\,°C$ finden dieselben Autoren einen Anstieg der Einfangzeit auf 1 ps bei $T_g = 240\,°C$. Prabhu et al. [138] und Němec et al. [139] beobachten mithilfe von THz Spektroskopie bzw. Emission qualitativ gleiches Verhalten mit charakteristischen Zeiten ebenfalls weit unter 1 ps. Alle Autoren interpretieren diese Ergebnisse in Rahmen der Shockley-Read-Hall Theorie [152–154], derzufolge die Lebenszeit eines Ladungsträgers in einem Halbleiter mit homogener Störstellenverteilung umgekehrt proportional zur Dichte der als Rekombinationszentren dienenden Störstellen ist. Über die Wachstumstemperatur wird die Störstellendichte und somit indirekt die Ladungsträgerlebenszeit kontrolliert. Ebenfalls über ihre Auswirkungen auf die Dichte der Punktdefekte beeinflusst T_a die Ladungsträgerlebenszeit [137–140, 142]. Prabhu et al. beobachten beispielsweise an einer bei 300 °C gewachsenen Probe eine Elektroneneinfangzeit von 200 fs [138]. Durch Ausheilungen von 30 s Dauer bei 600 °C und 900 °C steigt diese Zeit auf 1.6 ps bzw. 6 ps an. McIntosh et al. finden für $T_a \leq 580\,°C$ keinen Einfluss einer Ausheilung und beobachten übereinstimmend mit den Ergebnissen der anderen Autoren ein Anwachsen der Einfangzeit mit darüberhinaus steigenden Ausheiltemperaturen.

[1] Je nach betrachtetem Dynamikmodell ist diese Einfangzeit eine aus mehreren Zeitkonstanten bestehende effektive Zeit. Im Rahmen des in Abbildung 3.2 vorgestellten Modells setzt sich die Einfangszeit aus τ_1, τ_3 und τ_4 zusammen, in dem in Abbildung 3.3 gezeigten Modell entspricht die Einfangzeit der Zeitkonstanten τ_1.

3.1.3 Ladungsträgertransport und Kontakte

Sowohl als Isolationsschicht beispielsweise in MESFET's [60] oder hochbeweglichen Halbleiterheterostrukturen [155] als auch als Substratmaterial für schnelle optoelektronische Schalter [61] liegt einer der Vorteile von LTG-GaAs in seinem hohen Dunkelwiderstand. Durch die Bedeutung dieses Widerstandes motiviert wurden von einer Vielzahl von Autoren Untersuchungen zu den Transportmechanismen in LTG-GaAs und ihren Abhängigkeiten von den Störstellenkonzentrationen, den Arsen Clusterdichten und -größen sowie der Temperatur durchgeführt.
Bei $T_g = 200\,°C$ gewachsene, nicht ausgeheilte Proben weisen mit $\rho_0 = 0.2 - 2\,\Omega m$ einen vergleichsweise niedrigen spezifischen Widerstand auf [119,125,133,156–158]. Temperaturabhängige Messungen zeigen für nicht ausgeheiltes Material einen gemischten Leitfähigkeitsmechanismus. Während für $T < 200 - 250\,K$ Hüpfleitfähigkeit zwischen Arsen Antisite Defekten den spezifischen Widerstand dominiert, findet sich für Temperaturen oberhalb dieser Schwelle thermisch aktivierte Bandleitfähigkeit [125, 134, 156–159]. In Experimenten von Look et al. liegt diese Grenztemperatur bei 300 °C [119, 133, 160–162]. Die für die Hüpfleitfähigkeit σ beobachtete Temperaturabhängigkeit $\sigma \propto \exp(-(T_0/T)^{1/4})$ weist[2] auf variable Hüpfdistanzen hin [125, 133, 134, 162], die für die Bandleitfähigkeit gefundenen Aktivierungsenergien identifizieren As^0_{Ga} Zustände als die relevanten Donatoren [119,133,134,157,161]. Für Temperaturen oberhalb von $250 - 300\,K$ geben Look et al. aufgrund der beobachteten Temperaturabhängigkeit von $\sigma \propto \exp(-T_0/T)$ einen[2] Beitrag der Nächst-Nachbar Hüpfleitfähigkeit zur Gesamtleitfähigkeit an [133]. Die für die Bandleitfähigkeit relevante Ladungsträgerdichte im Leitungsband wird von der Kompensation der Donatorzustände As^0_{Ga} und As^+_{Ga} durch die Akzeptorzustände V_{Ga} bestimmt [119, 123, 124, 133, 161]. Look et al. finden sehr gute Übereinstimmung temperaturabhängiger Leitfähigkeitsmessungen an nicht ausgeheiltem LTG-GaAs mit dem gemischten Leitfähigkeitsmodell [119, 124, 133].
Der starke Einfluss des Überlapps der Wellenfunktionen der am Hüpfvorgang beteiligten Störstellen auf die Hüpfleitfähigkeit drückt sich als exponentielle Abhängigkeit der Hüpfleitfähigkeit vom mittleren Störstel-

[2] T_0 ist eine nicht näher spezifizierte Normierungstemperatur.

lenabstand in der Form $\sigma \propto \exp(^{-1}/_{L_0([As^0_{Ga}]+[As^+_{Ga}])^{1/3}})$ aus[3] [133]. Wie bereits in Abschnitt 3.1.1 diskutiert wurde, nimmt mit steigender Wachstumstemperatur die Störstellendichte in LTG-Schichten rapide ab, so dass der Beitrag der Hüpfleitfähigkeit zur Gesamtleitfähigkeit mit steigendem T_g stark abnimmt. Look et al. finden für $T_g > 400\,°C$ die Bandleitfähigkeit als dominierenden Leitfähigkeitsbeitrag [133, 162]. Bei $T_g = 400\,°C$ gewachsene LTG-Schichten zeigen gegenüber bei $T_g = 200\,°C$ gewachsenen Schichten dementsprechend wesentlich höhere spezifische Widerstände von typischerweise $10^5\,\Omega m$ [125, 157].
Stark kontrovers wird die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Ausheiltemperatur interpretiert. Experimentell wird ein starker Anstieg des spezifischen Widerstandes mit steigendem T_a beobachtet. Look et al. finden für eine bei $T_g = 200\,°C$ gewachsene Probe eine Veränderung des spezifischen Widerstandes von $2\,\Omega m$ im nicht ausgeheilten Zustand auf $2 \times 10^4\,\Omega m$ nach einer Ausheilung von 10 min Dauer bei 600 °C [119]. Für $T_a < 350\,°C$ stellen Look et al. keinen Einfluss der Ausheilung auf den spezifischen Widerstand und die Störstellenkonzentrationen ihrer Proben fest. Übereinstimmende Ergebnisse erhalten Luo et al. [125, 131]. Look et al. erklären diese Resultate durch die Abnahme der Dichte der punktförmigen Störstellen als Folge des Ausheilens und den damit einhergehenden starken Rückgang der Hüpfleitfähigkeit. Die semiisolierenden Eigenschaften des Materials werden auf die vollständige Kompensation der ionisierten Donatoren As^+_{Ga} durch die Akzeptoren V_{Ga} zurückgeführt [119, 124, 133]. Für eine bei $T_g = 200\,°C$ gewachsene Probe finden Look et al. für $T_a > 500\,°C$ eine durch die Bandleitfähigkeit dominierte Gesamtleitfähigkeit, für $T_a < 400\,°C$ dominiert die Hüpfleitfähigkeit [119]. Look et al. weisen damit den Arsen Einschlüssen keinen Einfluss auf die semiisolierenden Eigenschaften von ausgeheiltem LTG-GaAs zu.
In starkem Widerspruch zur Interpretation von Look et al. steht das von Warren et al. gegebene Schottkybarrierenmodell für die semiisolierenden Eigenschaften ausgeheilten Materials [121, 124, 129]. Wie bei Look et al. wird auch in diesem Modell das Verschwinden der Hüpfleitfähigkeit mit wachsendem T_g und T_a durch den starken Rückgang der Dichte punktförmiger Defekte erklärt. Anders als Look et al. erklären Warren et al. jedoch den hohen spezifischen Widerstand des augeheilten Materials durch die

[3] L_0 ist eine nicht näher spezifizierte Normierungslänge.

Bildung von Schottky-Verarmungszonen um jeden der metallischen Arseneinschlüsse. Ladungsträgertransport kann dann lediglich in den nicht verarmten Volumenanteilen des Materials stattfinden. Mit steigendem T_a findet eine zunehmende Umlagerung des überschüssigen Arsens aus Punktdefekten in ausgedehnte Arseneinschlüsse statt, so dass sowohl die Clusterdichte als auch die Clustergröße als Funktion der Ausheiltemperatur T_a ansteigen. Der durch die Mikroverarmungszonen um die metallischen Einschlüsse verarmte Volumneanteil nimmt damit als Funktion von T_a zu. Sobald die Verarmungszonen der einzelnen Einschlüsse überlappen, d.h. der Abstand zweier Einschlüsse kleiner wird als der zweifache Verarmungsradius, wird das Material semiisolierend. Abbildung 3.4 skizziert dieses Modell für n-leitendes Material.
Aufbauend auf dieses Modell stellen Luo et al. ein vereinheitlichtes Clustermodell vor [125, 131]. In diesem Modell werden sowohl die Eigenschaften nicht ausgeheilten als auch ausgeheilten Materials auf Hüpfleitfähigkeit zwischen Arsen Einschlüssen verschiedener Dichte und Größe zurückgeführt. T_g und T_a gehen in dieses Modell über die Clusterdichte und -größe ein, punktförmige Störstellen sehen Luo et al. als Extremfall eines metallischen Arseneinschlusses an. Der von Look et al. als thermisch aktivierte Bandleitfähigkeit interpretierte Anstieg der Leitfähigkeit [125, 134, 156–159] wird als thermionische Emission von Ladungsträgern aus Arsen Einschlüssen über die Schottkybarriere der Clusters hinweg interpretiert. Die experimentell beobachteten Aktivierungsenergien sind mit dieser Interpretation konsistent.
Die an LTG-GaAs beobachteten Elektronenbeweglichkeiten decken einen weiten Bereich ab. Look et al. ermitteln mithilfe von Hallmessungen an bei 200 °C gewachsenen und bei 600 °C ausgeheilten Schichten Beweglichkeiten von $240 - 570\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ [119, 133, 163]. Gupta et al. beobachten für sehr ähnliches Material in Experimenten mit schnellen elektrooptischen Schaltern leicht darunter liegende Werte von $120 - 150\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ [135, 136]. Für $T_g = 225 - 250\,°\mathrm{C}$ und ähnliche Ausheilbedingungen beobachten Stellmacher et al. [123] und Němec et al. [139] mithilfe von Photoleitungsexperimenten bzw. THz-Emissionsspektroskopie Beweglichkeiten von $2000\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$. Betko et al. finden durch Halluntersuchungen an ihren Proben für $T_g = 200 - 250\,°\mathrm{C}$ und eine weite Spanne von Ausheiltemperaturen n-Leitung [156, 157]. Andere Gruppen nehmen keine Stellung

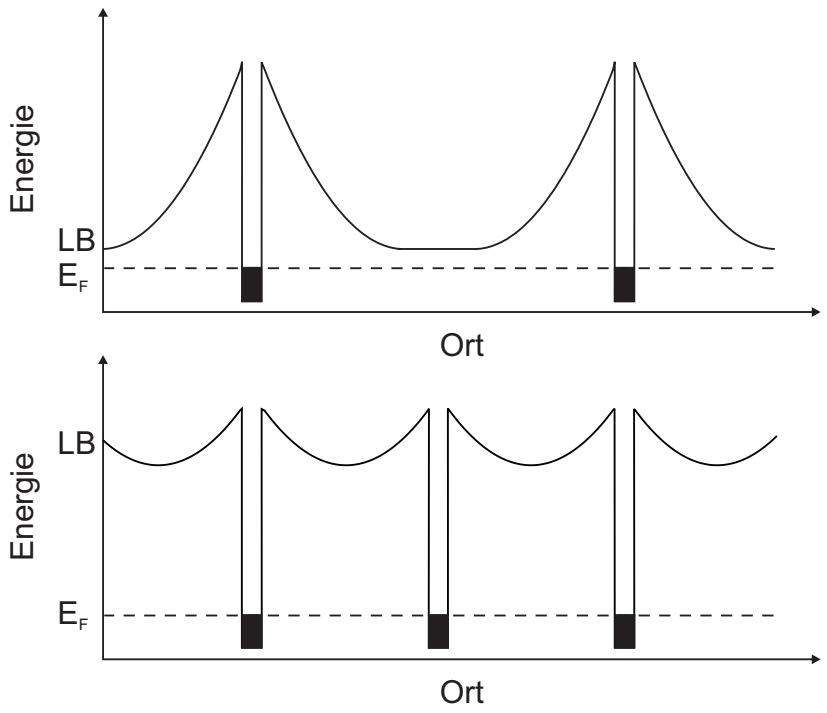


Abbildung 3.4: Schottkybarrierenmodell für die semiisolierenden Eigenschaften von ausgeheiltem LTG-GaAs nach Warren et al. [121, 124, 129]. Im oberen Teil der Abbildung ist der Fall niedriger Arsen Clusterdichte dargestellt. Die Verarmungszonen der einzelnen Einschlüsse überlappen nicht, das Material bleibt leitfähig. Im unteren Teil der Abbildung überlappen die Verarmungszonen der Einschlüsse aufgrund der gestiegenen Clusterdichte, das Ferminiveau liegt weit unter der Leitungsbandkante. Das Material ist komplett verarmt und dadurch semiisolierend. Zur Illustration wurde hier n-leitendes Material angenommen, das Modell liefert äquivalente Resultate für p-leitendes LTG-GaAs.

zum dominanten Landungsträgertyp.
Aufgrund der hohen, photogenerierten freien Ladungsträgerdichten in den Bändern ist die Photoleitfähigkeit von LTG-GaAs eine reine Bandleitfähigkeit [123, 138, 139]. Bedingt durch die wesentlich geringere effektive Masse der Elektronen dominiert der Strom im Leitungsband den Gesamtstrom [123, 135, 136, 138, 139, 164]. Als wesentlicher, die Beweglichkeit limitierender Streumechanismus tritt hierbei die Streuung an neutralen und ionisierten Störstellen auf [124, 139].

Verschiedene Autoren beobachten, dass eine Vielzahl von Metallisierungen, darunter in der Halbleitertechnologie häufig verwendete Standardmetallisierungen wie Ti/Au und Ni/Ge/Au, auf LTG-GaAs ohmsche Kontakte ausbilden [108, 133, 165, 166]. Yamamoto et al. [165] führen dies auf tiefe Arsen Antisite Donatorzustände im Kontaktbereich zurück, die zu einer Erniedrigung der effektiven Potentialbarriere Φ_{eff} zwischen Kontaktmetallisierung und Halbleiter führen. Abbildung 3.5 zeigt das Banddiagramm eines Metall LTG-GaAs Kontaktes unter Berücksichtigung des $\mathrm{As_{Ga}}$ Bandes. Aufgrund der Bandverbiegung ist das im Halbleitervolumen

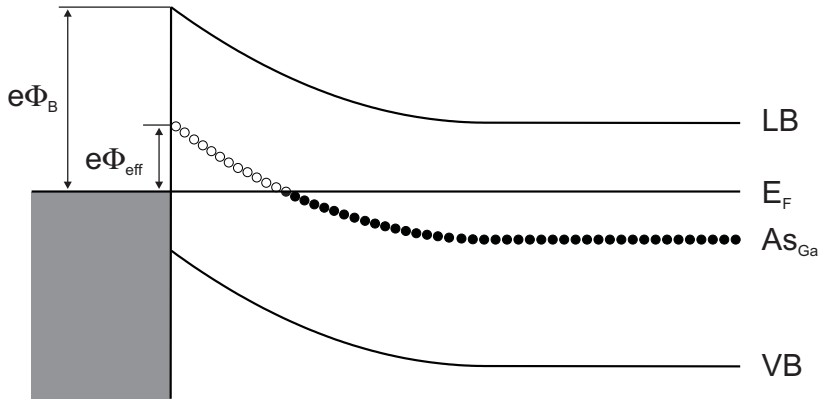


Abbildung 3.5: Banddiagramm eines Metall LTG-GaAs Kontaktes unter Berücksichtigung des $\mathrm{As_{Ga}}$ Störstellenbandes.

nahezu vollständig besetzte Störstellenband im Kontaktbereich unbesetzt. Ein Elektron an der Fermienergie im Störstellenband muß daher lediglich eine Barriere geringer Höhe überwinden, um das Metall zu erreichen. Gleiches gilt für Metallelektronen, die sich Richtung Halbleiter bewegen. Aufgrund der geringen Barrierenhöhe ist nur eine geringe Vorwärtsspannung notwendig, um das Störstellenband auch in unmittelbarer Nähe des Metalles zu bevölkern und so einen barrierefreien Transport zu ermöglichen. Bei umgekehrter Spannungsrichtung können Metallelektronen leicht die schmale Barriere durchtunneln. Der Ladungsträgertransport im LTG-GaAs geschieht in beiden Fällen durch Hüpfleitfähigkeit. Yamamoto et al. beschreiben dieses Verhalten mithilfe eines modifizierten thermionischen

Emissionsmodells und können aus ihren experimentellen Daten eine effektive Barrierenhöhe von $\Phi_{\mathrm{eff}} = 0.12\,\mathrm{eV}$ und eine Schottkybarriere der Metallisierung von $\Phi_{\mathrm{B}} = 0.87\,\mathrm{eV}$ bestimmen [165].

3.2 ErAs Inselschichten in GaAs

Motiviert durch strukturelle Ähnlichkeiten zu LTG-GaAs stellten Kadow et al. ein Material bestehend aus selbstorganisiert gewachsenen ErAs Inselschichten in GaAs Matrixmaterial (ErAs:GaAs) als Alternative zu LTG-GaAs in schnellen Photoleitungsanwendungen vor [68–71]. Kadow et al. zeigen in ihren Experimenten, dass die semimetallischen ErAs Einschlüsse in ErAs:GaAs in völliger Analogie zu den semimetallischen As Einschlüssen in LTG-GaAs zu Ladungsträgerlebenszeiten im Subpikosekundenbereich führen [68–70].
Die folgenden Abschnitte geben einen kurzen Überblick über die morphologischen, elektronischen und optolelektronischen Eigenschaften dieses neuen Materialsystems.

3.2.1 Verwandte Materialien

Erbium dotierte Dielektrika besitzen aufgrund innerer 4f-Übergänge der Erbium Atome starke, optisch anregbare Lumineszenslinien im Bereich von $1.54\,\mu\mathrm{m}$. Im Versuch, diese 4f-Übergänge für elektrisch pumpbare Halbleiterlaser zur optischen Faserkommunikation nutzbar zu machen, wurden ausgedehnte Untersuchungen zur Dotierung verschiedener Halbleiter mit seltenen Erden unternommen. Insbesondere wurde dabei die Ytterbium und Erbium Dotierung von AlGaAs und InP betrachtet[4]. Übereinstimmend finden die meisten Autoren in Photolumineszenzexperimenten nahezu verschwindende Quanteneffizienzen im Bereich von 10^{-5} [167] und damit eine für die Realisierung von Erbium dotierten Halbleiterlasern wenig aussichtsreiche Situation. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde in derartigen Materialien eine große Dichte tiefer Störstellen vermutet, die Anlass zu nichtstrahlender Rekombination geben.

[4] Einen guten Überblick über die Arbeiten zu diesem Thema ermöglichen die in [167] angegebenen Referenzen.

Elsaesser et al. beobachten in Erbium dotiertem GaAs in Abhängigkeit von der Erbium Konzentration [Er] verschiedene Fallenzustände für Löcher. Für leicht dotiertes GaAs mit [Er] $< 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ tritt ein Zustand in einem energetischen Abstand von 35 meV zur Valenzbandkante auf, für höher dotiertes Material mit [Er] $> 5 \times 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ wird ein Niveau 360 meV über der Valenzbandkante beobachtet [168, 169]. Diese Zustände können Erbium Atomen auf Gallium Gitterplätzen bzw. interstitiellen Erbium Atomen zugeordnet werden. Seghier et al. finden in einem weiten Dotierungsbereich eine Falle für Elektronen 650 meV unterhalb der Leitungsbandkante [170].
Singer et al. [171,172] finden für [Er] $> 7\times10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ in zunächst homogen dotiertem Material eine hohe Dichte nahezu spärischer ErAs Einschlüsse. Der Durchmesser dieser Einschlüsse kann durch die Wachstumstemperatur kontrolliert werden. Singer et al. beaobachten ein Ansteigen des Durchmessers von 1 nm auf 2 nm bei einer Variation der Wachstumstemperatur von 540 °C auf 605 °C. In Übereinstimmung mit der Kristallstruktur von Volumen ErAs besitzen diese Einschlüsse ein Natriumchlorid Kristallgittter mit einer Gitterkonstanten von 0.573 nm. Aufgrund der mit 1.6 % nur geringen Abweichung von der Gitterkonstanten von GaAs[5] ist trotz der verschiedenen Kristallstrukturen eine kohärente Einbettung der ErAs Einschlüsse in die GaAs Matrix möglich [167, 172]. Die ErAs Einschlüsse erweisen sich als resistent gegenüber Ausheilschritten bei Temperaturen bis zu 630 °C [171, 172].
Sethi et al. untersuchen die Ladungsträgerlebenszeiten bei 600 °C gewachsenen derartigen Materials mithilfe schneller optoelektronischer Schalter und finden in Abhängigkeit von der Dotierung Elektronenlebenszeiten im Pikosekundenbereich [167, 173, 174]. Die beobachtete Ladungsträgerlebenszeit sinkt von 30 ps für [Er] $= 5 \times 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ auf 1 ps für [Er] $= 4 \times 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Gleichzeitigt steigt der spezifische Widerstand des Materials von $1\,\Omega\mathrm{m}$ auf $10^3\,\Omega\mathrm{m}$. Sethi et al. erbringen so den Nachweis starker nichtsrahlender Rekombination in Erbium dotiertem GaAs und stellen gleichzeitig ein zu LTG-GaAs als schnellem Photoleiter konkurrenzfähiges Material vor. In völliger Analogie zu LTG-GaAs werden die semiisolierenden Eigenschaften dieses Materials durch das in Abschnitt

[5] GaAs kristallisiert in der Zinkblendestruktur mit einer Gitterkonstanten von 0.565 nm [167, 172].

3.1.3 vorgestellte Schottkybarrierenmodell für metallische Einschlüsse in GaAs interpretiert. Als Einfangzentren für photogenerierte Ladungsträger nehmen Sethi et al. Oberflächenzustände der ErAs Einschlüsse an.

3.2.2 ErAs Inselschicht-Übergitter

Kadow et al. greifen das Konzept der ErAs Inseln in GaAs Matrixmaterial auf und stellen ein Wachstumsverfahren mittels MBE vor, mit dessen Hilfe der Inselabstand in Wachstumsrichtung, die Flächendichte der Inseln sowie die Inselgröße mithilfe einfach kontrollierbarer Parameter variiert werden können.
Werden auf eine GaAs Oberfläche wenige Monolagen (ML) ErAs abgeschieden, kommt es zur Bildung selbstorganisierter ErAs Inseln. Im Gegensatz zum bekannten Stranski-Krastanow Inselwachstum wird die Bildung der ErAs Inseln nicht durch Stress getrieben sondern durch die Oberflächenchemie der beteiligten Partner. Die ErAs Inselschichten können epitaktisch ohne die Ausbildung ausgedehnter Defekte mit einer GaAs Deckschicht überwachsen werden. Durch die Wiederholung dieser beiden Wachstumsschritte wird ein Übergitter aus ErAs Inselschichten in einer GaAs Matrix realisiert [68, 71]. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Querschnitt einer solchen Übergitterstruktur. Aufgrund des nicht verspannungsgetriebenen Inselwachstumsprozesses bildet sich keine Kor-

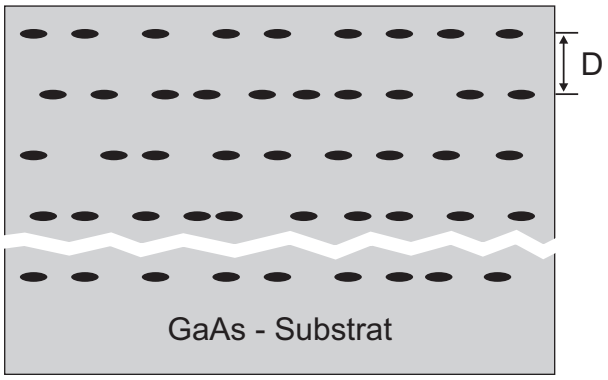


Abbildung 3.6: Schematischer Querschnitt durch eine ErAs:GaAs Probe.

relation der Inselpositionen zwischen den einzelnen Übergitterebenen aus. Kadow et al. demonstrieren das Wachstum von 120 Übergitterperioden und Gesamtschichtdicken von 1.8 μm unter Erhaltung der Kristallstruktur[6]. Das Wachstum des gesamten Übergitters findet bei Temperaturen zwischen 520 °C und 630 °C und damit bei für GaAs üblichen Wachstumstemperaturen statt [71, 175]. Ausheilungen bei Temperaturen bis 800 °C zeigen keinen Effekt auf derartige Proben [175].
Die Flächendichte sowie die Größe der Inseln sind über die deponierte ErAs Menge und die Wachstumstemperatur einstelbar. Eine Erhöhung von T_g führt zu einer Vergrößerung der Inseln, eine Erhöhung der ErAs Deposition erhöht die Inseldichte in der Ebene. Die ErAs Inseln erreichen eine maximale Höhe von $3 - 4$ ML und beginnen nach erreichen dieser Höhe mit lateralem Wachstum bis zur Ausbildung eines geschlossenen Filmes [68, 71]. Werden bei $T_g = 535$ °C pro Übergitterebene 1.2 ML ErAs abgeschieden, bilden sich Inseln mit einem Durchmesser von 2 nm und einer Dichte von $7 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ aus. Wird die ErAs Deposition auf 1.8 ML erhöht, dann bilden sich ausgedehnte, verästelte ErAs Strukturen von 20 nm Länge und 4 nm Dicke sowie verstreute isolierte Inseln. Für eine ErAs Deposition von 2.3 ML werden ausschließlich verzweigte Strukturen beobachtet [71].
Kadow et al. bestimmen die Ladungsträgerlebenszeiten in ErAs:GaAs mithilfe zeitaufgelöster Reflexionsmessungen an Proben mit Übergitterperioden D von 20 nm, 40 nm und 60 nm [68, 69]. Während die in einer Übergitterebene deponierte ErAs Menge für Werte zwischen 0.6 ML und 2.3 ML geringen Einfluss hat, ergibt sich eine starke Abhängigkeit der Ladungsträgerlebenszeiten von D. Für die betrachteten Übergitterperioden steigt die Ladungsträgerlebenszeit von 100 fs für D = 20 nm auf 1 ps für D = 60 nm. Kadow et al. finden eine quadratische Abhängigkeit der Ladungsträgerlebenszeit von D und leiten daraus ab, dass die Ladungsträgerlebenszeit durch die Zeit bestimmt wird, die ein Ladungsträger benötigt, um vom Ort seiner Photogeneration zu einer ErAs Insel zu gelangen. Die quadratische Abhängigkeit weist damit auf diffusiven Transport hin.
Als dominierenden Ladungsträgertransportmechanismus in unbeleuchtetem ErAs:GaAs identifizieren sowohl Schmidt et al. [176] als auch Kadow

[6] Siehe z.B. die in dieser Arbeit verwendeten Wafer 990510C, 981207C und 001016B in Anhang B.

et al. [70, 175] Hüpfleitfähigkeit zwischen ErAs Inseln. Kadow et al. beobachten als Funktion des über die pro Übergitterperiode deponierte ErAs Menge und T_g steuerbaren mittleren Inselabstandes eine Variation des Schichtwiderstandes einer ErAs:GaAs Übergitterperiode zwischen $10^5\,\frac{\Omega}{\square}$ und $10^9\,\frac{\Omega}{\square}$. Diese Widerstandsvariation ergibt sich bei einer Veränderung der ErAs Deposition von 2 ML auf 1 ML pro Gitterebene bei $T_g = 530\,°C$ oder bei einer Erhöhung der Wachstumstemperatur von 480 °C auf 630 °C bei einer ErAs Deposition von 1.8 ML pro Übergitterebene. Kadow et al. interpretieren die semiisolierenden Eigenschaften von ErAs:GaAs wie bereits Sethi et al. [167, 173, 174] die Ergebnisse an Er dotiertem GaAs im Rahmen des Schottkybarrierenmodells für metallische Einschlüsse in GaAs.
Obwohl hierzu bislang keine experimentellen Untersuchungen durchgeführt wurden, kann in Analogie zu LTG-GaAs aufgrund der hohen photogenerierten freien Ladungsträgerdichten in den Bändern angenommen werden, dass der Photostrom in ErAs:GaAs durch elektronische Bandleitfähigkeit dominiert wird. Kadow et al. stellen als erstes auf ErAs:GaAs basierendes Bauelement einen Photomixer zur Erzeugung von THz-Strahlung vor. In seinen Eigenschaften verhält sich dieser Photomixer ähnlich zu vergleichbaren LTG-GaAs Bauelementen [69, 70].
Systematische Untersuchungen zu Kontakten auf ErAs:GaAs wurden bislang ebenfalls nicht durchgeführt. Dadurch dass das Übergitter der ErAs Inselschichten in ErAs:GaAs stets mit einer Schicht unter Standardbedingungen gewachsenen, das heißt störstellenarmen, Galliumarsenids abgeschlossen wird, ist allerdings die Ausbildung einer Schottkybarriere ähnlich zu der auf Standard-GaAs anzunehmen. Insbesondere ist es unwahrscheinlich, dass aufgrund der ErAs Inseln ein tiefes, bis an die Metallisierung heranreichendes Störstellenband entsteht, das durch Hüpfleitung eine ohmsche Charakteristik nicht einlegierter Kontakte verursacht. Für nicht einlegierte Kontakte auf ErAs:GaAs ist vielmehr von einer Schottky-Kennlinie auszugehen. Das Verhalten derartiger Kontakte wird jedoch eventuell durch die Anwesenheit der ErAs Inseln im Abstand D von der Metall-Halbleitergrenzfläche modifiziert. Die ErAs Inseln können als Zwischenzustände für thermisch unterstützte, sequentielle Tunnelprozesse durch die Schottkybarriere hindurch dienen. Abbildung 3.7 zeigt das Banddiagramm dieses hypothetischen Modells. Klingenstein et al. beob-

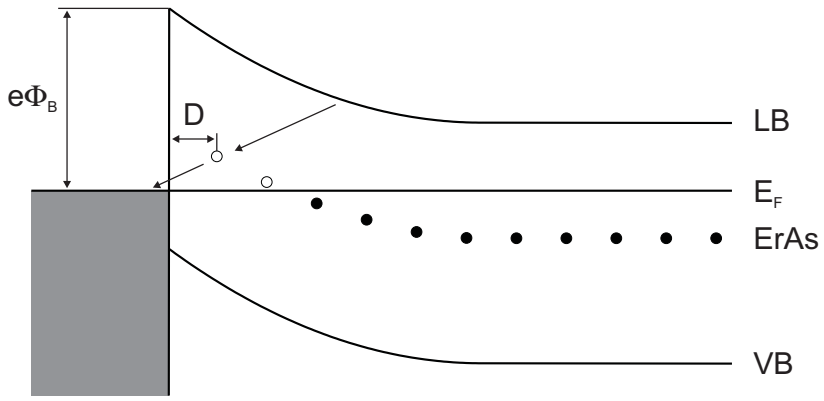


Abbildung 3.7: Hypothetisches Modell eines nicht einlegierten Metall ErAs:GaAs Kontaktes.

achten an nicht einlegierten Kontakten auf hochtemperaturgewachsenem GaAs derartige störstellengestützte, sequentielle Tunnelprozesse [20].

3.3 Integration zweidimensionaler Elektronensysteme mit LTG-GaAs und ErAs:GaAs

Um Probendesigns zur Durchführung ultrahoch-zeitaufgelöster Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen nach dem in Kapitel 1 vorgestellten Ansatz zu realisieren, erweist sich die Integration der schnellen Photohalbleiterschicht mit den Halbleiterschichten des mesoskopischen Bauelementes in eine Wachstumsfolge als vorteilhaft. Zur Gewährleistung einer möglichst großen Flexibilität in der Auslegung sowohl der Photoleitungsschalter und der Wellenleiter als auch des eigentlichen Bauelementes ist es dabei wünschenswert, den Photohalbleiter sowohl vor als auch nach den Schichten des mesoskopischen Bauelementes aufwachsen zu können.
In der Mehrzahl der Experimente wird es sich bei der Schichtfolge des mesoskopischen Bauelementes um eine AlGaAs/GaAs Heterostruktur zur Ausbildung eines zweidimensionalen Elektronensystems (2DES) handeln. Derartige Heterostrukturen werden typischerweise bei $T_g \simeq 600\,°C$ gewachsen. Während des Wachstums dieser Schichten muß sichergestellt

sein, dass es zu keiner gegenseitigen negativen Beeinflussung des schnellen Photohalbleiters und des 2DES kommt, wodurch in erster Linie Bedingungen an die thermische Stabilität des schnellen Photohalbleiters gestellt werden.
Ein Gesichtspunkt der Probenkonzeption, dem speziell im Zusammenhang mit zweidimensionalen Elektronensystemen in geringem Abstand zu Wellenleiterstrukturen Rechnung getragen werden muß, sind die erhöhten Verluste[7] auf dem Wellenleiter propagierender Signale aufgrund einer leitfähigen Schicht parallel zur Ebene des Wellenleiters [177, 178]. Es sollte daher vermieden werden, einen Wellenleiter über längere Distanzen oberhalb eines 2DES zu führen.
Aus der Diskussion der Materialeigenschaften, insbesondere der thermischen Stabilität, sowohl von LTG-GaAs als auch von ErAs:GaAs in den vorausgehenden Abschnitten ergibt sich, dass es ohne größere Komplikationen möglich sein sollte, hochqualitative 2DES mit einem dieser beiden Materialien zu überwachsen. Im Fall der umgekehrten Wachstumsreihenfolge, d.h. beim Überwachsen von LTG-GaAs oder ErAs:GaAs durch weitere Schichten mit $T_g \simeq 600\,°C$, kommt es im Fall von LTG-GaAs durch die starke Abhängigkeit der morphologischen und elektronischen Eigenschaften dieses Materials von T_a einerseits zu einer erheblichen Verlängerung der Ladungsträgerlebenszeiten [7, 8] als auch zu einer Diffusion des überschüsigen Arsenanteils des LTG-GaAs in die nachfolgenden Schichten [7, 8, 65–67], wodurch eine Verschlechterung der Eigenschaften zweidimensionaler Elektronensysteme zu befürchten ist. Während die Arsendiffusion durch das Einbringen von AlAs Diffusionsbarrieren und geeignete Ausheilzyklen unterbunden werden kann [8, 65–67], ist die Verlängerung der Ladungsträgerlebenszeiten unvermeidbar.
Melloch et al. berichten von 2DES auf LTG-GaAs Pufferschichten mit Beweglichkeiten von bis zu $2 \times 10^6\,\frac{cm^2}{Vs}$, allerdings ohne die Ladungsträgerlebenszeiten des LTG-GaAs zu untersuchen [65]. Allam et al. erzielen durch sorgfältige Optimierung der Schichtfolge und der Wachstumsbedingungen Ladungsträgerlebenszeiten von $400 - 600\,fs$ in überwachsenem LTG-GaAs, erreichen allerdings lediglich Beweglichkeiten von $360000\,\frac{cm^2}{Vs}$ in ihren 2DES.

[7] Eine Einführung in die Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Wellenleiter gibt Kapitel 6.1.

Obwohl für ErAs:GaAs bislang keine derartigen Untersuchungen durchgeführt wurden, läßt die Unempfindlichkeit dieses Materials gegenüber Ausheiltemperaturen von bis zu 800 °C [175] seine problemlose Überwachsbarkeit vermuten. Gleichermaßen ist ErAs:GaAs anders als LTG-GaAs unempfindlich gegenüber Halbleiterprozessschritten bei angehobenen Temperaturen. Zusammenfassend erlaubt ErAs:GaAs damit eine wesentlich flexiblere Auslegung von Proben zur Durchführung ultrahoch-zeitaufgelöster Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen und sollte insbesondere das Überwachsen mit hochqualitativen 2DES ermöglichen.

4 Schnelle Photoleitungsschalter

Schnelle Photoleitungsschalter werden in dieser Arbeit einerseits zur Bestimmung der Ladungsträgerlebenszeiten von ErAs:GaAs und LTG-GaAs verwendet, andererseits bilden sie die Hauptelemente von Photoleitungs-Sampling Anordnungen, die ihrerseits die Grundlage für die in Kapitel 1 vorgestellte Anordnung zur Durchführung ultrahoch-zeitaufgelöster Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen sind. Das folgende Kapitel beschäftigt sich daher zunächst mit dem Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Photoleitungsschaltertyps und seiner Funktionsweise um anschließend einige ausgewählte Aspekte der Strom-Spannungskennlinien dieser Photoleitungsschalter zu diskutieren.

4.1 Funktionsprinzip

Sogenannte MSM-Dioden[1] gehören zu den schnellsten heute bekannten Photodetektoren [63]. Außer durch ihre kurzen Impulsantwortzeiten zeichen sich diese Bauelemente durch ihre einfache, zu anderen Halbleiterbauelementen kompatible Herstellung sowie ihre einfache Integrierbarkeit in Wellenleiterstrukturen aus. Aufgrund dieser Eigenschaften wurde in der vorliegenden Arbeit ausschließlich auf derartige MSM-Strukturen zurückgegriffen.
MSM-Photodetektoren bestehen aus einer Metall-Halbleiter-Metall Struktur, die üblicherweise in Form paralleler, nicht einlegierter Metallstreifen auf einer Halbleiteroberfläche realisiert wird. Die empfindliche Fläche des Detektors wird damit durch die Lücke zwischen den Metallstreifen gebildet. Um ein günstiges Verhältnis der Länge des Detektors zu seiner Breite zu gewährleisten und gleichzeitig den meist runden Fokussen opti-

[1] MSM leitet sich vom englischen Begriff Metal-Semiconductor-Metal für Metall-Halbleiter-Metall ab und bezieht sich auf die Struktur dieser Bauelemente.

scher Signale Rechnung zu tragen, werden MSM-Dioden häufig in Form mäanderförmiger Lücken bzw. ineinandergreifender Metallfinger realisiert. Abbildung 4.1 zeigt im oberen Teil eine derartige Struktur. Die Metallisierung bildet mit dem darunterliegenden Halbleiter einen Schottky- oder

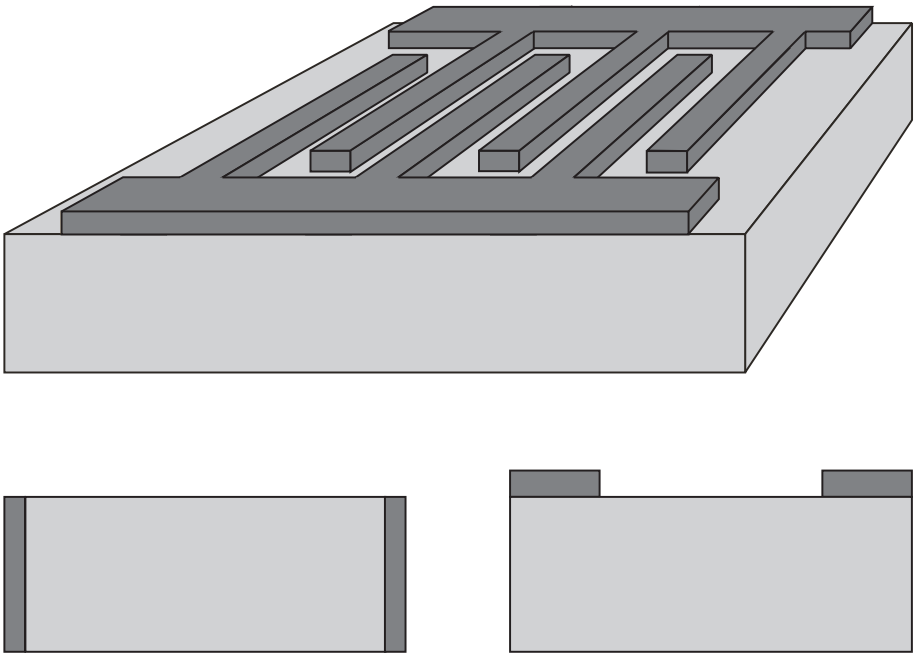


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau einer interdigitalen MSM-Diode (oben) sowie vereinfachte eindimensionale (unten links) und zweidimensionale (unten rechts) Modelle dieser Struktur.

Schottky-ähnlichen Kontakt aus[2]. Bei Beleuchtung der Fläche zwischen den Kontakten mit Photonenenergien oberhalb der Bandlücke werden im Volumen des Halbleiters Elektronen-Loch Paare erzeugt, die durch ein von außen angelegtes elektrisches Feld getrennt werden und zu einem Stromfluss über die Kontakte führen. Bei dieser Art von Photodetektoren handelt es sich also nicht um Photodioden im engeren Sinn, bei denen die Ladungsträgertrennung durch ein intrinsisches Feld zum Beispiel in ei-

[2] Siehe hierzu neben z.B. [152] auch die Abschnitte 3.1.3 und 3.2.2.

nem p-n-Übergang oder Schottky Kontakt erreicht wird, sondern eher um Photoleitungsdetektoren.
Aufgrund des hohen Dunkelwiderstandes der üblicherweise verwendeten Photoleiter wie LTG-GaAs oder semiisolierenden GaAs baut sich für typische Vorspannungen und Kontaktabstände ein elektrisches Feld im Bereich einiger $\frac{kV}{cm}$ im Halbleitervolumen auf. Wird der Schalter durch einen kurzen Laserpuls beleuchtet, so fließt ein starker Photostrom durch den Schalter. Gleichzeitig bricht die über dem Schalter abfallende Spannung ein. Ist die RC-Zeit der Schaltergeometrie gegenüber der Anstiegszeit des Laserpulses vernachlässigbar, wird die ansteigende Flanke des Photostromes durch die ansteigende Flanke des Laserpulses bestimmt. Andernfalls bestimmt die RC-Zeit des Photoleitungsschalters die Anstiegszeit des Photostromes. Auf diese Weise ist es möglich, innerhalb von 100 fs bis 200 fs einen Photostrom anzuregen.
In defektreichen Halbleitern (z.B. LTG-GaAs oder ErAs:GaAs) kommt der durch den Laserpuls erzeugte Strom durch den schnellen Einfang der Ladungsträger in tiefe Störstellen sehr schnell zum Erliegen, die Spannung über dem Schalter regeneriert sich. Sind die RC-Zeit der Schaltergeometrie sowie die Dauer des Laserpulses gegenüber der Ladungsträgerlebenszeit vernachlässigbar, so wird die fallende Flanke des so erzeugten Photostrompulses durch den Zerfall der photogenerierten Ladungsträgerkonzentration charakterisiert. Ein derartiger Schalter wird als lebenszeitlimitiert bezeichnet [39, 41, 42, 57, 58, 179, 180]. Für die Erzeugung schneller Strompulse durch lebenszeitlimitierte Photoleitungsschalter sind also sowohl kurze Laserpulse als auch kurze Ladungsträgerlebenszeiten und kleine Schalterkapazitäten von entscheidender Bedeutung.
In defektarmen Halbleitermaterialien (z.B. hochreinem GaAs) sind im Gegensatz zu oben diskutiertem Fall die Driftzeiten der Ladungsträger bis zum Erreichen der Elektroden des photoleitfähigen Schalters klein gegenüber den Ladungsträgerlebenszeiten. Durch Verwendung sehr geringer Elektrodenabstände können Driftzeiten im Subpikosekunden-Bereich erzielt werden [57, 58]. In Schaltern dieses Typs werden die photogenerierten Ladungsträger vor ihrem Einfang in tiefe Störstellen oder ihrer direkten Rekombination durch die Vorspannung des Schalters abgesaugt. Sind wie im Fall der lebenszeitlimitierten Dioden die Laserpulsdauer und die RC-Zeit der Schalterstruktur vernachlässigbar, so ist die fallende Flanke des Photostrompulses durch die Transitzeit der Ladungsträger in der

Schalterstruktur bestimmt [18,39,40,57,58,181]. Dieser Schaltertyp heißt dementsprechend transitzeitlimitiert.
Im Grenzfall großer RC-Zeiten ist die fallende Flanke des Strompulses durch die Entladekurve der Schalterkapazität gegeben. Man spricht in diesem Fall von einem RC-Zeit-limitierten Schalter [57,58]. Sind RC-Zeit, Ladungsträgerlebenszeit und Transitzeit klein gegenüber der Laserpulsdauer, wird auch die fallende Flanke des photogenerierten Strompulses durch das Zeitverhalten des optischen Pulses bestimmt.
In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurden ausschließlich lebenszeitlimitierte Schalter verwendet. Gegenüber transitzeitlimitierten Schaltern besitzen diese den Vorteil, mit wesentlich einfacheren Verfahren herstellbar und gleichzeitig wesentlich unempfindlicher gegenüber elektrostatischen Entladungen zu sein. Zur Herstellung transitzeitlimitierter Schalter mit Antwortzeiten unterhalb einer Pikosekunde müssen Strukturen mit Elektrodenabständen und -breiten der Größenordnung 25 nm realisiert werden [55–58]. Die Herstellung derartig kleiner Strukturen ist aussließlich mit hochauflösender Elektronenstrahllithografie möglich. Lebenszeitlimitierte Dioden mit Antwortzeiten unterhalb einer Pikosekunde können dagegen mit Fingerbreiten und -abständen im Bereich von 2 μm leicht durch UV-Lithografie hergestellt werden. Die weitaus weniger filigranen Strukturen der lebenszeitlimitierten Schalter erlauben damit einerseits einen weitaus unkomplizierteren Herstellungsprozess und führen andererseits zu wesentlich robusteren Bauelementen im Hinblick auf ihre Festigkeit gegenüber elektrostatischen Entladungen. Darüberhinaus lassen die robusteren lebenszeitlimitierten Schalter eine einfachere Handhabung bei der Faserverklebung für Messungen bei tiefen Temperaturen erwarten.
Ein weiterer Vorteil lebenszeitlimitierter Schalter im Kontext der in Kapitel 1 vorgeschlagenen ultrahoch-zeitaufgelösten Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen ist die in Abschnitt 7.2 diskutierte Unempfindlichkeit ihrer Antwortzeiten gegenüber Magnetfeldern. Im Vergleich dazu finden Ernst et al. im Fall transitzeitlimitierter Schalter einen starken Einfluss eines Magnetfeldes auf die Schalter-Antwortzeit [59].

4.2 Modelle

Die einfachste Modellgeometrie zur Beschreibung interdigitaler MSM-Dioden ist durch die in Abbildung 4.1 unten links dargestellte eindimensionale Näherung gegeben. Abbildung 4.2 zeigt das Bandschema dieser Geometrie für drei verschiedene Spannungen [182]. Im Rahmen dieses Modells kann die MSM-Diode als antiserielle Schaltung zweier Schottkydioden verstanden werden. Die kathodenseitige Schottkydiode ist dabei in Sperrrichtung gepolt, die anodenseitige Diode dementsprechend in Durchlassrichtung. Für kleine und mittlere Spannungen ist der durch die Gesamtanordnung fließende Strom durch die Potentialbarrieren an den Kontakten limitiert. Für Vorspannungen oberhalb der sogenannten Flachbandspannung verschwindet die Löcherbarriere am Anodenkontakt, was zu einem Stromanstieg um mehrere Größenordnungen führt. In diesem Fall wird der Stromfluss im Halbleitervolumen der MSM-Diode limitiert. Für Kontaktabstände im Bereich einiger Mikrometer liegt die Flachbandspannung für GaAs MSM-Dioden in der Größenordnung einiger zehn Volt. In Abbildung 4.2 wird der Fall verschwindender Löcherbarriere durch den im unteren Teil dargestellten Bandverlauf gezeigt. Sze et al. beschreiben mithilfe des eindimensionalen Modells analytisch die Dunkelstromkennlinien von MSM-Dioden auf störstellenarmem GaAs [182], Darling erklärt im Rahmen dieses Modells ebenfalls analytisch die Kennlinien von MSM-Dioden unter kontinuierlicher Beleuchtung für geringe photogenerierte Ladungsträgerdichten [183].
Zur quantitativen Erklärung des dynamischen Verhaltens von MSM-Dioden unter gepulster Beleuchtung ist die Verwendung mindestens zweidimensionaler Modelle erforderlich [184]. Die den meisten zweidimensionalen Modellen zugrundeliegende Geometrie zeigt Abbildung 4.1 im unteren rechten Teil. Verschiedene Autoren betrachteten diese Geometrie entweder im Rahmen von Drift-Diffusionsmodellen [184–190] oder durch die Lösung der Boltzmanngleichung mithilfe von Monte Carlo Verfahren [191–194].
Im Rahmen des Drift-Diffusionsmodells ergibt sich die Gesamtstromdichte $\vec{S}(\vec{r},t) = \vec{S}_n(\vec{r},t)+\vec{S}_p(\vec{r},t)+\vec{S}_v(\vec{r},t)$ durch die MSM-Diode als Summe aus der Elektronenstromdichte $\vec{S}_n(\vec{r},t)$, der Löcherstromdichte $\vec{S}_p(\vec{r},t)$ sowie der Verschiebestromdichte $\vec{S}_v(\vec{r},t)$. Die Partikelstromdichten $\vec{S}_n(\vec{r},t)$ und

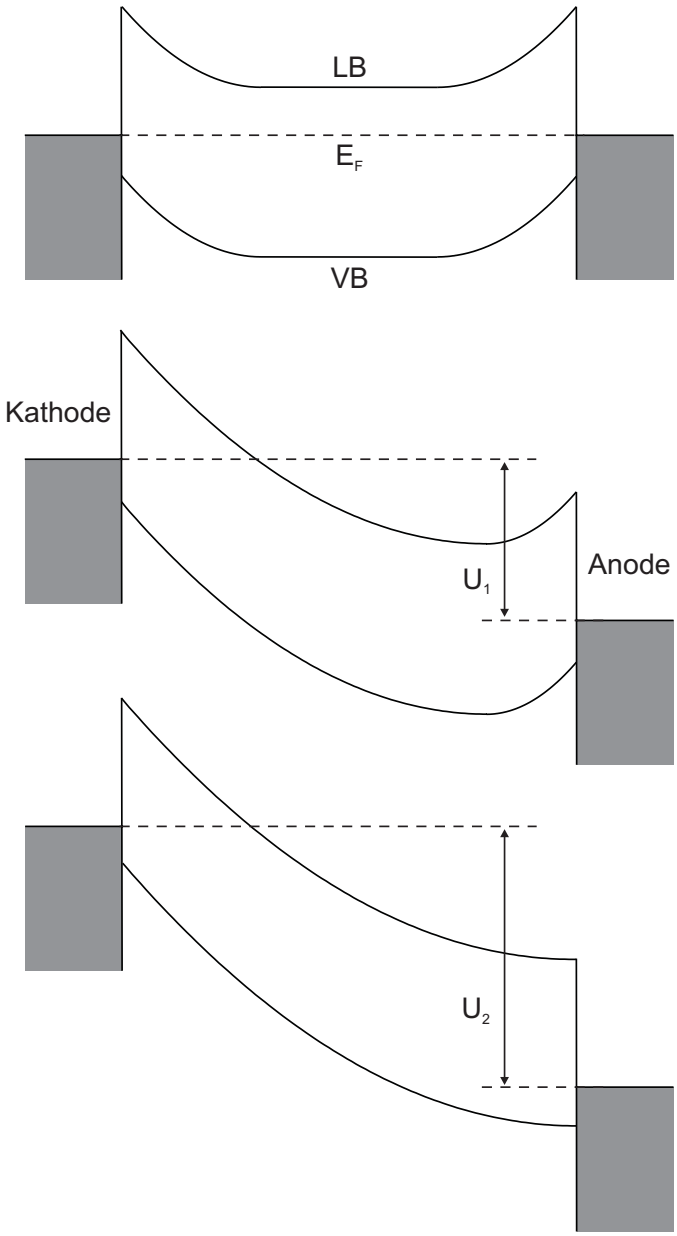


Abbildung 4.2: Bandschema des eindimensionalen Modells für eine interdigitale MSM-Struktur nach Abbildung 4.1 unten links. Dargestellt sind die Fälle verschwindender Vorspannung sowie zweier verschiedener endlicher Vorspannungen $U_1 < U_2$.

$\vec{S}_p(\vec{r},t)$ folgen dabei aus der Drift der Löcher und Elektronen im elektrischen Feld $\vec{E}(\vec{r},t)$ sowie ihrer Diffusion aufgrund des jeweiligen Konzentrationsgradienten zu

$$\vec{S}_n(\vec{r},t) = e\mu_n(\vec{E}(\vec{r},t))\vec{E}(\vec{r},t)n(\vec{r},t) + eD_n(\vec{E}(\vec{r},t))\vec{\nabla}n(\vec{r},t) \tag{4.1}$$

$$\vec{S}_p(\vec{r},t) = e\mu_p(\vec{E}(\vec{r},t))\vec{E}(\vec{r},t)p(\vec{r},t) - eD_p(\vec{E}(\vec{r},t))\vec{\nabla}p(\vec{r},t). \tag{4.2}$$

Die Verschiebungsstromdichte $\vec{S}_v(\vec{r},t)$ folgt aus

$$\vec{S}_v(\vec{r},t) = \epsilon_\mathrm{r}\epsilon_0\frac{\partial\vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t}. \tag{4.3}$$

$n(\vec{r},t)$ und $p(\vec{r},t)$ bezeichnen dabei die Elektronen- bzw. Löcherdichte. Die Feldabhängigkeit der Elektronen- und Löcherbeweglichkeiten $\mu_n(\vec{E}(\vec{r},t))$ und $\mu_p(\vec{E}(\vec{r},t))$ in Gleichungen (4.1) und (4.2) wird in Form analytischer Anpassungen an Monte Carlo Rechnungen berücksichtigt [185, 188, 190]. Die Feldabhängigkeit der Elektronen- und Löcherdiffusionskonstanten $D_n(\vec{E}(\vec{r},t))$ und $D_p(\vec{E}(\vec{r},t))$ folgt dann über eine verallgemeinerte Einsteinrelation aus der Feldabhängigkeit der Beweglichkeiten [185].
Außer durch die Drift-Diffusionsgleichungen sind die Ladungsträgerkonzentrationen und die zugehörigen Teilchenstromdichten durch die Kontinuitätsgleichungen verknüpft.

$$\frac{\partial n(\vec{r},t)}{\partial t} = \frac{1}{e}\,\vec{\nabla}\vec{S}_n(\vec{r},t) - \Upsilon_n(\vec{r},t) + \Gamma(\vec{r},t) \tag{4.4}$$

$$\frac{\partial p(\vec{r},t)}{\partial t} = -\frac{1}{e}\,\vec{\nabla}\vec{S}_p(\vec{r},t) - \Upsilon_p(\vec{r},t) + \Gamma(\vec{r},t) \tag{4.5}$$

Die Orts- und Zeitabhängigkeit der Ladungsträgergenerationsrate $\Gamma(\vec{r},t)$ folgt dabei aus der zeitlichen Intensitätsverteilung der auf die MSM-Struktur auftreffenden optischen Pulse sowie dem zugehörigen Strahlprofil. Senkrecht zur Diodenoberfläche ergibt sich aus dem Beerschen Absorptionsgesetz eine exponentielle Abnahme von $\Gamma(\vec{r},t)$ [183–185, 187, 188]. Die durch $\Upsilon_n(\vec{r},t)$ und $\Upsilon_p(\vec{r},t)$ beschriebenen Zerfallsraten der freien Ladungsträgerkonzentrationen folgen im Fall lebenszeitlimitierter Schalter auf störstellenreichen Halbleitermaterialien aus simultan mit den hier diskutierten Transportgleichungen zu lösenden Ratengleichungen für die entsprechenden Ladungsträgerdynamikmodelle [189]. Für LTG-GaAs wurden entsprechende Modelle nach Loka et al. [143–147] sowie Lochtefeld et

al. [142] und Siegner et al. [114] qualitativ in den Abbildungen 3.2 und 3.3 vorgestellt. Wie aus diesen Abbildungen ersichtlich wird, beinhalten derartige Ratengleichungsmodelle unter Umständen nichtlineare Kopplungen zwischen den freien Ladungsträgerpopulationen und Populationen in tiefen Störstellen [189]. In den Modellen zu Abbildungen 3.2 und 3.3 führen beispielsweise die τ_2 und τ_6 zugeordneten Rekombinationsprozesse zu derartigen Nichtlinearitäten. Für transitzeitlimitierte Dioden auf störstellenarmen Halbleitern werden $\Upsilon_n(\vec{r},t)$ und $\Upsilon_p(\vec{r},t)$ üblicherweise durch das Shockley-Read-Hall (SRH) Modell beschrieben [153, 154, 184–188]. Die Ortsabhängigkeit der Zerfallsraten folgt in beiden Fällen aus der Ortsabhängigkeit der Ladungsträgerdichten.
Das elektrische Feld $\vec{E}(\vec{r},t)$ und die Ladungsträgerdichten sind schließlich über die Poisson Gleichung durch

$$\vec{\nabla}\vec{E}(\vec{r},t) = \frac{e}{\epsilon_\mathrm{r}\epsilon_0}\left(p(\vec{r},t) - n(\vec{r},t) + p_t(\vec{r},t) - n_t(\vec{r},t)\right) \tag{4.6}$$

miteinander verknüpft. $n_t(\vec{r},t)$ und $p_t(\vec{r},t)$ bezeichnen hierbei die Dichten der ionisierten Störstellen. Diese Größen ergeben sich ebenfalls aus dem Ratengleichungsmodell des jeweiligen Halbleiters. Die Poisson Gleichung koppelt die Dynamik des elektrischen Feldes an die zeitliche Entwicklung der Ladungsträgerdichten und trägt damit der Abschirmung des von außen angelegten elektrischen Feldes durch mobile photogenerierten Ladungsträger und umgeladene ortsfeste Störstellen Rechnung.
Zur Lösung des Differentialgleichungssystems (4.1) bis (4.6) ist die Annahme von Randbedingungen notwendig. Diese sind so zu wählen, dass das physikalische Verhalten der jeweiligen Kontakte korrekt beschrieben wird [184–189].
In seiner hier dargestellten Allgemeinheit unter Einbindung eines Ratengleichugssystems wurde das Drift-Diffusionsmodell für lebenszeitlimitierte MSM-Dioden aufgrund seiner Komplexität bislang nicht gelöst. Unter der Annahme feldunabhängiger Beweglichkeiten μ_n und μ_p sowie feldunabhängiger Diffusionskonstanten D_n und D_p finden Iverson et al. für ein einfaches Ratengleichungssystem eine Lösung [189]. Für SRH Rekombinationsmodelle im Fall transitzeitlimitierter Dioden lösen Dunn et al. die angegebenen Gleichungen weitgehend ohne Vereinfachungen im eindimensionalen Fall [185], Sano et al. [188] sowie Landheer et al. [190] geben ebenfalls weitgehend ohne vereinfachende Annahmen Lösungen im zwei-

dimensionalen Fall an.
Eine prinzipielle Einschränkung des Drift-Diffusionsmodells zur Beschreibung transienter Effekte liegt in der Darstellung der Ladungsträgergeschwindigkeiten in Gleichungen (4.1) und (4.2) als Produkte der Form $\mu_n(\vec{E}(\vec{r},t))\vec{E}(\vec{r},t)$. Durch die aus Monte Carlo Rechnungen gewonnene Feldabhängigkeit der Beweglichkeiten $\mu_n(\vec{E}(\vec{r},t))$ und $\mu_p(\vec{E}(\vec{r},t))$ wird zwar die Geschwindigkeit der Ladungsträger unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes im stationären Zustand korrekt wiedergegeben, transiente Effekte, die durch die Beschleunigung zunächst impulslos in einem elektrischen Feld generierter Ladungsträger entstehen, bleiben jedoch unberücksichtigt [195–198]. Die Beschleunigung photogenerierter Ladungsträger auf die durch $\mu_n(\vec{E}(\vec{r},t))$ oder $\mu_p(\vec{E}(\vec{r},t))$ beschriebene stationäre Geschwindigkeit findet auf einer Zeitskala von einigen Pikosekunden statt. In Abhängigkeit von Ladungsträgerart, Halbleitermaterial und Wellenlänge[3] des einfallenden Lichtes kommt es dabei vor dem Erreichen des stationären Zustandes zu einer beträchtlichen Geschwindigkeitsüberhöhung, dem sogenannten *velocity overshoot*, oder zu einer rein monotonen Annäherung an den stationären Wert [194, 197–199]. In schnellen Photoleitungsschaltern mit Ausgangspulsdauern im Bereich einer Pikosekunde wird die stationäre Geschwindigkeit von den photogenerierten Ladungsträgern somit nie erreicht, die Annahme der stationären Geschwindigkeit als Ladungsträgergeschwindigkeit ist daher nur schwer zu rechtfertigen. Im Widerspruch zu anderen Autoren [198,200,201] finden Dunn et al. [185] jedoch in vergleichenden Drift-Diffusions und Monte Carlo Rechnungen die Vernachlässigbarkeit transienter Geschwindigkeitseffekte.
Bei der direkten Lösung der Boltzmanngleichung für kurzpulsbeleuchtete MSM-Strukturen mithilfe von Monte Carlo Verfahren werden Effekte transienter Ladungsträgergeschwindigkeiten aufgrund der angewandten Methode selbst berücksichtigt. Werden derartige Monte Carlo Rechnungen selbstkonsistent durchgeführt, d.h. wird das elektrische Feld über die Poisson Gleichung an die Zeitentwicklung der Ladungsträgerdichten gekoppelt und nicht als konstante Eingabegröße behandelt, dann liefern

[3] Die Wellenlänge des Lichtes bestimmt die Überschussenergie der photogenerierten Ladungsträger über die Bandkanten und nimmt so Einfluss auf die Ladungsträgerstreuung in die Nebentäler der Bandstruktur. Diese sogenannte Intervalleystreuung ist bestimmend für die Dynamik der Ladungsträger in starken elektrischen Feldern [195–198].

diese Rechnungen ein sehr aussagekräftiges Bild der Dynamik transitzeitlimitierter MSM-Dioden [191, 193]. Lebenszeitlimitierte Photoleitungsschalter wurden bislang nicht mithilfe von Monte Carlo Methoden untersucht, unter Umständen aufgrund von Schwierigkeiten, Modelle für den Ladungsträgereinfang im Rahmen dieser Methode zu berücksichtigen.
Übereinstimmend finden Drift-Diffusions [184–187, 189] und Monte Carlo Modelle [193, 194] einen starken Beitrag des Verschiebungsstromes nach Gleichung (4.3) zum transienten Strom in MSM-Dioden. Ebenfalls übereinstimmend wird durch beide Methoden ein Anstieg der Dauer der Stromtransienten mit zunehmender Beleuchtungsintensität beschrieben, der auf die zunehmende Abschirmung des von außen angelegten elektrischen Feldes durch die photogenerierten Ladungsträger zurückzuführen ist [184, 187–189, 191, 193, 194, 202]. Gleichfalls durch Abschirmung bedingt wird ein sublinearer Anstieg des Photostromes als Funktion der Beleuchtungsintensität beobachtet [189, 202].

4.3 Gleichstrommessungen

Im folgenden Abschnitt werden die Dunkel- und Photostromkennlinien der im weiteren Verlauf der Arbeit zur Messung der Ladungsträgerlebenszeiten von LTG-GaAs und ErAs:GaAs mittels Photostrom-Autokorrelationsmessungen (siehe Kapitel 5) verwendeten MSM-Dioden vorgestellt und einige Aspekte dieser Kennlinien näher betrachtet.

4.3.1 Experimentelles

Zur Durchführung der Autokorrelationsmessungen wurde auf einer Reihe verschiedener Substrate die in Abbildung 4.3 gezeigte Struktur mithilfe von Photolithographie durch Aufdampfen einer Metallisierung aus 10 nm Titan und 200 nm Gold (siehe Anhang A) hergestellt. Die gezeigte Geometrie besteht aus einem koplanaren Wellenleiter[4], dessen Mittelleiter durch einen schmalen Schlitz unterbrochen ist. Die zwei sich gegenüberliegenden

[4] Für eine Diskussion der Hochfrequenzeigenschaften des gezeigten Wellenleiters sei auf Abschnitt 6.1 verwiesen. In diesem sowie im nächsten Kapitel sind die Hochfrequenzeigenschaften der Wellenleiter nicht von Bedeutung, alle Experimente können mithilfe der Gleichstromeigenschaften der dargestellten Metallbahnen verstanden werden.

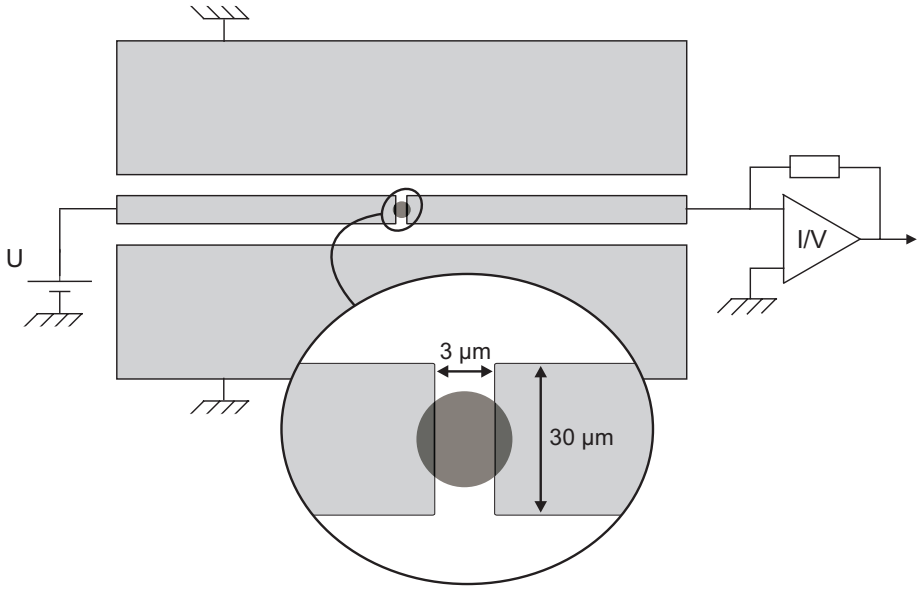


Abbildung 4.3: Probengeometrie zur Bestimmung der Ladungsträgerlebenszeiten von LTG-GaAs und ErAs:GaAs mithilfe von Photostrom-Autokorrelationsmessungen. An denselben Strukturen wurden die Dunkel- und Photostromkennlinien der durch die Unterbrechung im Mittelleiter des dargestellten koplanaren Wellenleiters gebildeten MSM-Dioden gemessen.

Wellenleiterenden realisieren die in Abbildung 4.1 unten rechts dargestellte MSM-Struktur. Ausschlaggebend für den Verzicht auf ineinandergreifende Fingerstrukturen als Metallisierung ist die so erzielte Minimierung der Diodenkapazität[5]. Als Ausgangsmaterialien wurden eine 2 μm dicke LTG-GaAs Schicht (Wafer 13176) sowie neun verschiedenen ErAs:GaAs Schichten mit Übergitterperioden zwischen 10 nm und 400 nm und Dicken zwischen 1.2 μm und 1.8 μm jeweils auf GaAs Substrat verwendet (siehe Anhang B).
Zur Charakterisierung der verwendeten MSM-Strukturen wurden mithilfe der ebenfalls in Abbildung 4.3 gezeigten Messanordnung Dunkel- und Photostromkennlinien aufgenommen. Der Strom-Spannungswandler wurde dabei direkt durch ein digitales Voltmeter ausgelesen. Um eine möglichst nahe an den experimentellen Bedingungen der Autokorrelationsmessun-

[5] Ein Modell zur Berechnung der Diodenkapazität findet sich in Abschnitt 6.3.1.

gen liegende Situation zu gewährleisten, wurde gepulste Beleuchtung mit einer typischen Halbwertsbreite der optischen Pulse von 160 fs bei einer Repetitionsrate von 76 MHz verwendet. Die Zentralwellenlänge der Pulse lag bei $\lambda_0 = 800\,\mathrm{nm}$ (1.55 eV), als Laserquelle wurde ein Coherent Mira 900 Titan:Saphir Oszillator verwendet. Der Laserstrahl wurde mithilfe eines 100-fach Mikroskopobjektivs in die Wellenleiterlücke fokussiert, der Fokusdurchmesser wurde dabei so gewählt, dass sich wie in Abbildung 4.3 gezeigt ein leichter Überlapp des Laserflecks mit der Wellenleitermetallisierung ergibt.
Durch die Laserpulse photogenerierte Ladungsträgerpaare besitzen eine Überschussenergie von 0.11 eV über die GaAs-Bandlücke von 1.44 eV bei Raumtemperatur [203]. Nach [204] hat Licht der Wellenlänge 800 nm bei 300 K in GaAs eine Absorptionslänge von 936 nm. Für LTG-GaAs ergibt sich aus [145, 146, 205–207] eine mittlere Absorptionslänge von 662 nm. Dies bedeutet eine Absorption von 95 % des Lichtes in der LTG-GaAs Schicht bzw. zwischen 72 % und 86 % in den ErAs:GaAs Schichten. Vor allem in den ErAs:GaAs Proben befindet sich damit ein nennenswerter Anteil der Ladungsträgerpopulationen in Schichten unterhalb der eigentlichen ErAs:GaAs Schicht, d.h. in Tiefen von mehr als 1.2 μm. Der Gesamtstrom der Photoleitungsschalter ist dagegen in erster Linie durch die oberflächennahen Ladungsträger bestimmt. Dies liegt im Abfall der elektrischen Feldstärke mit zunehmendem Abstand von den Kontakten begründet. Aus [208] geht hervor, dass das Feld an einer Metallkante proportional zu $\rho^{-1/3}$ abfällt, wenn ρ den Abstand von der Metallkante bezeichnet. Ladungsträger in tiefgelegenen Materialschichten spielen daher für den Stromfluß in Photoleitungsschaltern eine untergeordnete Rolle. Berechnungen der Feldverteilung für der hier verwendeten Struktur sehr ähnliche Geometrien in [191, 193] bestätigen dieses Bild.
Im Vergleich zu kontinuierlicher Beleuchtung bauen sich durch die gepulste Beleuchtung bei gleicher mittlerer Strahlleistung deutlich höhere Spitzenladungsträgerdichten auf, die in der Zeit zwischen dem Eintreffen zweier Laserpulse auf der Probe wieder zerfallen. Die MSM-Diode wird unter gepulster Beleuchtung daher nicht in einem stationären sondern in einem hochdynamischen Zustand betrieben.

4.3.2 Kennlinien

Abbildung 4.4 zeigt die Dunkelkennlinien einer Serie von MSM-Dioden auf ErAs:GaAs Substraten mit verschiedenen Übergitterperioden D. Abbildung 4.5 zeigt im Vergleich dazu die Dunkelkennlinie einer identischen Diode auf LTG-GaAs. Gemäß der Überlegungen in Kapitel 3 bestimmen Hüpfprozesse zwischen Störstellen sowohl in ErAs:GaAs als auch in LTG-GaAs die Leitfähigkeit. Nach [119, 124, 133] trägt die Hüpfleitfähigkeit zwischen Störstellen homogener Dichte ohmschen Charakter. In Verbindung mit dem ohmschen Verhalten nicht einlegierter Kontakte auf LTG-GaAs (siehe Abschnitt 3.1.3) erklärt dies die ohmsche Kennlinie der Diode auf LTG-GaAs. Der Dunkelwiderstand der LTG-GaAs Diode ergibt sich zu 530 MΩ.
Die nichtlineare Form der Kennlinien der ErAs:GaAs Diode läßt in Übereinstimmung mit den Aussagen aus Abschnitt 3.2.2 auf den Shottky-Charakter nichteinlegierter Kontakte auf ErAs:GaAs schließen. Eine genauere Betrachtung der Kennlinien für verschiedene Übergitterperioden zeigt eine deutliche Abnahme der Einsatzspannung[6] mit abnehmender Übergitterperiode. Während für $D \geq 200\,\mathrm{nm}$ Einsatzspannungen von über 8 V auftreten, wird der Schwellstrom für $D = 10\,\mathrm{nm}$ bereits bei 0.5 V überschritten. Gleiches Verhalten zeigt die Nichtlinearität der Kennlinien, mit abnehmender Übergitterperiode tragen die Kennlinien zunehmend linearen Charakter. Beide Beobachtungen liefern einen Hinweis auf den Übergitterabstand als die den Hüpftransport durch ErAs:GaAs Strukturen bestimmende Längenskala.
Der untere Teil von Abbildung 4.4 skizziert die für den auf Hüpfleitung basierenden Stromfluss relevanten Tunnelprozesse in ErAs:GaAs Dioden. Der mittlere Abstand der ErAs Inseln innerhalb einer Übergitterebene kann aus der Inseldichte von $7 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ unter Berücksichtigung des Inseldurchmessers von 2 nm zu $2 - 3\,\mathrm{nm}$ und damit als wesentlich kleiner als die Übergitterperiode von $D \geq 10\,\mathrm{nm}$ abgeschätzt werden. Dadurch erweist sich der Abstand der einzelnen Übergitterebenen als die für die Wahrscheinlichkeit des Ladungsträgertransports zwischen den Kontakten bestimmende Längenskala. Mit abnehmendem Abstand der ErAs Inselschichten steigt die Wahrscheinlichkeit für die bereits anhand von Ab-

[6] Als Einsatzspannung wird die Spannung definiert, bei der ein Schwellstrom von 5 nA überschritten wird.

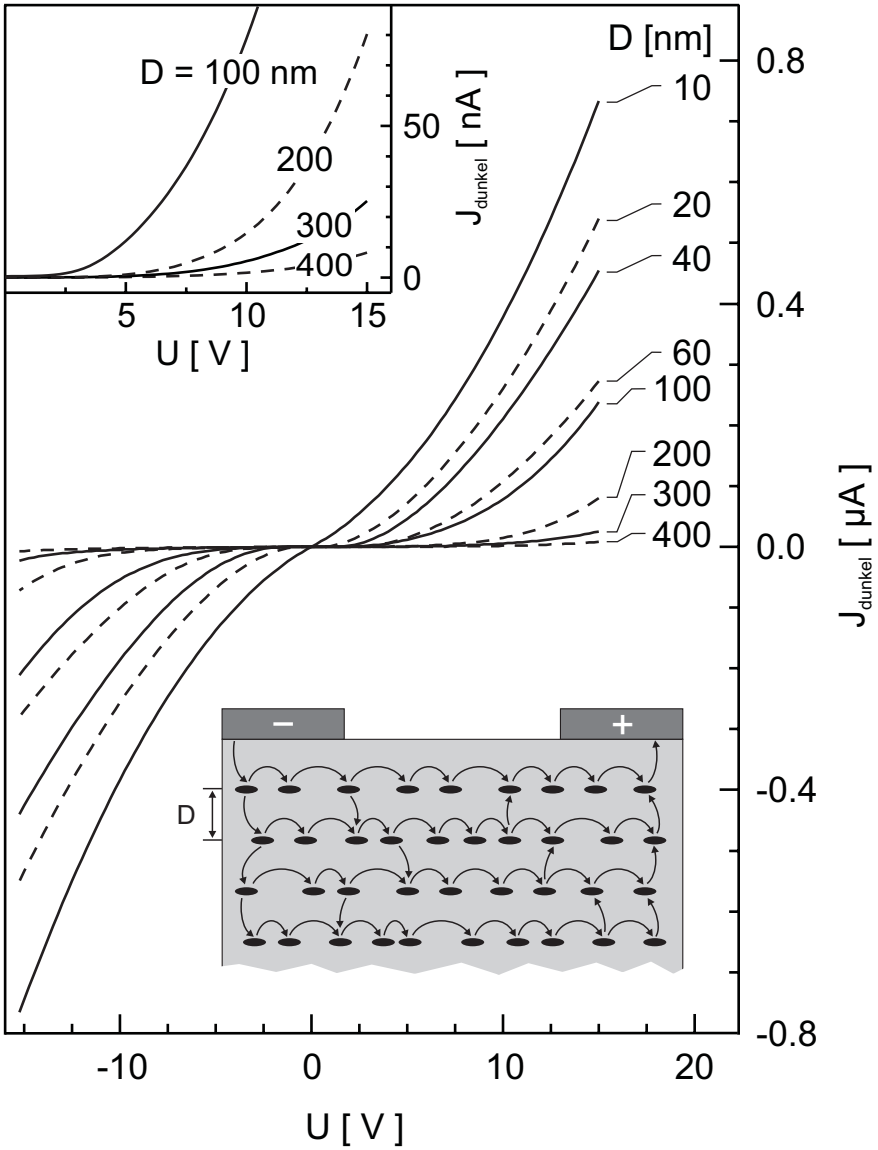


Abbildung 4.4: Dunkelkennlinien einer Serie von MSM-Dioden auf ErAs:GaAs Substraten mit verschiedener Übergitterperiode D. Der obere linke Teil der Abbildung zeigt die Kennlinien für D = 100 − 400 nm auf vergrößerter Skala. Im unteren rechten Teil der Abbildung werden schematisch die für das Zustandekommen der Hüpfleitfähigkeit in ErAs:GaAs Dioden relevanten Tunnelprozesse dargestellt.

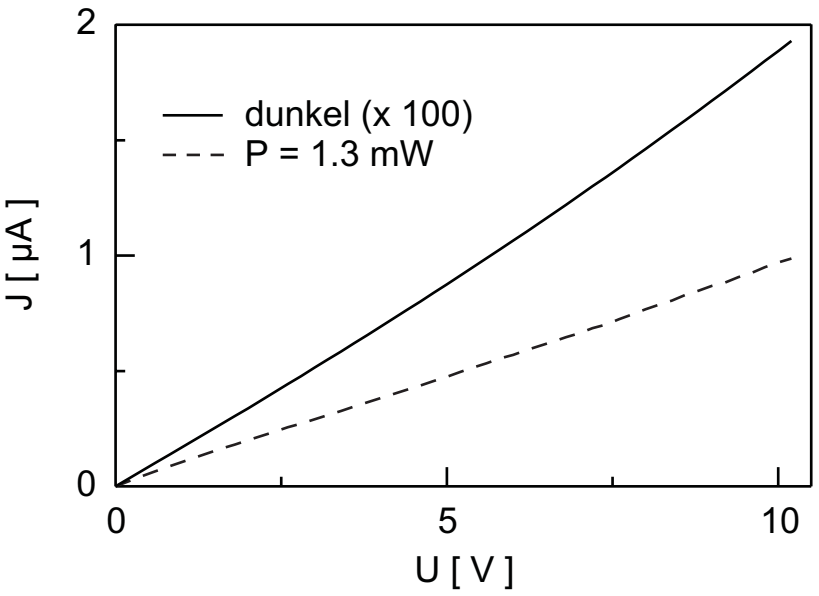


Abbildung 4.5: Dunkel- und Photostromkennlinien einer MSM-Diode auf LTG-GaAs. Zur Messung der Photostromkennlinie betrug die mittlere Beleuchtungsleistung P = 1.3 mW.

bildung 3.7 diskutierten störstellengestützten Tunnelprozesse durch die Schottkybarriere an der Metall-Halbleitergrenzfläche, in gleichem Maße steigt die Wahrscheinlichkeit für Tunnelprozesse zwischen den einzelnen Übergitterebenen. Mit abnehmender Übergitterperiode erhalten die Dunkelkennlinien damit zunehmend ohmschen Charakter. Gleichzeitig nimmt der Dunkelstrom mit abnehmender Übergitterperiode stark zu. Dieses Verhalten spiegelt sich in der in Abbildung 4.6 gezeigten Abhängigkeit des Dunkelstromes der ErAs:GaAs Dioden von der Übergitterperiode wieder. Da die Stärke des elektrischen Feldes mit zunehmendem Abstand von den Kontakten abnimmt (siehe Abschnitt 4.3.1), tragen oberflächennahe ErAs Inselschichten in besonderem Maße zum Strom bei. Mit zunehmender Übergitterperiode liegen damit immer weniger ErAs Inselschichten in Bereichen hoher elektrischer Felder, es nehmen damit effektiv immer weniger der parallelgeschalteten Ebenen am Ladungsträgertransport teil. Zusätzlich zur abnehmenden Tunnelwahrscheinlichkeit zwischen den einzelnen Übergitterebenen wird der Rückgang der Dunkelleitfähigkeit als Funktion

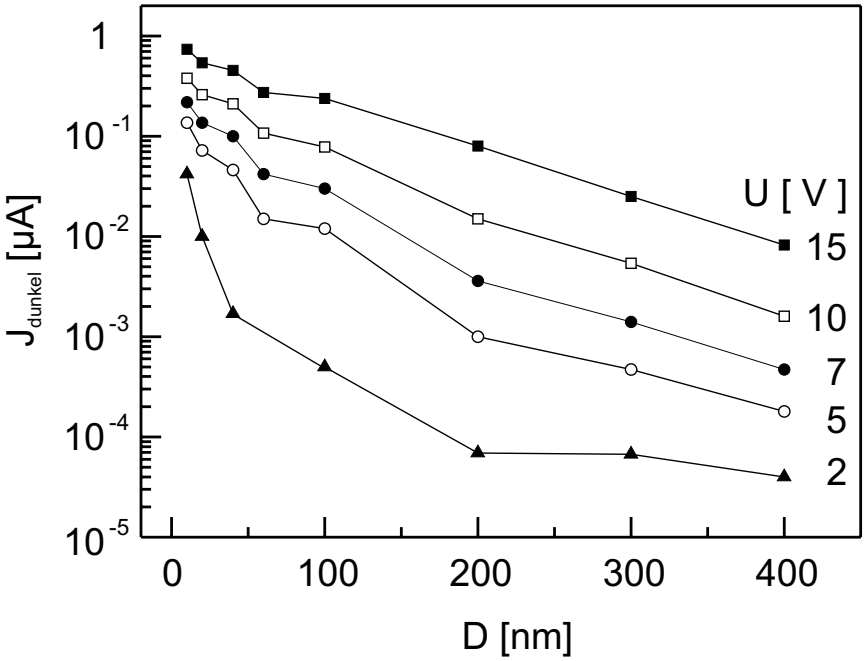


Abbildung 4.6: Abhängigkeit des Dunkelstromes der ErAs:GaAs Dioden von der Übergitterperiode D.

der Übergitterperiode damit durch die Abnahme des elektrischen Feldes mit wachsendem Abstand von den Kontakten verstärkt.
Unter Beleuchtung wird der dominierende Beitrag zur Leitfähigkeit nicht länger durch Hüpfen von Ladungsträgern zwischen Defektzuständen sondern durch die Bewegung freier Ladungsträger in den Bändern geleistet. In Übereinstimmung hiermit liegen die in den Abbildungen 4.5 bzw. 4.7 gezeigten Photoströme für LTG-GaAs und ErAs:GaAs Dioden deutlich über den jeweiligen Dunkelströmen. Wie bereits ohne Beleuchtung zeigt die LTG-GaAs Diode auch unter Beleuchtung eine ohmsche Kennlinie. Für den in Abbildung 4.5 gezeigten Fall einer Beleuchtungsleistung P von 1.3 mW ergibt sich ein Widerstand von 10.5 MΩ. Ebenfalls in Übereinstimmung mit dem unbeleuchteten Fall zeigen die ErAs:GaAs Dioden einen deutlich superlinearen Zusammenhang zwischen Strom und Spannung. Auffällig in Abbildung 4.7 ist jedoch der im Vergleich zu den Dunkelkennlinien umgekehrte Zusammenhang zwischen Strom und Übergit-

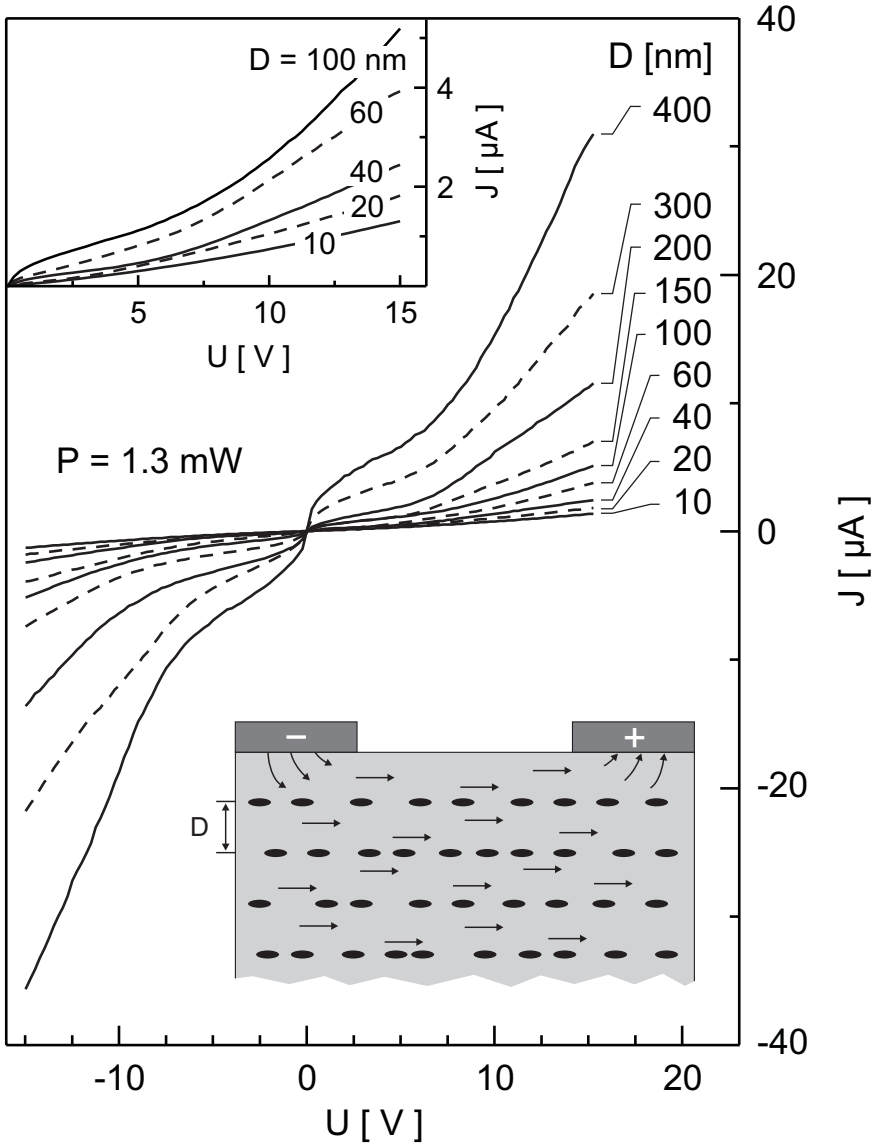


Abbildung 4.7: Photostromkennlinien einer Serie von MSM-Dioden auf ErAs:GaAs Substraten mit verschiedener Übergitterperiode D bei einer mittleren Beleuchtungsleistung P von 1.3 mW. Der obere linke Teil der Abbildung zeigt die Kennlinien für kleine D auf vergrößerter Skala. Im unteren rechten Teil der Abbildung wird schematisch die durch freie Ladungsträger in den Bändern verursachte Leitfähigkeit dargestellt.

terperiode D. Mit steigender Übergitterperiode ist eine deutliche Zunahme des Stroms zu beobachten. Abbildung 4.8 zeigt diese Abhängigkeit des Photostromes bei P = 1.3 mW von der Übergitterperiode für mehrere Spannungen. Der Vergleich mit Abbildung 4.6 demonstriert die Verschie-

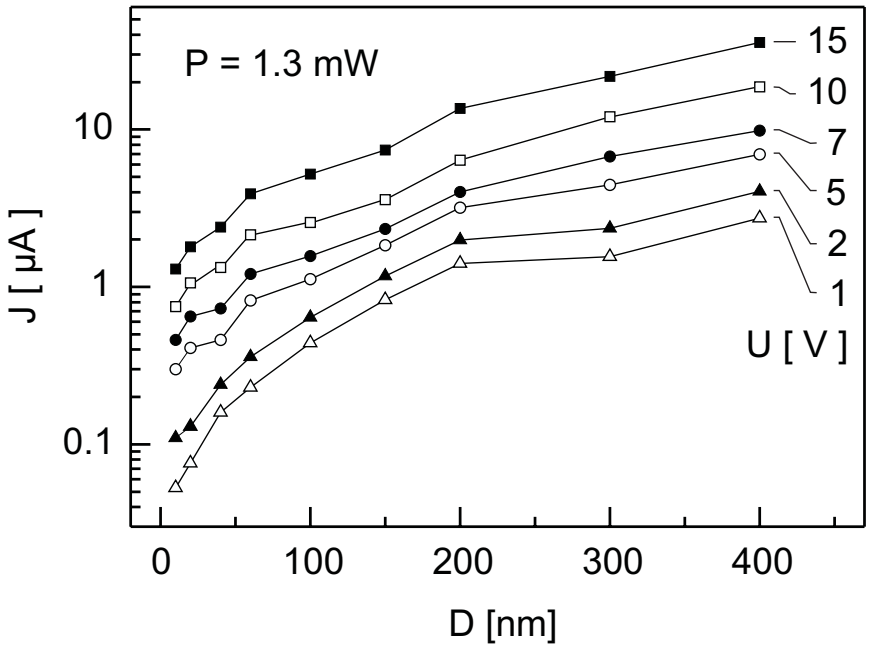


Abbildung 4.8: Photostrom der ErAs:GaAs Dioden als Funktion der Übergitterperiode D bei einer Beleuchtungsleistung von 1.3 mW für verschiedene Spannungen.

denheit der Leitungsmechanismen im beleuchteten und unbeleuchteten Fall.
Im Vorgriff auf die in Kapitel 5 diskutierten Ergebnisse zeitaufgelöster Photostrom-Autokorrelationsmessungen sei bereits hier die Abhängigkeit der Ladungsträgerlebenszeit von der Übergitterperiode erwähnt. Werden die Photoströme aus Abbildung 4.8 für jede Spannung einzeln auf den Photostrom bei D = 400 nm normiert und als Funktion der in Kapitel 5 für jede Übergitterperiode experimentell bestimmten Elektronenlebenszeiten τ_e aufgetragen, so ergibt sich der in Abbildung 4.9 gezeigte univer-

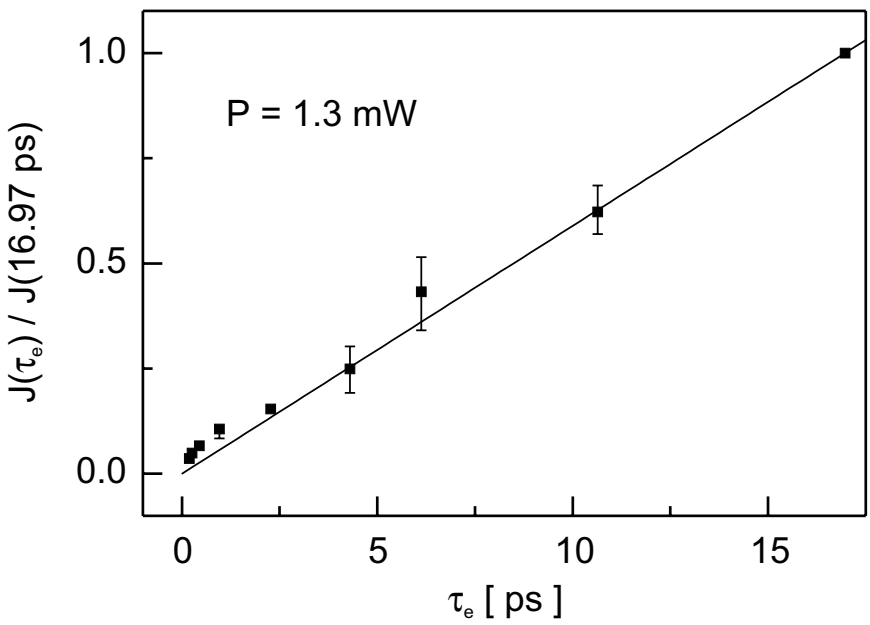


Abbildung 4.9: Die Photoströme aus Abbildung 4.8 wurden für jede Spannung einzeln auf den Photostrom bei D = 400 nm normiert und als Funktion der für jede Übergitterperiode experimentell bestimmten Elektronenlebenszeiten τ_e aufgetragen. Dargestellt ist jeweils der Mittelwert über die in Abbildung 4.8 als Parameter betrachteten Spannungen, die Fehlerbalken umfassen die nicht systematische Streuung der einzelnen Datenpunkte in Abhängigkeit von der Spannung. Für Punkte ohne Fehlerbalken liegt die Streuung innerhalb der Punktgröße. Die eingezeichnete Gerade ergibt sich mithilfe von Gleichung (4.10) ohne anpassbare Parameter lediglich unter Verwendung der in Kapitel 5 bestimmten Ladungsträgerlebenszeiten.

selle Zusammenhang. Dargestellt ist jeweils der Mittelwert über die in Abbildung 4.8 als Parameter betrachteten Spannungen, die Fehlerbalken umfassen die nicht systematische Streuung der einzelnen Datenpunkte in Abhängigkeit von der Spannung. Für Punkte ohne Fehlerbalken liegt die Streuung innerhalb der Punktgröße.

Der in den zeitintegrierten Messungen dieses Kapitels betrachtete Photostrom läßt sich als zeitliches Mittel über einen Laserrepetitionszyklus des Flächenintegrals über die Kontaktfläche A der in Abschnitt 4.2 betrachteten Gesamtstromdichte $\vec{S}(\vec{r}, t)$ verstehen. Unter der Voraussetzung, dass

die Laserrepetitionszeit $T_\mathrm{L} = 13.2\,\mathrm{ns}$ wesentlich größer ist als alle für das dynamische Verhalten der Probe relevanten Zeitskalen[7] verschwindet der zeitliche Mittelwert über das Flächenintegral der Verschiebungsstromdichte $\vec{S}_v(\vec{r},t)$. Ferner kann für eine einfache Modellbildung der Löcherstrom aufgrund der im Vergleich zu den Elektronen vielfach höheren effektiven Masse der Löcher vernachlässigt werden. Als für den mittleren Strom relevante Stromdichte verbleibt damit die Elektronenstromdichte $\vec{S}_n(\vec{r},t)$ nach Gleichung (4.1). Unter der Annahme einer zeitlich konstanten Abschirmung des äußeren elektrischen Feldes, d.h. unter der Annahme einer zeitunabhängigen Summe der Ladungsträgerdichten in Gleichung (4.6), kann die Zeitabhängigkeit des elektrischen Feldes in Gleichung (4.1) ebenfalls vernachlässigt werden. Für den beobachteten Photostrom folgt damit zusammenfassend

$$J = \frac{e}{T_\mathrm{L}} \int\limits_{-T_\mathrm{L}/2}^{T_\mathrm{L}/2} \iint\limits_{A} \mu_n(\vec{E}(\vec{r}))\vec{E}(\vec{r})n(\vec{r},t) + D_n(\vec{E}(\vec{r}))\vec{\nabla}n(\vec{r},t)\,d\vec{A}\,dt. \quad (4.7)$$

Als Resultat der zeitaufgelösten Messungen in Kapitel 5 besitzt die Elektronendichte eine exponentielle Zeitabhängigkeit der Form

$$n(\vec{r},t) = n(\vec{r})\,\Theta(t)\,e^{-\frac{t}{\tau_e}}, \quad (4.8)$$

wobei $n(\vec{r})$ die Ortsabhängigkeit der Elektronendichte enthält und τ_e die für die jeweilige Übergitterperiode charakteristische Elektronenlebensdauer angibt. $\Theta(t)$ bezeichnet die Stufenfunktion. Unter Berücksichtigung von $T_\mathrm{L} \gg \tau_e$ ergibt sich damit aus Gleichung (4.7)

$$J = e\,\frac{\tau_e}{T_\mathrm{L}} \iint\limits_{A} \mu_n(\vec{E}(\vec{r}))\vec{E}(\vec{r})n(\vec{r}) + D_n(\vec{E}(\vec{r}))\vec{\nabla}n(\vec{r})\,d\vec{A}. \quad (4.9)$$

Für das Verhältnis der Ströme $J(D_1)$ und $J(D_2)$ in Materialien verschiedener Übergitterkonstanten D_1 und D_2 und damit verschiedener Elektronenlebenszeiten $\tau_e(D_1)$ und $\tau_e(D_2)$ folgt daraus der in Abbildung 4.9

[7] Die experimentellen Ergebnisse der Kapitel 5 und 6 rechtfertigen diese Annahme.

dargestellte lineare Zusammenhang zwischen Photostromverhältnis und Ladungsträgerlebenszeit der Form

$$\frac{J(D_1)}{J(D_2)} = \frac{\tau_e(D_1)}{\tau_e(D_2)}, \tag{4.10}$$

wobei $\mu_n(\vec{E}(\vec{r}))$ und $D_n(\vec{E}(\vec{r}))$ als unabhängig von der Übergitterperiode angenommen werden. Die in Abbildung 4.9 eingezeichnete Gerade ergibt sich dabei ohne die Verwendung anpassbarer Parameter lediglich unter Verwendung der in Kapitel 5 bestimmten Ladungsträgerlebenszeiten.
Eine weniger stark vereinfachende Analyse der Abhängigkeit des mittleren Photostromes von der Übergitterperiode sollte sowohl die durch die dynamische Abschirmung nach Gleichung (4.6) hervorgerufene Zeitabhängigkeit des elektrischen Feldes als auch die bereits in Abschnitt 4.2 diskutierten transienten Geschwindigkeitseffekte enthalten. Da der zeitliche Verlauf der Elektronengeschwindigkeit vom elektrischen Feld abhängt, muß hierzu das Produkt $\mu_n(\vec{E}(\vec{r},t))\vec{E}(\vec{r},t)$ in Gleichung (4.7) durch eine zeit- und feldabhängige Elektronengeschwindigkeit $\vec{v}_n(t,\vec{E}(\vec{r},t))$ ersetzt werden. Über die Ortsabhängigkeit des elektrischen Feldes besitzt die Geschwindigkeit damit eine implizite Ortsabhängigkeit. Zudem muß die lediglich ortsabhängige Diffusionskonstante $D_n(\vec{E}(\vec{r}))$ gegen eine orts- und zeitabhängige Diffusionskonstante $D_n(\vec{E}(\vec{r},t))$ ausgetauscht werden. Die Abhängigkeit von $\vec{v}_n(t,\vec{E}(\vec{r},t))$ sowohl von der Zeit als auch vom elektrischen Feld müsste in diesem Ansatz aus Monte-Carlo Rechnungen entnommen, also künstlich eingeführt werden. Da allerdings keine Parametrisierung der kombinierten Feld- und Zeitabhängigkeit von $\vec{v}_n(t,\vec{E}(\vec{r},t))$ bekannt ist, wurde dieser Ansatz bislang in der Literatur nicht verfolgt.
Abbildungen 4.10 und 4.11 zeigen den Zusammenhang zwischen reinem Photostrom J_{photo} und mittlerer Beleuchtungsleistung P für ErAs:GaAs Dioden im Fall verschiedener Übergitterperioden bei einer Vorspannung von 3.0 V bzw. für LTG-GaAs Dioden im Fall verschiedener Vorspannungen. Der reine Photostrom J_{photo} ist dabei als Differenz aus Gesamtstrom J und Dunkelstrom J_{dunkel} definiert. Beide Materialien zeigen einen nichtlinearen Zusammenhang der Form $J_{\text{photo}} \propto P^{\alpha}$, wobei sich der Exponent α im Fall von ErAs:GaAs Dioden zu $\alpha = 0.73 \pm 0.08$ und im Fall von LTG-GaAs Dioden zu $\alpha = 0.64 \pm 0.005$ ergibt. Experimentell konnte für keines der verwendeten Materialien eine systematische Abhängigkeit des

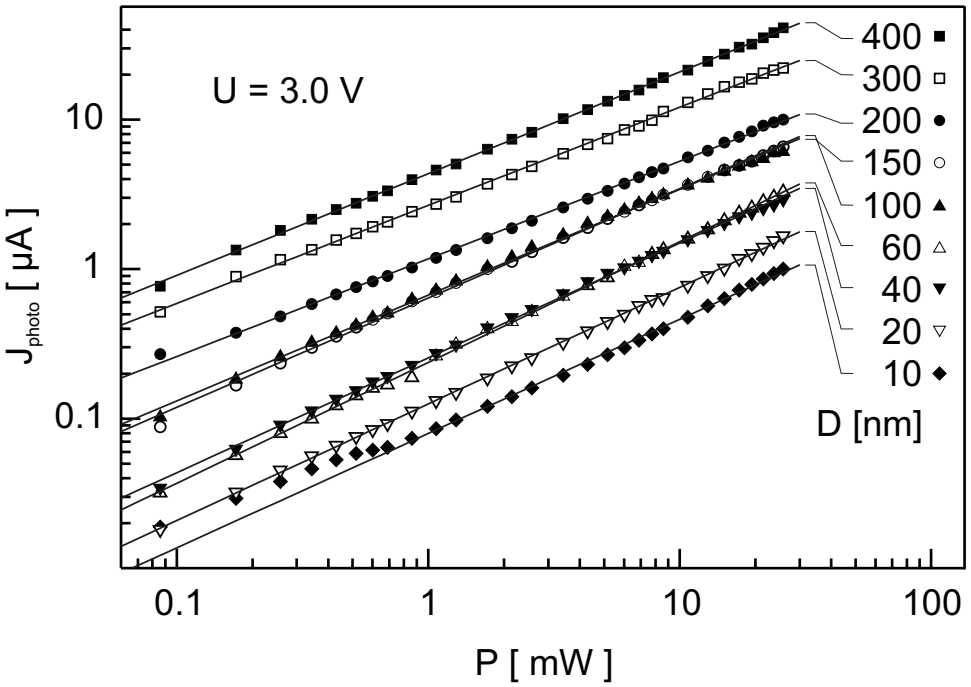


Abbildung 4.10: Photostrom der ErAs:GaAs Dioden als Funktion der mittleren Beleuchtungsleistung für verschiedene Übergitterperioden D bei einer Spannung von 3.0 V.

Exponenten von der Übergitterperiode oder von der Vorspannung festgestellt werden. Die gefundenen statistischen Variationen wurden daher in Form des angegebenen Maximalfehlers berücksichtigt.
Aus den in Abschnitt 4.2 diskutierten Modellgleichungen für MSM-Dioden gehen zwei mögliche Hauptursachen für Nichtlinearitäten hervor. Einerseits gibt die durch die Poisson Gleichung (4.6) beschriebene Abschirmung des äußeren elektrischen Feldes durch photogenerierte Ladungsträger Anlass zu sublinearem Verhalten des Photostromes als Funktion der Ladungsträgerdichte und damit der optischen Leistung. Andererseits können auch die Ratengleichungen zur Beschreibung der Einfang- und Rekombinationsraten $\Upsilon_n(\vec{r},t)$ und $\Upsilon_p(\vec{r},t)$ Produktterme beinhalten, die Anlass zu nichtlinearem Verhalten geben. In erster Linie kommen in diesem Zusammenhang nach den in Kapitel 3 diskutierten Modellen die Dichteabhängigkeiten der direkten Band-Band Rekombination, der Rekombination

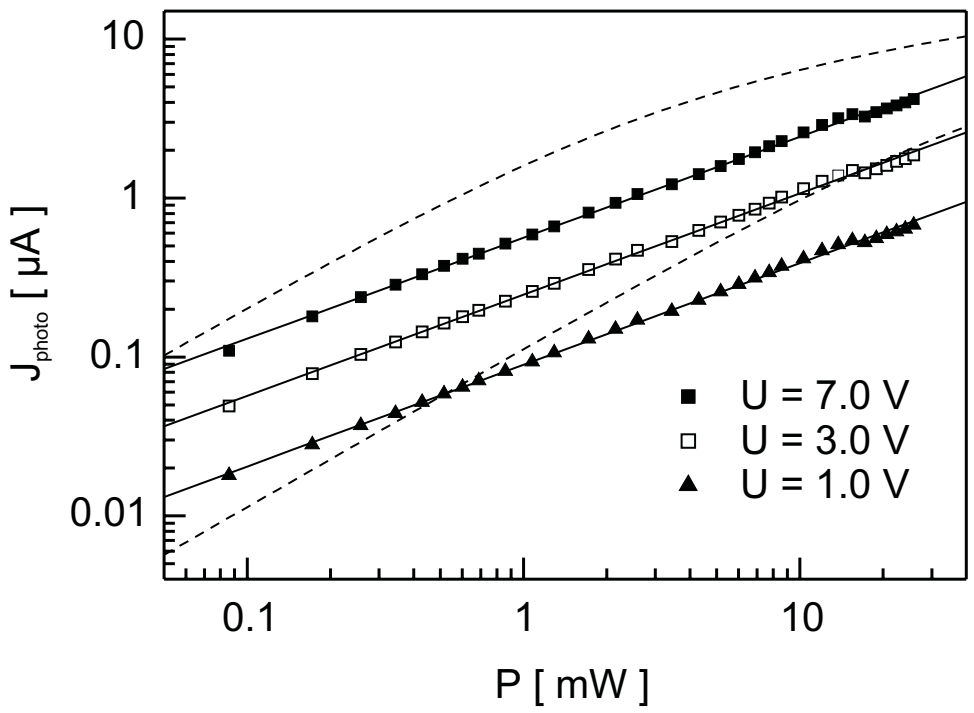


Abbildung 4.11: Photostrom einer LTG-GaAs Diode als Funktion der mittleren Beleuchtungsleistung für verschiedene Vorspannungen U. Die gestrichelten Linien geben J_{photo} nach Gleichung (4.15) für Elektronenbeweglichkeiten von $\mu_n = 240\,\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ (oben) und $\mu_n = 13\,\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ (unten) wieder.

in tiefen Störstellen gefangener Elektronen mit Löchern im Valenzband sowie des Elektroneneinfanges in Frage. Die direkte Band-Band Rekombination besitzt eine mit wachsenden Ladungsträgerdichten zunehmende Wahrscheinlichkeit und führt so über ihre mit zunehmender Beleuchtungsintensität wachsende Ladungsträgerverlustrate zu einem sublinearen Verhalten des Photostromes als Funktion der optischen Leistung. Die für die direkte Band-Band Rekombination charakteristischen Zeitkonstanten sind allerdings wie in Kapitel 3 erläutert wurde erheblich größer als die für den Ladungsträgereinfang relevanten Zeitkonstanten, so dass die durch die Band-Band Rekombination verursachte Sublinearität einen nur kleinen Beitrag zur beobachteten Sublinearität liefern dürfte. Der nach diesen Überlegungen wahrscheinlichere Elektroneneinfang in tiefe Störstellen

verursacht durch die Kopplung der Elektronendichte im Leitungsband mit der Dichte der für einen Einfang zur Verfügung stehenden freien Störstellenzustände ebenfalls eine Nichtlinearität des Photostromes. Eine Erhöhung der Elektronendichte, d.h. der Beleuchtungsleistung, äußert sich in diesem Fall allerdings in erster Linie durch eine zunehmende Sättigung der Störstellen und verursacht somit eine der beobachteten Sublinearität entgegenwirkende Superlinearität des Photostromes. Die Wahrscheinlichkeit für die Rekombination in tiefen Störstellen gefangener Elektronen mit freien Löchern nimmt wie die Wahrscheinlichkeit der Band-Band Rekombination mit steigender Beleuchtungsleistung zu, da sowohl die Dichte gefangener Elektronen als auch die Löcherdichte mit steigender Intensität anwachsen. Wie die Band-Band Rekombination verursacht daher auch die Rekombination gefangener Elektronen ein sublineares Verhalten des Photostromes. In der kausalen Abfolge der Prozesse findet allerdings der zu einer Superlinearität führende Elektroneneinfang vor der Rekombination der gefangenen Elektronen statt, so dass die Auswirkungen beider Effekte berücksichtigt werden müssen.
Die tatsächliche Ursache der beobachteten Sublinearität des Photostromes dürfte nach dieser Diskussion der möglichen Mechanismen für Nichtlinearitäten in einer Kombination aus Feldabschirmung und nichtlinearen Einfang- und Rekombinationsraten zu suchen sein. Vergleichbare Nichtlinearitäten in MSM-Dioden auf verschiedenen Substraten wurden bereits von mehreren Autoren beobachtet [123, 148, 179, 209–213] oder theoretisch vorhergesagt [189, 202] und entweder auf reine Feldabschirmung [210–212] oder auf eine Kombination aus Feldabschirmung und nichtlinearen Einfang- und Rekombinationsraten [189, 202, 213] zurückgeführt.
Unter Vernachlässigung der Kapazität der MSM-Diode kann die zur Messung der Photostromkennlinien verwendete Probenstruktur (siehe Abbildung 4.3) im Rahmen des in Abbildung 4.12 gezeigten, stark vereinfachenden Ersatzschaltbildes verstanden werden [34, 148, 179, 180, 209]. Für den zeitaufgelösten Ausgangsstrom $J_{\text{photo}}(t)$ der Diode ergibt sich damit

$$J_{\text{photo}}(t) = \frac{U}{G^{-1}(t) + Z_0}, \tag{4.11}$$

wobei $G(t)$ den zeitabhängigen Leitwert der Diode bezeichnet und Z_0 die quasistatische Impedanz des Wellenleiters. Unter der Annahme einer linearen Bauelementecharakteristik gilt $G(t) \propto P$. Verschiedene Autoren

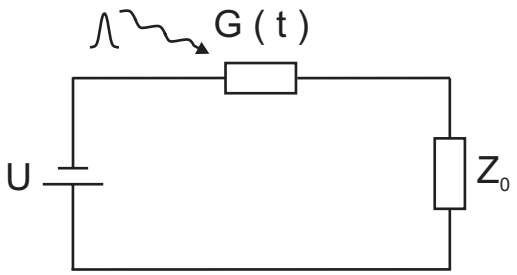


Abbildung 4.12: Ersatzschaltbild der in Abbildung 4.3 gezeigten Probenstruktur zur Messung der Photostromkennlinien. Z_0 ist die quasistatische Impedanz des Wellenleiters, $G(t)$ bezeichnet den zeitabhängigen Leitwert der Diode.

[148, 179, 209] schreiben die beobachtete Nichtlinearität des Photostromes basierend auf dieser Annahme der Nichtlinearität von Gleichung (4.11) zu. Im Folgenden soll die Plausibilität dieser Erklärung unter einfachsten Voraussetzungen überprüft werden.
Unter Annahme eines vollständig homogenen Bauelementes, ohmscher Kontakte und Berücksichtigung lediglich des Elektronendriftstromes ergibt sich $G(t)$ aus

$$G(t) = N(t)\,\frac{e\mu_n}{p^2}, \tag{4.12}$$

wobei p die Breite der MSM-Diode, d.h. die Breite der Wellenleiterlücke in Abbildung 4.3, und μ_n die Elektronenbeweglichkeit bezeichnen. $N(t)$ gibt die zeitabhängige Elektronenzahl an und ergibt sich in Analogie zu Gleichung (4.8) unter Annahme deltaförmiger Laserpulse als

$$N(t) = (1-R)\,\frac{T_\mathrm{L}P}{\hbar\omega_0}\,e^{-\frac{t}{\tau_e}}. \tag{4.13}$$

R gibt den Reflexionsfaktor für normalen Lichteinfall auf eine GaAs Oberfläche an und kann aus der relativen Dielektrizitätskonstante von GaAs mit $\epsilon_\mathrm{r} = 13.1$ aus

$$R = \left(\frac{1-\sqrt{\epsilon_\mathrm{r}}}{1+\sqrt{\epsilon_\mathrm{r}}}\right)^2 \tag{4.14}$$

zu $R = 0.32$ bestimmt werden. Der zweite Faktor in Gleichung (4.13) beschreibt die Zahl der durch einen Laserpuls erzeugten Elektronen unter

der Annahme einer inneren Quanteneffizienz von 1. Mithilfe von Gleichungen (4.12) und (4.13) ergibt sich der Mittelwert des Stromes $J_{\text{photo}}(t)$ nach Gleichung (4.11) über einen Laserrepetitionszyklus unter Ausnutzung von $T_{\text{L}} \gg \tau_e$ zu

$$J_{\text{photo}} = \frac{U}{Z_0} \frac{\tau_e}{T_{\text{L}}} \ln\left((1-R) \frac{T_{\text{L}} P}{\hbar\omega_0} \frac{e\mu_n}{p^2} Z_0 + 1 \right). \tag{4.15}$$

Abbildung 4.11 zeigt die Abhängigkeit des mittleren Photostromes J_{photo} von der mittleren Beleuchtungsleistung P nach Gleichung 4.15 als gestrichelte Linien für den Fall $U = 3.0\,\text{V}$. Aus den Überlegungen in Abschnitt 6.1 folgt $Z_0 = 44\,\Omega$, die Autokorrelationsmessungen aus Kapitel 5 ergeben für den hier verwendeten LTG-GaAs Wafer $\tau_e = 600\,\text{fs}$. Die Kenndaten des Lasers sind $T_{\text{L}} = 13.2\,\text{ns}$ und $\hbar\omega_0 = 1.55\,\text{eV}$. Aus Abbildung 4.3 kann $p = 3\,\mu\text{m}$ entnommen werden. Für die obere Kurve wurde mit $\mu_n = 240\,\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ eine Elektronenbeweglichkeit innerhalb des von Look et al. [119, 133, 163] für LTG-GaAs bestimmten Wertebereichs angenommen, für die untere Kurve wurde die Elektronenbeweglichkeit als Fitparameter verwendet, woraus sich mit $\mu_n = 13\,\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ ein unphysikalisch niedriger Wert ergibt. Unabhängig davon, ob die Größenordnung des gemessenen Stromes durch dieses extrem vereinfachte Modell richtig wiedergegeben wird, ist aus den gezeigten Graphen deutlich zu erkennen, dass J_{photo} nach Gleichung (4.15) keinem Potenzgesetz folgt, so dass die Nichtlinearität von Gleichung (4.11) als Hauptursache oder gar einzige Ursache für die beobachtete Sublinearität des Photostromes verworfen werden muß.

4.3.3 Polariationsabhängigkeit des Photostroms

Da die Breite der Wellenleiterlücke mit $3\,\mu\text{m}$ in der gleichen Größenordnung wie die Laserwellenlänge ($\lambda_0 = 800\,\text{nm}$) liegt, ist ein Einfluss der Polarisation des Laserlichts auf die Transmission durch den Wellenleiterspalt und damit auf den Photostrom zu erwarten. Abbildung 4.13 zeigt Photostromkennlinien einer Diode auf ErAs:GaAs Substrat mit einer Übergitterperiode von 100 nm für drei verschiedene Polarisationen bei einer mittleren optischen Leistung von 1.3 mW. Die Polarisationsrichtung ist jeweils relativ zu der in Abbildung 4.3 senkrecht verlaufenden Kante der Wellenleiterlücke angegeben. Für eine senkrechte Orientierung des

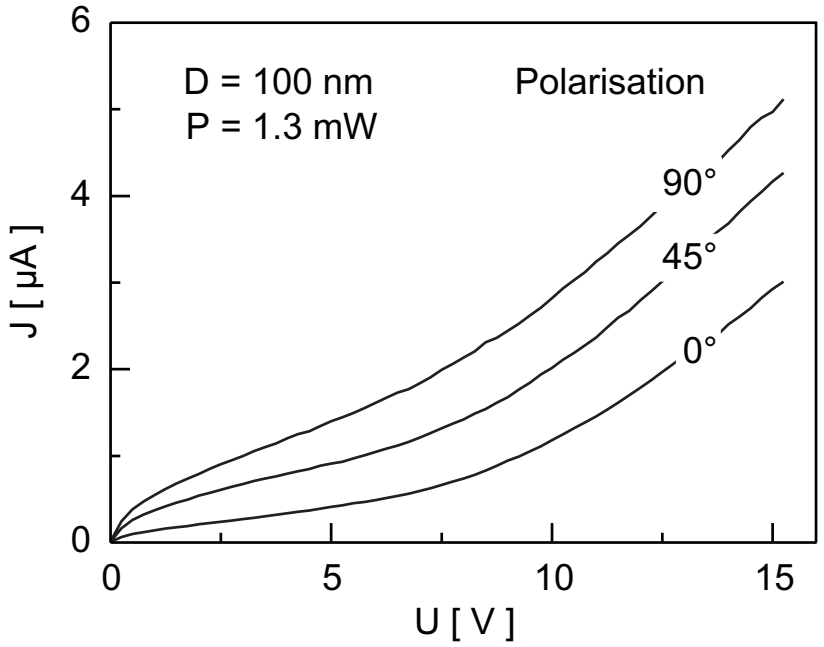


Abbildung 4.13: Photostromkennlinien einer MSM-Diode auf ErAs:GaAs mit D = 100 nm für drei verschiedene Polarisationen bei einer mittleren optischen Leistung von 1.3 mW. Die Polarisationsrichtung ist jeweils relativ zu der in Abbildung 4.3 senkrecht verlaufenden Kante der Wellenleiterlücke angegeben.

elektrischen Lichtfeldes relativ zur Wellenleiterlücke ergibt sich im Vergleich zu paralleler Orientierung ein deutlich erhöhter Photostrom. Diese Abhängigkeit ist in Analogie zu häufig im Mikrowellenspektrum verwendeten Drahtgitter-Polarisatoren [75] aus der Dämpfung parallel zur Metallisierungskante verlaufender Feldkomponenten durch die Induktion dissipativer Ströme im Metall heraus verständlich. Ähnliche Effekte werden von Kuta et al. an MSM-Dioden mit interdigitalen Elektroden auf GaAs beobachtet [214–216] und auf Beugungseffekte an dem durch die Fingerstruktur gebildeten metallischen Transmissionsgitter zurückgeführt. Kuta et al. identifizieren zwei Ursachen für die beobachtete Polarisationsabhängigkeit des Photostroms. Zunächst ist die Transmission der Gitterstruktur polarisationsabhängig, so dass in Abhängigkeit von der Polarisation des einfallenden Lichtes die Zahl der photogenerierten Ladungsträger variiert und den Photostrom beeinflusst. Neben der totalen transmittierten Inten-

sität besitzt auch die Intensitätsverteilung hinter dem optischen Gitter, d.h. im Diodenvolumen, eine ausgeprägte Polarisationsabhängigkeit, so dass die Ladungsträgerdichten $n(\vec{r}, t)$ und $p(\vec{r}, t)$ nicht nur in Abhängigkeit von der Polarisation skalieren sondern auch in ihrer Ortsabhängigkeit variieren. In Verbindung mit den bereits diskutierten Abschirmungseffekten und den nichtlinearen Ladungsträgerverlustraten führen diese polarisationsabhängigen Dichteverteilungen zu einer zusätzlichen, über die Polarisationsabhängigkeit der transmittierten Gesamtintensität hinausgehenden Polarisationsabhängigkeit des Photostromes [215, 216]. Beide Mechanismen sind in ihrem Prinzip auf die hier verwendete Diodengeometrie übertragbar und erklären qualitativ die in Abbildung 4.13 gezeigte Polarisationsabhängigkeit des Photostroms.
In Anlehnung an die in Kapitel 5 diskutierten Autokorrelationsmessungen wurden alle in den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels vorgestellten Photostrommessungen mit einer Polarisationsrichtung von 45° relativ zur Kante der Wellenleiterlücke durchgeführt. Abbildung 4.13 zeigt, dass der für diese Polarisationsrichtung gemessene Photostrom erwartungsgemäß zwischen den in den beiden Extremfällen beobachteten Strömen liegt.

5 Photostrom-Autokorrelationsmessungen

Das Auftreten der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Nichtlinearität des mittleren Photostromes von MSM-Dioden als Funktion der mittleren Beleuchtungsleistung ermöglicht die Durchführung zeitlicher Photostrom-Autokorrelationsmessungen. Derartige Messungen erlauben die Bestimmung der Ladungsträgerdichte-Autokorrelation und geben so Auskunft über die Ladungsträgerdynamik der verwendeten Substratmaterialien. Aufgrund ihrer schnellen Zeitskalen (siehe Abschnitt 3.1.2) kann diese Dynamik ähnlich wie die Dauer kurzer optischer Pulse nicht durch die direkte, rein elektronische Messung zeitabhängiger Signale aufgeklärt werden, sondern muß mithilfe von Korrelationsmethoden bestimmt werden. In diesem Kapitel wird zunächst das Prinzip und die Durchführung derartiger Autokorrelationsmessungen erläutert, um anschließend anhand experimentell erzielter Ergebnisse die Ladungsträgerdynamik in LTG-GaAs und ErAs:GaAs zu beleuchten.

5.1 Prinzip der Photostrom-Autokorrelation

Im Folgenden sollen mithilfe eines einfachen Modells die prinzipielle Funktionsweise von Photostrom-Autokorrelationsmessungen sowie ein Ansatz zu ihrer Interpretation in Anlehnung an [217] dargestellt werden.
Die in Abschnitt 4.3.2 diskutierte Sublinearität des mittleren Photostromes von MSM-Dioden als Funktion der mittleren Beleuchtungsleistung läßt unmittelbar auf die Existenz eines ebenfalls sublinearen Zusammenhanges zwischen den nicht zeitgemittelten Größen, d.h. zwischen $J_{\text{photo}}(t)$ und der momentanen Beleuchtungsleistung $P(t)$ schließen. Wird als einzig möglicher Effekt der Laserbeleuchtung die Ladungsträgergeneration angenommen, so ergibt sich ein ebenfalls sublinearerer Zusammenhang

zwischen $J_{\text{photo}}(t)$ und der momentanen Ladungsträgerdichte. Da die Elektronen aufgrund ihrer wesentlich geringeren effektiven Masse in GaAs den Hauptanteil des Stromes tragen, wird im Laufe der weiteren Argumentation ausschließlich die momentane Elektronendichte $n(t)$ berücksichtigt. Unter der experimentell gerechtfertigten Annahme einer lediglich kleinen Nichtlinearität des Stromes kann $J_{\text{photo}}(t)$ formal in eine nach der zweiten Ordnung abbrechende Taylorreihe in $n(t)$ entwickelt werden. Es ergibt sich

$$J_{\text{photo}}(n(t)) \approx n(t)\,\frac{dJ_{\text{photo}}}{dn} + \frac{1}{2}\,n(t)^2\,\frac{d^2J_{\text{photo}}}{dn^2}. \tag{5.1}$$

Der durch zwei voneinander unabhängigen Ladungsträgerpopulationen verursachte Strom läßt sich damit als

$$\begin{aligned} J_{\text{photo}}(n_1(t)+n_2(t)) &= J_{\text{photo}}(n_1(t)) + J_{\text{photo}}(n_2(t)) \\ &\quad + n_1(t)n_2(t)\,\frac{d^2J_{\text{photo}}}{dn^2} \end{aligned} \tag{5.2}$$

schreiben. Ein experimentell leicht realsierbarer Spezialfall der durch Gleichung (5.2) beschriebenen Situation ist die Beleuchtung der betrachteten Diode mit zwei relativ zueinander verzögerten Laserpulsen gleicher Einhüllender. Damit gilt $n_1(t) = n_1\hat{n}(t)$ und $n_2(t) = n_2\hat{n}(t-\tau)$, wobei $\hat{n}(t)$ die normierte Zeitabhängigkeit und n_1 sowie n_2 die Anfangswerte der durch den jeweiligen Laserpuls erzeugten Elektronendichten beschreiben. In Ermangelung ausreichend schneller Möglichkeiten zur Strommessung kann als Messgröße auch in diesen Experimenten lediglich der über einen Laserrepetitionszyklus gemittelte Strom $J_{\text{photo}}(\tau)$ beobachtet werden. Dieser ergibt sich zu

$$\begin{aligned} J_{\text{photo}}(\tau) &= \frac{1}{T_{\text{L}}}\int\limits_{-T_{\text{L}}/2}^{+T_{\text{L}}/2} J_{\text{photo}}(n_1(t)+n_2(t))\,dt \\ &= \text{const.} + \frac{n_1n_2}{T_{\text{L}}}\,\frac{d^2J_{\text{photo}}}{dn^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\hat{n}(t)\hat{n}(t-\tau)\,dt, \end{aligned} \tag{5.3}$$

wobei unter der experimentell sehr gut zu rechtfertigenden Annahme, dass die Laserrepetitionszeit T_{L} wesentlich größer als alle anderen Zeitskalen

des Problems ist, der Grenzwert $T_\mathrm{L} \to \infty$ angenommen wurde. Der in Gleichung (5.3) verbleibende Integralterm ist bis auf den Vorfaktor die Autokorrelation der mittleren Ladungsträgerdichte. In gleicher Weise, wie mithilfe der Intensitäts-Autokorrelation kurze optische Pulse charakterisiert werden können, erlaubt es die Ladungsträgerdichte-Autokorrelation, das Zeitverhalten kurzlebiger Ladungsträgerpopulationen zu untersuchen. Da der Hauptteil des zugrunde liegenden Photostromes wegen ihrer im Vergleich zu den Löchern wesentlich geringeren effektiven Masse durch die Elektronen getragen wird, ist die so bestimmte Ladungsträgerdichte-Autokorrelation in erster Linie auf Eigenschaften des Elektronensystems empfindlich.
Zur Gewinnung quantitativer Aussagen über die für die Elektronendynamik charakteristischen Zeiten ist in völliger Analogie zur Intensitäts-Autokorrelation die Annahme einer Modellfunktion für $\hat{n}(t)$ erforderlich. Die einfachst mögliche, realistische Annahme ist der exponentielle Zerfall einer durch einen deltaförmigen Laserpuls generierten Elektronenpopulation. Diese Annahme führt zu

$$\hat{n}(t) = \Theta(t)\, e^{-\frac{t}{\tau_e}}, \tag{5.4}$$

wobei τ_e die für den Zerfall der Elektronendichten charakteristische Zeit bezeichnet. Aus Gleichung (5.3) ergibt sich damit ein doppelseitiger, einfach exponentieller Zerfall auf einem konstanten Hintergrund der Form

$$J_\mathrm{photo}(\tau) = \mathrm{const.} + \frac{n_1 n_2}{2}\,\frac{\tau_e}{T_\mathrm{L}}\,\frac{d^2 J_\mathrm{photo}}{dn^2}\, e^{-|\frac{\tau}{\tau_e}|}. \tag{5.5}$$

Da für die in dieser Arbeit betrachteten Dioden aufgrund des sublinearen Zusammenhanges zwischen J_photo und P die Relation $\frac{d^2 J_\mathrm{photo}}{dn^2} < 0$ gilt, beschreibt Gleichung (5.5) einen Einbruch des Photostromes.
Unabhängig von der physikalischen Ursache der zugrunde liegenden Nichtlinearität ist die in Autokorrelationsmessungen beobachtete Zeitkonstante τ_e im Fall der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Materialien die für den Einfang der freien Elektronen aus dem Leitungsband in tiefe Störstellen charakteristische Zeit. Im Ladungsträgerdynamikmodell nach Abbildung 3.2 ergibt sich τ_e damit aus τ_1, τ_3 und τ_4, im Ladungsträgermodell nach Abbildung 3.3 ist τ_e mit τ_1 gleichzusetzen. Im Fall zeitlich konstanter oder verschwindender Feldabschirmung ist dies leicht verständlich, da

dann die Sublinearität allein durch die nichtlineare Zerfallsrate $\Upsilon_n(\vec{r}, t)$ der freien Elektronendichte bestimmt ist und eine Veränderung des Stromes nur über eine Veränderung der freien Elektronenzahl erfolgen kann, d.h. mit der Zeitkonstanten des Elektroneneinfangs.
Bereits in Abschnitt 4.3.2 wurde neben nichtlinearen Ladungsträgerdichte-Zerfallsraten die Abschirmung des äußeren elektrischen Feldes aufgrund der Separation der photogenerierten Ladungsträger als zweite mögliche Ursache für die Nichtlinearität des Photostromes diskutiert. Im Fall einer durch Feldabschirmung verursachten Sublinearität sind zwei Zeitskalen zu berücksichtigen, τ_e als für den Elektroneneinfang charakteristische Zeit und τ_r als für die Ladungsträgerrekombination charakteristische Zeit. Je nach zugrunde gelegtem Dynamikmodell wird τ_r durch τ_2 (siehe Abbildung 3.2) oder durch τ_2 und τ_6 (siehe Abbildung 3.3) bestimmt. Während der Zeit τ_e sind die photogenerierten Ladungsträger mobil und tragen durch ihre Separation im äußeren Feld zu wachsender Abschirmung des treibenden Feldes bei. Nach ihrem Einfang nimmt zwar die Feldabschirmung nicht weiter zu, die eingefangenen Ladungsträger schirmen das äußere Feld aber weiterhin statisch ab. Diese statische Abschirmung geht schließlich mit der Zeitkonstanten τ_r zurück.
Aufgrund der kurzen für τ_e relevanten Zeitskalen konnte die dynamische Feldabschirmung zur Analyse der nicht zeitaufgelösten Photostrommessungen in Abschnitt 4.3.2 vernachlässigt werden. Während die Interpretation der dort diskutierten Beobachtungen unter Berücksichtigung lediglich zeitlich konstanter, d.h. statischer Feldabschirmung möglich war, erfordert die Diskussion zeitaufgelöster Messungen die Berücksichtigung der dynamischen Feldabschirmung.
Die Analyse des Wechselspiels der beiden Zeitkonstanten τ_e und τ_r im Fall eines Autokorrelationsexperimentes unter dem Einfluss dynamischer und statischer Abschirmung gelingt Jacobsen et al. [211] und Brorson et al. [212] mithilfe eines stark vereinfachten Modells. Unter Annahme einer ortsunabhängigen Feldstärke $E(t)$ und Elektronendichte $n(t)$, einer konstanten Elektronenbeweglichkeit μ_n und Berücksichtigung lediglich des elektronischen Strombeitrages ergibt sich die durch einen einzelnen Laserpuls ausgelöste Photostromdichte aus $S_{\text{photo}}(t) = e\mu_n n(t)E(t)$. Die

dynamische und statische Feldabschirmung wird durch

$$E(t) = E_0 - \frac{e}{\zeta \epsilon_0 \epsilon_\mathrm{r}} \int_{-\infty}^{t} \mu_n E(t') n(t') e^{-\frac{t-t'}{\tau_r}} \, dt' \tag{5.6}$$

beschrieben, wobei E_0 das von außen angelegte Feld und ζ eine Konstante zur Berücksichtigung der individuellen Diodengeometrie bezeichnen. Der Integralterm bringt die Abschirmung aufgrund der durch die Separation der photogenerierten Elektronen- und Löcherdichten entstehenden Polarisation zum Ausdruck. Die Löcher werden hierbei aufgrund ihrer vielfach geringeren Beweglichkeit als ortsfest angenommen, so dass sich die effektive Separation von Elektronen und Löchern aus der zeitlichen Integration der Elektronengeschwindigkeit $\mu_n E(t)$ ergibt. $n(t)$ zerfällt in Gleichung (5.6) gemäß $n(t) = n_0 \hat{n}(t) = n_0 \Theta(t) \, e^{-\frac{t}{\tau_e}}$ und beschreibt damit wieder eine zum Zeitpunkt $t = 0$ durch einen deltaförmigen Laserpuls erzeugte, exponentiell zerfallende Elektronenpopulation. Die Faltung des die Polarisation bestimmenden Terms $e\mu_n E(t) n(t)$ mit dem exponentiellen Zerfall $e^{-\frac{t}{\tau_r}}$ trägt der statischen Polarisation nach Einfang der Ladungsträger und deren Zerfall durch Ladungsträgerrekombination mit der Zeitkonstanten τ_r Rechnung. Da das abgeschirmte Feld von der Elektronendriftgeschwindigkeit $\mu_n E(t)$ und damit von $E(t)$ selbst abhängt, muß Gleichung (5.6) iterativ gelöst werden. In erster Ordnung ergibt dieses Verfahren

$$E(t) = E_0 \left(1 - \frac{e\mu_n n_0}{\zeta \epsilon_\mathrm{r} \epsilon_0} \frac{\tau_e \tau_r}{\tau_r - \tau_e} (e^{-\frac{t}{\tau_r}} - e^{-\frac{t}{\tau_e}}) \right) \Theta(t). \tag{5.7}$$

Der korrelierte Photostrom unter Beleuchtung durch zwei gegeneinander zeitverzögerte Laserpulse ergibt sich aus dem Driftstrom der durch den verzögerten Laserpuls erzeugten Elektronendichte $n_2 \hat{n}(t - \tau)$ im durch die Ladungsträgerdichte des ersten Laserpulses abgeschirmten elektrischen Feld $E_1(t)$. Da die Strommessung nicht zwischen dem Laserpuls, der die abschirmenden Ladungsträger erzeugt, und dem Laserstrahl, der die stromtragenden Ladungsträger hervorruft, unterscheidet, muß ebenso der Driftstrom der Ladungsträgerdichte $n_1 \hat{n}(t)$ im durch die Ladungsträgerdichte $n_2 \hat{n}(t - \tau)$ abgeschirmten Feld $E_2(t - \tau)$ berücksichtigt werden.

Dies ergibt für den mittleren Photostrom unter Doppelpulsbeleuchtung

$$J_{\text{photo}}(\tau) = \frac{e\mu_n}{T_{\text{L}}} \int\limits_{-T_{\text{L}}/2}^{+T_{\text{L}}/2} n_2 \hat{n}(t-\tau) E_1(t) + n_1 \hat{n}(t) E_2(t-\tau)\, dt. \tag{5.8}$$

Mithilfe von Gleichung (5.7) folgt daraus unter Verwendung der Relation $T_{\text{L}} \gg \tau_e, \tau_r$

$$\begin{aligned} J_{\text{photo}}(\tau) = e\mu_n E_0 \frac{\tau_e}{T_{\text{L}}} \Bigg(& n_1 + n_2 \\ & - n_1 n_2 \frac{e\mu_n}{\zeta \epsilon_{\text{r}} \epsilon_0} \frac{\tau_e \tau_r}{\tau_r^2 - \tau_e^2} \left(\tau_r e^{-\left|\frac{\tau}{\tau_r}\right|} - \tau_e e^{-\left|\frac{\tau}{\tau_e}\right|} \right) \Bigg). \end{aligned} \tag{5.9}$$

Ebenso wie die Beschreibung des Korrelationsstroms durch Gleichung (5.5) besteht auch das in Gleichung (5.9) angegebene Ergebnis aus einem nicht τ abhängigen Hintergrund, der die Strombeiträge der beiden Einzelpopulationen beschreibt, und einem zum Produkt der beiden Elektronendichten proportionalem Korrelationsterm. Aufgrund des negativen Vorzeichens dieses Korrelationsterms beschreibt auch Gleichung (5.9) einen Rückgang des Photostromes um den zeitlichen Überlapp der beiden Laserpulse herum. Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Materialien gilt nach Kapitel 3 $\tau_e \ll \tau_r$, so dass die charakteristische Zeitkonstante dieses Rückgangs für Verzögerungen τ im Bereich einiger Pikosekunden in erster Linie durch τ_e beschrieben wird. Die Größenrelation der beiden Zeitkonstanten führt jedoch zu einer geringen Amplitude des Korrelationsterms.
Das vorgestellte Modell nach [211, 212] ist aufgrund seiner Einfachheit nicht geeignet, quantitative Vorraussagen über Autokorrelationsmessungen zu liefern, vermag jedoch zu erklären, dass auch für eine durch Abschirmung bestimmte Sublinearität im Fall der in dieser Arbeit betrachteten Materialien die für die Photostrom-Autokorrelation relevante Zeitskala durch τ_e gegeben ist.

5.2 Experimentelles

Zur Gewährleistung einer einheitlichen Interpretierbarkeit der Messungen wurden die Photostrom-Autokorrelationsmessungen an den bereits für

die Messung der Strom-Spannungskennlinien verwendeten Proben durchgeführt[1]. Abbildung 5.1 zeigt den zur Realisierung der für die Autokorrelationsmessungen notwendigen Doppelpulsbeleuchtung verwendeten optischen Aufbau. Wie bereits die Messungen der Photostromkennlinien

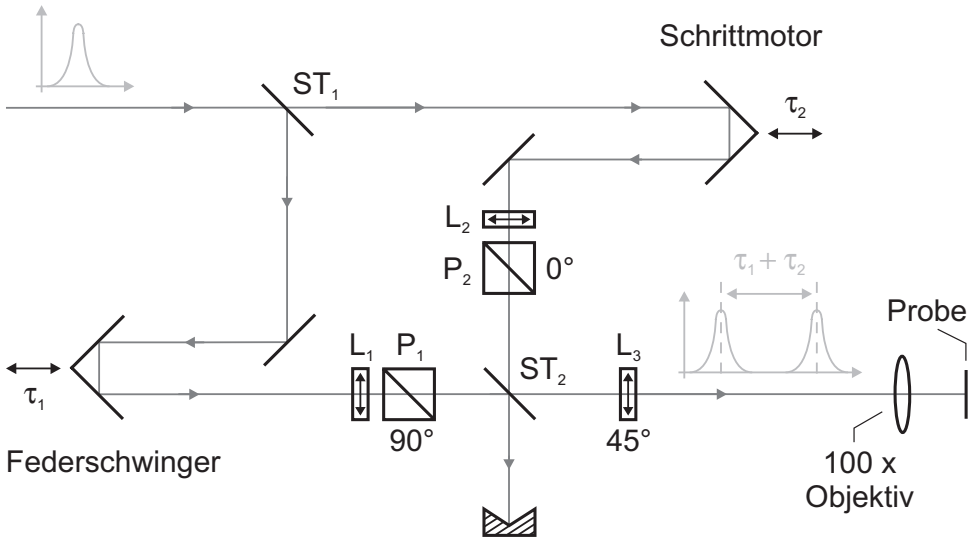


Abbildung 5.1: Optischer Aufbau der Photostrom-Autokorrelationsmessungen. Die an den Polarisatoren P_1 und P_2 sowie der $\lambda/2$-Platte L_3 vermerkten Winkel geben die Polarisationsrichtung des Lichts nach Durchlaufen des jeweiligen Elementes an.

wurden diese Experimente mithilfe eines Coherent Mira 900 Titan:Saphir Oszillators als Laserquelle durchgeführt.
Der Ausgangsstrahl des Lasers wird zunächst an einem ersten dielektrischen Strahlteiler ST_1 in zwei Teilstrahlen gleicher Leistung geteilt. Jeder der beiden Teilstrahlen durchläuft eine Verzögerungsstrecke variabler Länge, so dass über die Längendifferenz der beiden durch die Anordnung in Abbildung 4.3 gebildeten Interferometerarme die Zeitdifferenz zwischen den beiden Laserpulszügen kontrolliert werden kann. Die Länge des ersten

[1] Abbildung 4.3 zeigt die Geometrie dieser Proben, die verwendeten Substratmaterialien werden in Abschnitt 4.3.1 diskutiert.

Interferometerarms wird periodisch mithilfe eines auf einen Federschwinger montierten Retroreflektors variiert. Die Oszillationsfrequenz des verwendeten Schwingers beträgt 16 Hz, die maximal realisierbare Auslenkung des Spiegels aus der Ruheposition ist ± 1.5 mm, dies entspricht bei doppeltem Lichtweg einer maximal möglichen Laufzeitveränderung von 20 ps. Die Längenabstimmung des zweiten Interferometerarms erfolgt mithilfe eines Schrittmotors über eine Strecke von 5 cm in Schritten von 50 nm, bei doppeltem Durchlauf entspricht dies einer relativen Verzögerung der beiden Pulszüge von 333 ps mit einer Genauigkeit von 0.33 fs. Mithilfe der in jeden Interferometerarm plazierten Kombination aus einer $\lambda/2$-Platte und einem Glan-Thompson Polarisator können sowohl die Intensität als auch die Polarisation jedes Teilstrahls individuell kontrolliert werden. Zur Vermeidung von Interferenzeffekten der beiden Teilstrahlen auf der Probe wurden die Polarisationen der beiden Teilstrahlen stets orthogonal zueinander gewählt. Dies konnte in allen Fällen mit einer Restparallelität der beiden Polarisationen von weniger als 3×10^{-3} realisiert werden.
In Abhängigkeit von der Längenabstimmung der beiden Interferometerarme trifft entweder der durch den Schrittmotor- oder der durch den Federschwingerarm laufende Puls als erster auf der Probe ein. Um eine durch die in Abschnitt 4.3.3 diskutierte Polarisationsabhängigkeit des Photostroms bedingte Asymmetrie der Autokorrelationskurven beim Nulldurchlauf[2] der Gesamtverzögerung $\tau_1 + \tau_2$ zu vermeiden, wurden die Polarisationen der beiden Teilstrahlen zusätzlich zu ihrer relativen Orientierung in einem Winkel von $\pm 45°$ zur horizontal angeordneten Kante der Wellenleiterlücke ausgerichtet. Dies stellt sicher, dass unabhängig vom Vorzeichen der Verzögerung durch einen Doppelpuls in der Diode die gleiche dynamische Situation lediglich in Abhängigkeit vom Absolutwert der Verzögerung erzeugt wird. Wird die Ununterscheidbarkeit der beiden Laserpulse durch eine Fehlorientierung der Polarisation aufgehoben, so ist eine deutliche Asymmetrie der Autokorrelationskurven zum Ursprung zu beobachten.
Über den Strahlteiler ST_2 werden die beiden Teilstrahlen schließlich kollinear zu zwei senkrecht zueinander verlaufenden Doppelpulszügen überlagert. Der erste der beiden Doppelpulszüge wird verworfen, der zweite mithilfe eines 100-fach Mikroskopobjektivs symmetrisch in die Lücke des

[2] Die Wahl des Nullpunktes von τ_1 und τ_2 ist willkürlich, wird aber üblicherweise so getroffen, dass sich für $\tau_1 = \tau_2 = 0$ die optischen Pulse auf der Probe im zeitlichen Überlapp befinden.

koplanaren Welleleiters der Probe fokussiert. Der Fokusdurchmesser wurde dabei so gewählt, dass sich wie in Abbildung 4.3 gezeigt ein leichter Überlapp des Laserflecks mit der Wellenleitermetallisierung ergibt. Da der dielektrische Strahlteiler ST_2 außer im Fall reiner s- oder p-Polarisation eine Elliptizität des Polarisationszustandes reflektierten oder transmittierten Lichtes hervorruft, müssen die beiden Teilstrahlen zunächst horizontal bzw. vertikal polarisiert werden. Die Orientierung der Polarisationsrichtungen relativ zur Wellenleiterstruktur auf der Probe erfolgt dann nach ST_2 mithilfe der $\lambda/2$-Platte L_3.
Um die präzise Positionierung des nur wenige μm^2 großen Laserflecks auf der einige mm^2 großen Probe[3] zu ermöglichen, wurde ein konfokales Lasermikroskop der in Abbildung 5.2 gezeigten Art verwendet. Während Abbildung 5.1 eine Prinzipskizze des Autokorrelationsaufbaus aus der Vogelperspektive zeigt, liegt die in Abbildung 5.2 gewählte Schnittebene senkrecht zu der in Abbildung 5.1 dargestellten. Die in Abbildung 5.2 gezeigten Elemente befinden sich im tatsächlichen Aufbau nach ST_2 im Strahlengang, werden allerdings der Klarheit halber in Abbildung 5.1 bis auf das Objektiv und die Probe nicht gezeigt. Von dem in Abbildung 5.2 von links einfallenden Laserstrahl wird zunächst durch das unbeschichtete Glasplättchen ST_3 ein geringer Prozentsatz abgespalten und verworfen, während der Hauptteil des Strahls durch das Mikroskopobjektiv auf die Probe fokussiert wird. Aufgrund der relativ zur Strahlrichtung senkrechten Anordnung der Probe wird der von der Probe reflektierte Anteil des Lichts durch das Mikroskopobjektiv wieder gesammelt und durch den Strahlteiler teilweise zum Okular des Mikroskops reflektiert. Mithilfe des Okulars ist die Beobachtung der Probe möglich. Obwohl die verwendete

[3] Aufgrund der sehr schnellen Antwortzeiten der MSM-Dioden (siehe Kapitel 4) erzeugt jeder Laserpuls einen elektrischen Puls von $1 - 2\,ps$ Dauer, der entlang der durch die Probenmetallisierung gebildeten Wellenleiterstruktur propagiert, an den Wellenleiterenden reflektiert wird und schließlich wieder auf die Diode trifft. Da dieser Spannungspuls zu einer Störung des an die MSM-Diode angelegten Feldes führt, muß mithilfe eines entsprechend langen Wellenleiters die Ankunft der Reflexion an der Diode soweit verzögert werden, dass sie außerhalb des zur Beobachtung der Autokorrelation notwendigen zeitlichen Beobachtungsfensters liegt. Die Länge der in Abbildung 4.3 gezeigten Probe beträgt daher 7.1 mm. Eine Diskussion der Wellenleitereigenschaften der verwendeten Probengeometrie sowie der Anwendung der beschriebenen Störung des Feldes an einer MSM-Diode durch einlaufende elektrische Pulse zu deren Detektion liefert Kapitel 6.

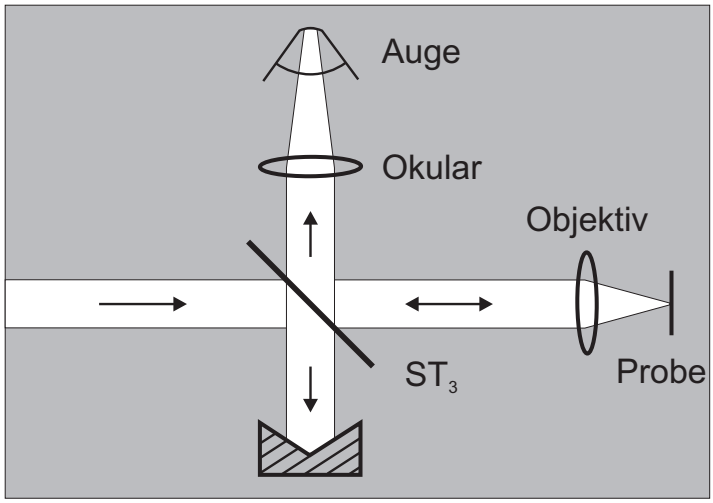


Abbildung 5.2: Konfokales Lasermikroskop zur Justage der Probe relativ zum Strahl. Die dargestellte Schnittebene liegt senkrecht zu der in Abbildung 5.1 gewählten vogelperspektivischen Draufsicht. Die gezeigten Elemente befinden sich im tatsächlichen Aufbau nach ST_2 im Strahlengang, werden allerdings der Klarheit halber in Abbildung 5.1 bis auf das Objektiv und die Probe nicht gezeigt.

Wellenlänge mit $\lambda_0 = 800\,\text{nm}$ im Nahinfrarotbereich liegt, ist die Beobachtung der Probe mit diesem Verfahren ohne weitere Hilfsmittel bis zu mittleren Laserleistungen von $200\,\mu\text{W}$ problemlos möglich. Ein deutlicher Nachteil dieser Methode liegt jedoch in der Tatsache, dass die Beobachtung der Probe lediglich innerhalb des Laserflecks möglich ist, da dessen Größe die beleuchtete Probenfläche bestimmt. Aufgrund des geringen Arbeitsabstandes stark vergrößernder Mikroskopobjektive ist jedoch eine genügende Fremdbeleuchtung wegen der Abschattung der Probe durch das Objektiv nicht möglich. Um ihre Justage relativ zum Laserstrahl ohne einen Eingriff in den Interferometeraufbau zu ermöglichen, wurden sowohl die Probe als auch das Objektiv auf je einem xy-Verschiebetisch in der Ebene senkrecht zum Strahl gehaltert, die Probenhalterung besaß zur Fokussierung zudem eine Verstellmöglichkeit in Strahlrichtung. Das konfokale Lasermikroskop erlaubt so auch die Sichtkontrolle der Laserfleckgröße.
Die Beschaltung der Proben zur Messung der Photostrom-Autokorrelati-

on, d.h. zur Messung des mittleren Photostromes als Funktion der Verzögerung $\tau_1 + \tau_2$ zwischen den Laserpulszügen ist identisch zu der in Abbildung 4.3 gezeigten. Anders als im Fall der Photostromkennlinien wird der Strom-Spannungswandler hier allerdings nicht durch ein Voltmeter sondern durch den y-Kanal eines digitalen Oszilloskops ausgelesen. Wird die Verzögerung allein mithilfe des Federschwingers realisiert und das Positionssignal des Federschwingers durch den x-Kanal des Oszilloskops ausgelesen, so kann die Autokorrelationskurve unmittelbar dargestellt werden. Der Vorteil des Verfahrens liegt neben dieser direkten Kontrolle des Messergebnisses in der Möglichkeit der sehr effektiven Rauschunterdrückung durch häufiges Mitteln der gemessenen Kurve[4]. Da das Positionssignal des Federschwingers nicht kalibriert ist, muß vor jeder Messreihe seine Auslenkung mithilfe des Schrittmotors kalibriert werden. Hierzu wird eine einzelne Messkurve wiederholt für verschiedene, bekannte Schrittmotorpositionen aufgenommen. Wird die Position des Autokorrelationspeaks in dieser Messkurvenserie in Einheiten des Schwinger-Positionssignals gegen die Position des Schrittmotors aufgetragen, so ergibt sich die gesuchte Kalibrierung des Schwinger-Positionssignals.
Zur zuverlässigen Bestimmung der Elektronenlebensdauer τ_e aus Photostrom-Autokorrelationsmessungen sind für Elektronenlebensdauern im Bereich von 10 ps und darüber Verzögerungen $\tau_1 + \tau_2$ notwendig, die aufgrund seiner eingeschränkten Amplitude nicht mithilfe des Federschwingers realisierbar sind. In diesen Fällen wird mit dem Schrittmotor gearbeitet, dessen entscheidender Nachteil im deutlich schlechteren Signal-Rauschverhalten des Messaufbaus zu Tage tritt. Aufgrund seiner im Vergleich zum Federschwinger wesentlich langsameren Geschwindigkeit erlaubt es der Schrittmotor nicht, über mehrere hundert Messkurven zu mitteln, so dass vor allen Dingen das sehr niederfrequente Intensitätsrauschen des Lasers dem Signal überlagert bleibt. Unter Verwendung des Schrittmotors wird das Signal punktweise für jede Stellung des Schrittmotors durch Auslesen des I/V-Wandlers mithilfe eines digitalen Voltmeters gemessen.
Eine Messung der Kreuzkorrelation der beiden optischen Pulse mithilfe einer Zwei-Photonen-Diode liefert eine optische Pulslänge von 160 fs.

[4] Bei einer Oszillationsfrequenz des Schwingers von 16 Hz erlaubt eine zweiminütige Messdauer knapp 2000 Mittelungen der Messkurve und führt zu einem nahezu rauschfreien Messergebniss.

Verglichen mit einer Pulslänge von ca. 100 fs am Laserausgang lässt dies auf den Einfluss der GVD der verwendeten optischen Elemente schließen. An vorderster Stelle sind hier die beiden 2.5 cm langen Polarisatoren sowie das Mikroskopobjektiv zu nennen. Da die optische Pulsdauer jedoch klein ist im Vergleich zu den Ladungsträgerlebenszeiten der verwendeten Halbleitermaterialien, kann auf eine Dispersionskompensation verzichtet werden.

5.3 Photostrom-Autokorrelationen

Abbildung 5.3 zeigt eine Photostrom-Autokorrelationsmessung an einer MSM-Diode auf ErAs:GaAs Substrat mit einer Übergitterperiode von 60 nm. Die zur Messung verwendete mittlere Laserleistung betrug 0.86 mW pro Strahl, die Vorspannung war 2.25 V. Erwartungsgemäß besitzt der Photostrom unter Doppelpulsbeleuchtung eine starke Abhängigkeit von der Verzögerungszeit τ zwischen dem Eintreffen der beiden Laserpulse auf der Probe. Die Messung zeigt einen deutlichen Rückgang des Photostromes um den zeitlichen Überlapp der beiden Laserpulse herum, wobei die Spiegelsymmetrie der Kurve zum Ursprung als Qualitätsmerkmal der Messung und der Justage der Polarisationselemente im optischen Aufbau herangezogen werden kann. In seiner Symmetrie befindet sich das Resultat der Messung in Übereinstimmung mit den Vorhersagen der beiden in Abschnitt 5.1 vorgestellten Modelle. Die detailiertere Betrachtung der Messung in Abbildung 5.3b zeigt jedoch während des zeitlichen Überlapps der beiden Laserpulse einen zunächst unerwarteten steilen Einbruch der Autokorrelationskurve. Wird die Messung aus Abbildung 5.3 wiederholt, ohne über eine Vielzahl von Schwingerperioden zu mitteln, sondern mit hoher Tastrate während einer einzigen Schwingerperiode aufgenommen, so zeigt sich, dass dieser steile Einbruch als Mittelwert einer in ihrem Erscheinungsbild der interferometrischen Autokorrelation sehr ähnlichen Oszillation entsteht. Abbildung 5.4 zeigt einen Vergleich zwischen der bereits in Abbildung 5.3 dargestellten Messung und einer unter ansonsten gleichen Bedingungen ohne Mittelung gewonnenen Messkurve. Während Abbildung 5.4a einen Überblick über die gesamte Ausdehnung der Oszillationen gibt, löst Abbildung 5.4b auf einer vergrößerten Skala die einzelnen Oszillationspeaks auf. Eine quantitative Analyse der Oszillationen ergibt

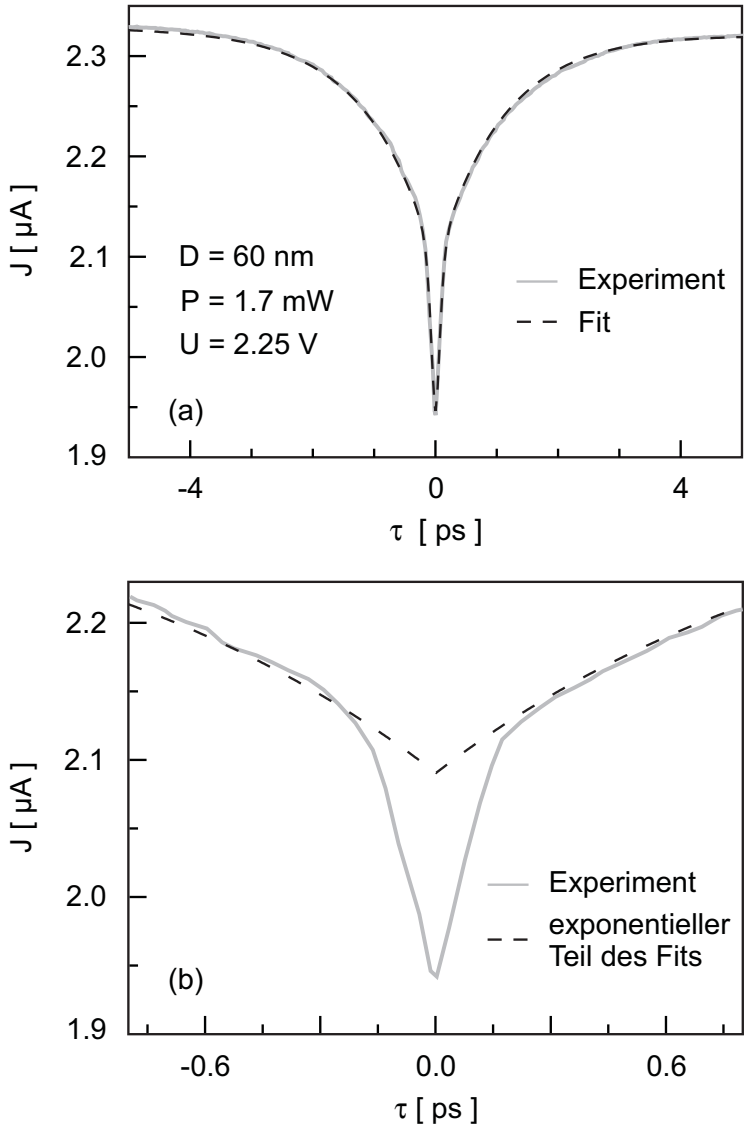


Abbildung 5.3: Photostrom-Autokorrelationsmessung an einer MSM-Diode auf ErAs:GaAs mit D = 60 nm. Die zur Messung verwendete mittlere Laserleistung betrug 0.86 mW pro Strahl, die Vorspannung war 2.25 V. Der untere Graph zeigt die in (a) dargestellte Kurve auf gespreizter Skala. Während die gestrichelte Linie in (a) die komplette, zur Auswertung der Autokorrelationsmessungen verwendete Fitfunktion nach Gleichung (5.26) wiedergibt, ist in (b) lediglich der exponentielle Teil dieser Funktion dargestellt.

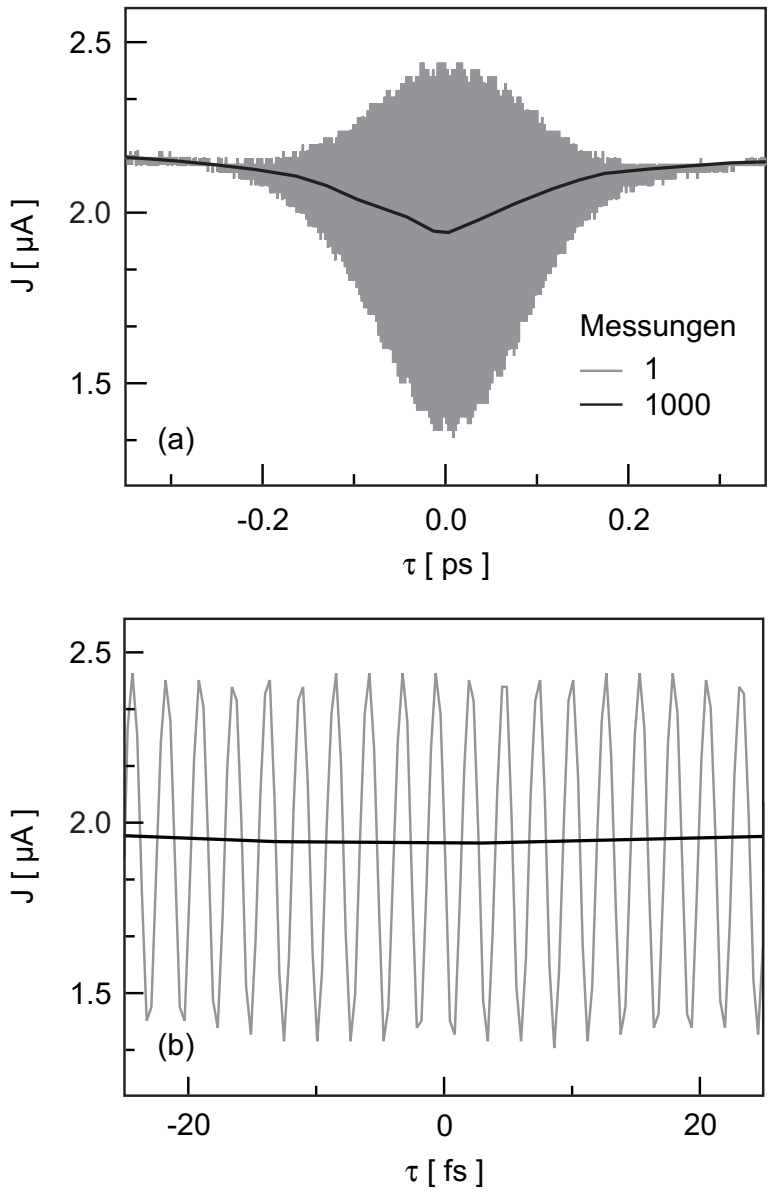


Abbildung 5.4: Vergleich der bereits in Abbildung 5.3 dargestellten Messung mit einer unter ansonsten gleichen Bedingungen ohne Mittelung, d.h. während einer Schwingerperiode aufgenommenen Messung. Während (a) einen Überblick über die gesamte Ausdehnung der Oszillationen gibt, löst (b) auf einer vergrößerten Skala die einzelnen Oszillationspeaks auf.

als Oszillationsfrequenz die Laserfrequenz ω_0. Spätestens aufgrund dieser Beobachtung wird deutlich, dass die Ursachen dieser Oszillationen in der kohärenten Überlagerung der beiden Laserpulse zu suchen sind. Obwohl das Erscheinungsbild der Oszillationen interferenzähnlich ist, scheidet Interferenz im eigentlichen Sinne als Ursache aufgrund der zueinander orthogonalen Polarisation der beiden Laserstrahlen aus.
Zur Interpretation mithilfe der Autokorrelationstechnik gewonnener Daten ist somit ein über die in Abschnitt 5.1 vorgestellten Ansätze hinausgehendes Modell unter Berücksichtigung optischer Effekte erforderlich. Ein solches Modell soll im Folgenden vorgestellt werden.
Das auf die MSM-Diode eingestrahlte Laserfeld kann in reeller Schreibweise als

$$\begin{aligned}\vec{E}(z,t) = {} & \frac{E_0}{\sqrt{2}}\,\mathrm{sech}\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{s}}\right)\cos(kz-\omega_0 t)\begin{pmatrix}1\\1\end{pmatrix} \\ & + \frac{E_0}{\sqrt{2}}\,\mathrm{sech}\left(\frac{t-\tau}{\tau_\mathrm{s}}\right)\cos(k(z-\Delta z)-\omega_0 t)\begin{pmatrix}-1\\1\end{pmatrix}\end{aligned} \tag{5.10}$$

dargestellt werden, wobei die vektorielle Schreibweise den Polarisationseigenschaften der beiden Teilstrahlen Rechnung trägt (siehe Abschnitt 5.2). Die Auslenkung Δz des Federschwingers führt nach Gleichung (5.10) einerseits gemäß $\Delta z = c\tau$ zur relativen Verzögerung der beiden Laserpulse und verursacht andererseits eine Zusatzphase $k\Delta z$ des verzögerten Laserstrahles, wobei k die Ausbreitungskonstante der Laserstrahlen ist. Um im Folgenden eine möglichst kompakte Notation zu ermöglichen, werden die Abkürzungen

$$S_1 = \mathrm{sech}\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{s}}\right) \quad \text{und} \quad S_2 = \mathrm{sech}\left(\frac{t-\tau}{\tau_\mathrm{s}}\right) \tag{5.11}$$

eingeführt.
Wie die Experimente zur Polarisationsabhängigkeit des Photostroms in Abschnitt 4.3.3 zeigen, ist die Transmission des auf die MSM-Struktur fallenden Laserfeldes durch die Wellenleiterlücke abhängig von Lage der Polarisation relativ zur Kante der Wellenleiterlücke. Um der vergleichsweise geringeren Transmission der Feldkomponente parallel zur Lückenkante Rechnung zu tragen, wird die y-Komponente des elektrischen Feldes

in Gleichung (5.10) durch den Parameter $\vartheta < 1$ gedämpft. In offensichtlicher Verallgemeinerung der Gleichungen (2.7) und (2.8) gilt dann für die durch die Wellenleiterlücke transmittierte Intensität unter Berücksichtigung von $\omega_0 = ck$

$$I(t,\tau) = \epsilon_0 c \frac{1}{T_0} \int\limits_{t-T_0/2}^{t+T_0/2} \vec{E}(z,t')\vec{E}(z,t')\,dt' \tag{5.12}$$

$$= \frac{\epsilon_0 c}{4} E_0^2 \left[(S_1^2 + S_2^2)(\vartheta^2+1) + 2S_1S_2(\vartheta^2-1)\cos\omega_0\tau\right]. \tag{5.13}$$

Die in das Halbleitervolumen eindringende Intensität besteht damit aus den Einzelintensitäten der beiden Laserpulse sowie einem durch das Produkt der beiden Einhüllenden S_1S_2 gekennzeichneten Kohärenzterm im Überlapp der beiden Pulse. Dieser Term bewirkt aufgrund seines mit der Laserfrequenz periodischen Kosinusanteils eine Verzögerungsabhängigkeit der transmittierten Intensität, die schließlich zu den in den Autokorrelationsmessungen beobachteten Oszillationen führt. Für $\vartheta = 1$, d.h. für gleiche Transmission beider Polarisationen, verschwindet dieser interferenzähnliche Term. Die Zeitabhängigkeit der durch $I(t,\tau)$ erzeugten Elektronendichte $n(t,\tau)$ ergibt sich aus der Faltung der für den Elektronenzerfall charakteristischen Zeitabhängigkeit mit $I(t,\tau)$. Unter der Annahme einer exponentiell mit der Zeitkonstante τ_e zerfallenden Elektronenzahl folgt damit

$$n(t,\tau) = \eta \int\limits_{-\infty}^{+\infty} I(t',\tau)\Theta(t-t')\,e^{-\frac{t-t'}{\tau_e}}\,dt' \tag{5.14}$$

$$= \eta\, e^{-\frac{t}{\tau_e}} \int\limits_{-\infty}^{t} I(t',\tau)\,e^{\frac{t'}{\tau_e}}\,dt' \tag{5.15}$$

$$\equiv \mathcal{N}\left\{I(t,\tau)\right\}, \tag{5.16}$$

wobei sich $\eta = \frac{\chi}{\kappa\,\hbar\omega_0}$ aus der Eindringtiefe des Lichts κ, der Energie eines Photons $\hbar\omega_0$ sowie der äußeren Quanteneffizienz der MSM-Diode χ zusammensetzt. Unter Ausnutzung der mit Gleichung (5.16) eingeführten

Notation folgt aus Gleichung (5.13)

$$n(t,\tau) = \frac{\epsilon_0 c}{4} E_0^2 \Big[\big(\mathcal{N}\left\{S_1^2\right\} + \mathcal{N}\left\{S_2^2\right\} \big)(\vartheta^2+1) + 2\,\mathcal{N}\left\{S_1 S_2\right\}(\vartheta^2-1)\cos\omega_0\tau \Big] \tag{5.17}$$

Mithilfe der Entwicklung aus Gleichung (5.1) folgt für den experimentell beobachteten Strom

$$J_{\text{photo}}(\tau) = \frac{1}{T_0 T_{\text{L}}} \frac{dJ}{dn} \int\limits_{\tau-T_0/2}^{\tau+T_0/2} \int\limits_{-T_{\text{L}}/2}^{T_{\text{L}}/2} n(t,\tau')\,dt\,d\tau' + \frac{1}{2\,T_0 T_{\text{L}}} \frac{d^2 J}{dn^2} \int\limits_{\tau-T_0/2}^{\tau+T_0/2} \int\limits_{-T_{\text{L}}/2}^{T_{\text{L}}/2} n^2(t,\tau')\,dt\,d\tau'. \tag{5.18}$$

Die Mittelung über t trägt dabei wie bereits im Fall der Herleitung von Gleichung (5.3) den Zeitkonstanten der experimentell verfügbaren Möglichkeiten der Strommessung Rechnung. Die Mittelung über eine Periode $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$ der Kosinusschwingung von $n(t,\tau)$ aus Gleichung (5.17) wird im Experiment durch die Mittelung über mehrere Federschwingerperioden realisiert. In Analogie zur Herleitung der Gleichungen (2.8) und (5.13) aus den Gleichungen (2.7) bzw. (5.12) kann diese Mittelung unter der Annahme langsam variierender Einhüllender S_1 und S_2 durchgeführt werden. Zur Beschreibung der während einer einzigen Schwingerperiode gemessenen Kurven ist auf diese Mittelung zu verzichten. Einsetzen von $n(t,\tau)$ nach Gleichung (5.17) in Gleichung (5.18) und Durchführen der Mittelung über τ ergibt

$$\begin{aligned} J_{\text{photo}}(\tau) = {} & \frac{\epsilon_0 c}{4} E_0^2 \frac{dJ}{dn} \Big[(\vartheta^2+1) \Big(\overline{\mathcal{N}\left\{S_1^2\right\}} + \overline{\mathcal{N}\left\{S_2^2\right\}} \Big) \Big] \\ & + \frac{\epsilon_0^2 c^2}{32} E_0^4 \frac{d^2 J}{dn^2} \Big[(\vartheta^2+1)^2 \Big(\overline{\mathcal{N}^2\left\{S_1^2\right\}} + \overline{\mathcal{N}^2\left\{S_2^2\right\}} \\ & + 2\,\overline{\mathcal{N}\left\{S_1^2\right\}\mathcal{N}\left\{S_1^2\right\}} \Big) + 2\,(\vartheta^2-1)^2\,\overline{\mathcal{N}^2\left\{S_1 S_2\right\}} \Big], \end{aligned} \tag{5.19}$$

wobei durch Überstreichen eines Terms dessen Mittelung über t ausgedrückt wird. Unter Ausnutzung der Tatsache, dass T_L wesentlich größer als alle anderen Zeitskalen des Problems ist, d.h. im Grenzwert $T_\mathrm{L} \to \infty$, folgt daraus

$$J_\mathrm{photo}(\tau) = \mathrm{const.} + \frac{\epsilon_0^2 c^2}{16} E_0^4 \frac{d^2 J}{dn^2} \Big[(\vartheta^2+1)^2 \overline{\mathcal{N}\{S_1^2\}\,\mathcal{N}\{S_1^2\}} + (\vartheta^2-1)^2 \overline{\mathcal{N}^2\{S_1 S_2\}} \Big]. \tag{5.20}$$

Gleichung (5.20) beschreibt die beiden in den Abbildungen 5.3 und 5.4 beobachteten Signalbeiträge. Während der erste der beiden Summanden die Korrelation der durch die beiden Laserpulse erzeugten Ladungsträgerpopulationen $\mathcal{N}\left\{S_1^2\right\}$ und $\mathcal{N}\left\{S_1^2\right\}$ beschreibt, ist der zweite Summand als Interferenzterm der beiden Laserfelder zu verstehen. Seine Produktstruktur $S_1 S_2$ führt zu seinem Verschwinden außerhalb des zeitlichen Überlapps der beiden Laserpulse. Der Fall gleicher Transmission beider Polarisationsrichtungen durch die Wellenleiterlücke, d.h. $\vartheta = 1$, führt ebenfalls zum Verschwinden dieses Terms.
Unter der Annahme gegenüber dem Ladungsträgerzerfall kurzer Laserpulse, d.h. unter der Annahme $\tau_e \gg \tau_\mathrm{s}$, können die Einhüllenden S_1^2 und S_2^2 durch Diracsche Deltafunktionen ausgedrückt werden. Es ist

$$S_1^2 \approx 2\tau_\mathrm{s}\delta(t) \quad \text{und} \quad S_2^2 \approx 2\tau_\mathrm{s}\delta(t-\tau), \tag{5.21}$$

wobei sich die Vorfaktoren aus der Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{s}}\right) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} 2\,\tau_\mathrm{s}\delta(t)\,dt \tag{5.22}$$

ergeben. Mit Gleichung (5.21) gilt

$$\mathcal{N}\left\{S_1^2\right\} = 2\tau_\mathrm{s}\eta\, e^{-\frac{t}{\tau_e}}\,\Theta(t) \quad \text{und} \quad \mathcal{N}\left\{S_2^2\right\} = 2\tau_\mathrm{s}\eta\, e^{-\frac{t-\tau}{\tau_e}}\,\Theta(t-\tau), \tag{5.23}$$

woraus mit $T_\mathrm{L} \gg \tau_e$ schließlich

$$\overline{\mathcal{N}\{S_1^2\}\,\mathcal{N}\{S_1^2\}} = 2\,\tau_\mathrm{s}^2\eta^2 \frac{\tau_e}{T_\mathrm{L}}\, e^{-\left|\frac{\tau}{\tau_e}\right|} \tag{5.24}$$

folgt. Einsetzen des Ergebnisses aus Gleichung (5.24) in Gleichung (5.20) reproduziert bis auf den Überlappterm das Ergebnis aus Gleichung (5.5) und identifiziert so den ersten Summanden aus Gleichung (5.20) mit der Ladungsträgerdichte-Autokorrelation.
Der zweite Summand in Gleichung (5.20) lässt sich auch unter der Annahme einfacher Näherungen nicht analytisch berechnen. Abbildung 5.5 zeigt stattdessen numerische Resultate für $\overline{\mathcal{N}^2\{S_1S_2\}}$ im Fall verschiedenen ErAs:GaAs Proben entsprechender Elektronenlebenszeiten τ_e. Die für die Laserpulse charaktersistische Zeit $\tau_s = 90\,\mathrm{fs}$ wurde so gewählt, dass die experimentell beobachtete Pulsdauer $\tau_\mathrm{p} = 1.763\,\tau_s = 160\,\mathrm{fs}$ reproduziert wird. Wie bereits aus der Struktur des Ausdrucks in Gleichung

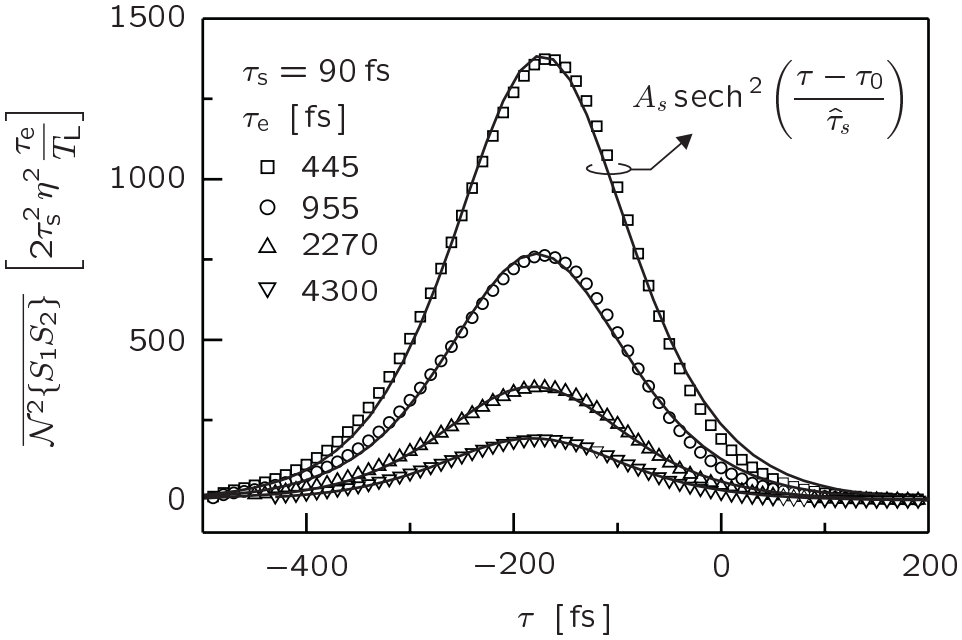


Abbildung 5.5: $\overline{\mathcal{N}^2\{S_1S_2\}}$ für verschiedene Elektronenlebenszeiten τ_e. Die für die Laserpulse charaktersistische Zeit $\tau_s = 90\,\mathrm{fs}$ wurde so gewählt, dass die experimentell beobachtete Pulsdauer $\tau_\mathrm{p} = 1.763\,\tau_s = 160\,\mathrm{fs}$ reproduziert wird. Die kontinuierlichen Linien sind Anpassungen hyperbelsekans-förmiger Pulse nach Gleichung 5.25 an die numerischen Daten.

(5.20) erkennbar ist, zeigt Abbildung 5.5 ein im Überlapp der beiden Laserpulse stark ausgeprägtes Maximum. Die Verschiebung des Maximums von $\overline{\mathcal{N}^2\{S_1S_2\}}$ aus dem Ursprung der Verzögerung zu $\tau < 0$ ist eine Konsequenz der Faltung mit dem exponentiellen Ladungsträgerzerfall nach Gleichung (5.16). Wie die kontinuierlichen Linien in Abbildung 5.5 zeigen, kann $\overline{\mathcal{N}^2\{S_1S_2\}}$ mit vernachlässigbaren Abweichungen durch Funktionen der Form

$$A_s \operatorname{sech}^2\left(\frac{\tau - \tau_0}{\hat{\tau}_s}\right) \tag{5.25}$$

beschrieben werden. Während A_s und τ_0 die τ_e-abhängige Amplitude und die Position des Maximums dieser empirischen Fitfunktion bestimmen, gibt $\hat{\tau}_s$ deren Breite an. Für die in Abbildung 5.5 gezeigten Beispiele ergibt sich unabhängig von τ_e ein Wert von $\hat{\tau}_s = 115\,\text{fs}$.
Unter Berücksichtigung von Gleichungen (5.20), (5.24) und (5.25) kann der in Photostrom-Autokorrelationsmessungen beobachtete Gesamtstrom $J_{\text{photo}}(\tau)$ durch eine Fitfunktion der Form

$$J_{\text{photo}}(\tau) = A_0 + A_e\, e^{-\left|\frac{\tau}{\tau_e}\right|} + A_s \operatorname{sech}^2\left(\frac{\tau - \tau_0}{\hat{\tau}_s}\right) \tag{5.26}$$

beschrieben werden, so dass die Elektronenlebenszeit τ_e in einfacher Weise aus experimentellen Daten extrahiert werden kann. Abbildung 5.3(a) zeigt die sehr gute Übereinstimmung dieser Fitfunktion mit experimentellen Daten[5]. Für die in Abbildung 5.3 gezeigte Messung an einer Diode auf ErAs:GaAs mit D = 60 nm ergibt sich $\tau_e = 1.06\,\text{ps}$. Zur Illustration des oszillationsbedingten Terms in den experimentellen Daten zeigt Abbildung 5.3(b) lediglich den exponentiellen Teil der Fitfunktion, so dass der Überlappterm der beiden Laserpulse deutlich hervortritt.
Während die Breite des Überlappterms im Wesentlichen unabhängig von τ_e ist, zeigt Abbildung 5.5 eine deutliche Abhängigkeit der Amplitude des Überlappterms von der Elektronenlebenszeit. Abbildung 5.6 zeigt dies in Form des Amplitudenverhältnisses des Autokorrelationsterms nach Gleichung (5.24) und des Überlappterms nach Abbildung 5.5 als Funktion von τ_e. Im Vergleich zu den theoretischen Daten sind experimentell ermittelte Amplitudenverhältnisse $\frac{A_e}{A_l}$ nach Gleichung (5.26) dargestellt. Jeder

[5] Zur Darstellung der experimentellen Daten in den Abbildungen 5.3 und 5.4 wurde die Zeitachse so verschoben, dass $\tau_0 = 0$ gilt.

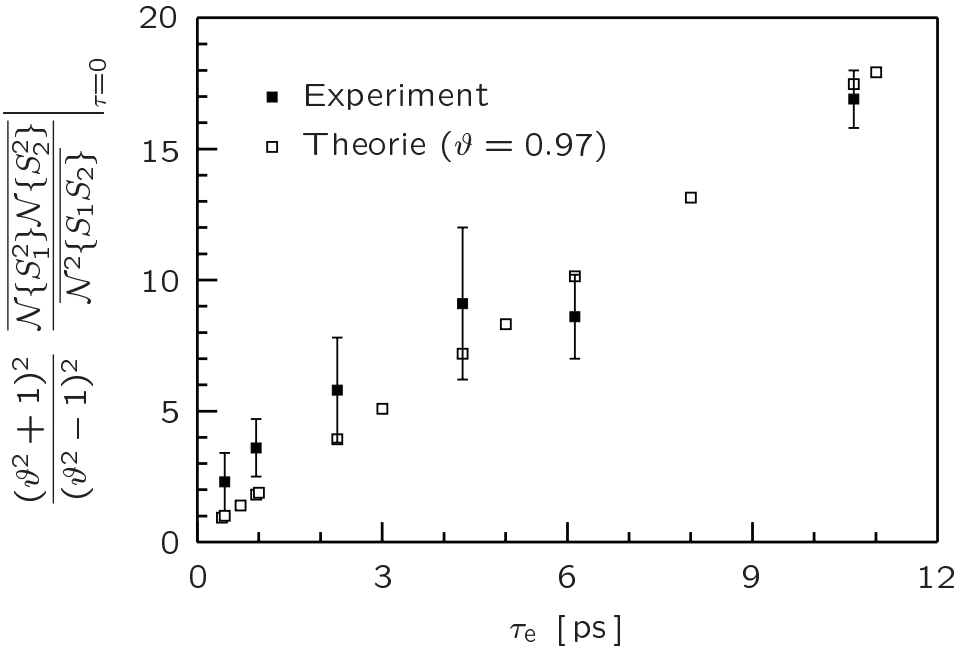


Abbildung 5.6: Amplitudenverhältnis des Autokorrelationsterms nach Gleichung (5.24) und des Überlappterms nach Abbildung 5.5 als Funktion von τ_e. Im Vergleich zu den theoretischen Daten sind experimentell ermittelte Amplitudenverhältnisse $\frac{A_e}{A_s}$ nach Gleichung (5.26) dargestellt.

der dargestellten experimentellen Punkte ergibt sich dabei als Mittelwert aus bis zu 60 Einzelmessungen, die dargestellten Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler des Mittelwertes. Aus der Anpassung der theoretischen Werte an die experimentellen Datenpunkte mithilfe des Skalierungsfaktors $\frac{(\vartheta^2+1)^2}{(\vartheta^2-1)^2}$ kann der relative Transmissionswert ϑ bestimmt werden. Durch Minimierung der Fehlerquadratsumme in Abhängigkeit von ϑ ergibt sich $\vartheta = 0.97$.
Der Vergleich des so ermittelten Wertes für ϑ mit den in Abbildung 4.13 diskutierten polarisationsabhängigen Photostromkennlinien erweist sich als schwierig, da die relative Transmission der beiden Polarisationsrichtungen eine Abhängigkeit vom Überlapp des Laserflecks mit den Kanten der Wellenleiterlücke und damit von der Laserfleckgröße zeigt. Dieser Parameter ist allerdings mithilfe des für diese Experimente verwendeten

optischen Aufbaus lediglich mit einer Genauigkeit von ca. 1 μm kontrollierbar, und kann daher nicht mit der für vergleichende Messungen zu diesem Punkt nötigen Präzision reproduziert werden.

5.4 Kurzstrecken Pulspropagation

Die Struktur der in Abbildung 5.3 gezeigten Autokorrelationsmessung lässt erkennen, dass mit abnehmender Elektronenlebensdauer τ_e die Trennung der beiden Signalkomponenten aufgrund ihrer immer ähnlicher werdenden Steigungen zunehmend schwieriger wird. Aus Abbildung 5.6 geht zudem hervor, dass sich mit abnehmender Elektronenlebensdauer das Verhältnis von Autokorrelationsterm zu Überlappterm immer weiter auf die Seite des Überlappterms verlagert. Für $\tau_e < 420\,\text{fs}$ sagen die Abschätzungen aus Abschnitt 5.3 ein Verhältnis von weniger als eins voraus. In Experimenten erwiesen sich Photostrom-Autokorrelationsmessungen für $\tau_e < 400\,\text{fs}$ als ungeeignet zur zuverlässigen Bestimmung der Elektronenlebenszeit.
Um diese durch die räumliche Überlagerung der beiden Teilstrahlen entstehenden Schwierigkeiten zu vermeiden, wird zur Bestimmung kürzester Elektronenlebenszeiten auf eine Anrege-Abfragetechnik mit räumlich getrennten Anrege- und Abfragepunkten zurückgegriffen. Abbildung 5.7 zeigt die hierzu verwendete Probenstruktur sowie ihre Beschaltung zur Durchführung der Messungen. Die beiden parallel verlaufenden Metallstreifen bilden einen koplanaren Streifenleiter (CPS), der in den hier realisierten Dimensionen geeignet ist, Signale mit Frequenzkomponenten bis zu einigen THz zu übermitteln [28, 218–223]. Obwohl die Betrachtungen in Abschnitt 6.1 zeigen, dass koplanare Wellenleiter für die Übertragung höchstfrequenter Signale besser geeignet sind als koplanare Streifenleiter[6], liegt der hier ausgenutzte Vorteil koplanarer Streifenleiter in ihrer einfachen Geometrie. Für Streifenleiter auf photoleitfähigen Substraten mit kurzen Ladungsträgerlebenszeiten ermöglicht diese Geometrie das Anregen und Abfragen pulsförmiger Signale an beliebiger Stelle des Wellen-

[6] Koplanare Streifenleiter sind in ihren elektromagnetischen Eigenschaften, insbesondere ihrem Dispersions- und Dämpfungsverhalten, sehr ähnlich zu den in Kapitel 6 ausführlich diskutierten koplanaren Wellenleitern, so dass hier nur auf die für dieses Experiment relevanten Grundeigenschaften eingegangen wird.

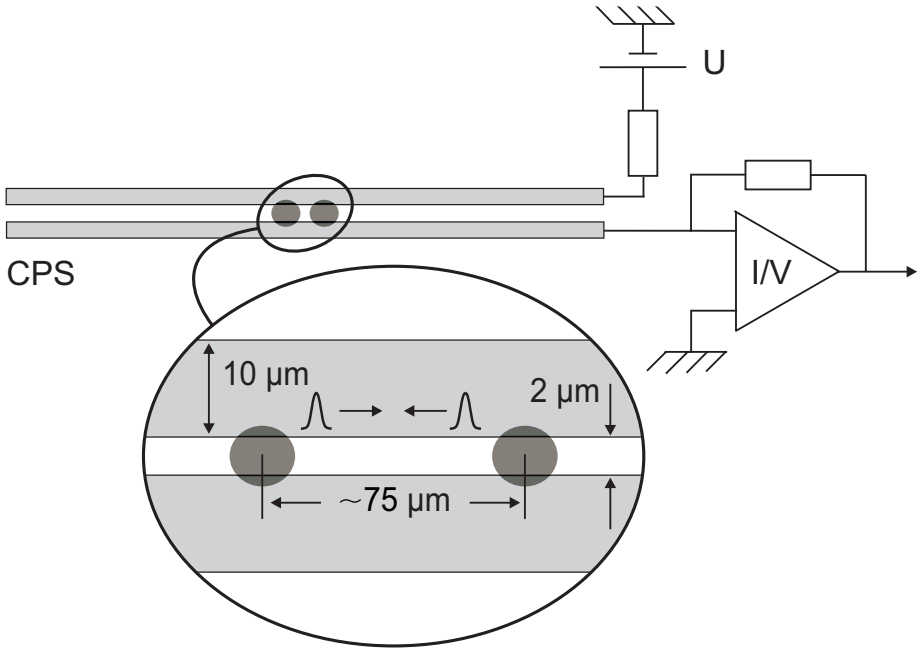


Abbildung 5.7: Koplanarer Streifenleiter zur Messung kürzester Elektronenlebensdauern.

leiters im sogenannten *sliding contact* Verfahren [31–34, 38]. Hierzu werden die beiden Streifen des Wellenleiters gegeneinander vorgespannt und wie in Abbildung 5.7 gezeigt durch zwei relativ zueinander zeitverzögerte Laserpulse beleuchtet. Als Messgröße dient wieder der mithilfe eines digitalen Oszilloskops aufgezeichnete mittlere Photostrom zwischen den Metallstreifen als Funktion der Verzögerung zwischen den beiden Laserpulsen. Jeder der beiden Laserpulse induziert einen kurzzeitigen Photostrom zwischen den beiden Metallstreifen. Durch die damit einhergehende Ladungsumverteilung zwischen den beiden Metallstreifen wird ein kurzzeitiger, lokaler Einbruch der Spannung hervorgerufen, der in Form eines Pulses negativer Amplitude entlang des Wellenleiters propagiert. Im Fall der räumlichen und zeitlichen Koinzidenz des ersten dieser Wellenleiterpulse mit dem zweiten Laserpuls wird aufgrund der am Ort des zweiten Laserflecks momentan geringeren Spannung zwischen den Metallstreifen ein verringerter Photostrom hervorgerufen. Entsprechendes gilt aufgrund der Symmetrie des Experimentes für die Koinzidenz des ersten Laserpul-

ses mit dem durch den zweiten Laserpuls erzeugten Wellenleiterpuls. Im mittleren Photostrom als Funktion der Verzögerung τ zwischen den beiden Laserpulsen werden damit symmetrisch um $\tau = 0$ zwei Einbrüche beobachtet. Aus der Form dieser Doppelpeak-Struktur läßt sich unter geringen Annahmen die Elektronenlebenszeit des als Substrat dienenden Materials bestimmen.
Zur Durchführung der Experimente wurde der bereits für die Autokorrelationsmessungen verwendete, in Abbildung 5.1 gezeigte optische Aufbau herangezogen. Da im Gegensatz zu den Autokorrelationsmessungen wegen des fehlenden Überlapps der beiden optischen Pulse keine Notwendigkeit für eine orthogonale Polarisierung der beiden Laserstrahlen besteht, wird die Polarisation beider Teilstrahlen normal zur Wellenleiterrichtung eingestellt. Dadurch wird Gleichheit der Transmission beider Strahlen durch die Wellenleiterlücke sichergestellt. Koplanare Streifenleiter wurden mithilfe von Photolithografie durch Aufdampfen einer Metallisierung aus 10 nm Titan und 200 nm Gold hergestellt (siehe Anhang A). Als Substratmaterial wurde ErAs:GaAs mit Übergitterperioden von 10 nm (Wafer 990510C) und 20 nm (Wafer 981207B) verwendet (siehe Anhang B).
Ein Nachteil der in diesen Experimenten zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer verwendeten Methode sind die vergleichsweise hohen Dunkelströme zwischen den beiden Metallstreifen des Wellenleiters. Um die Reflexionen der elektrischen Pulse an den Wellenleiterenden zuverlässig aus dem zeitlichen Beobachtungsfenster der Experimente auszublenden, wurde eine Wellenleiterlänge von 10 mm gewählt. Während der Dunkelstrom auf der ganzen Wellenleiterlänge über die 2 μm breite Lücke zwischen den beiden Metallstreifen fließt, fließt der Photostrom nur auf einer Länge, die der Summe der beiden Laserfleckdurchmesser von jeweils ca. 3 μm entspricht. An einem koplanaren Streifenleiter auf ErAs:GaAs mit $D = 10$ nm wurde bei einer Spannung von 5.0 V ein Dunkelstrom von 41.6 μA im Vergleich zu einem mitleren Photostrom von 41.7 μA bei einer Beleuchtungsleistung von 2.6 mW beobachtet. Da der Photostrom nur zu einem geringen Teil durch die Variation des elektrischen Feldes an der Abfragestelle in Abhängigkeit von τ moduliert wird, ist ein Verhältnis der Signalamplitude zum konstanten Hintergrund von weniger als 10^{-3} zu erwarten. Zur Abtrennung dieses kleinen Signals von seinem Hintergrund wird der Eingang des zur Signalaufzeichnung verwendeten digitalen Oszilloskops AC-gekoppelt. Aufgrund der geringen Federschwingerfrequenz

von 16 Hz wird hierzu nicht die interne Koppelkapazität des Oszilloskops von 15 pF sondern eine externe Kapazität von 100 μF verwendet. Zwischen der Koppelkapazität und dem Oszilloskop wird der so abgetrennte AC-Anteil des Signals mithilfe eines externen Vorverstärkers aufbereitet. Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis einer Messung an einem Streifenleiter auf ErAs:GaAs mit einer Übergitterperiode von 10 nm bei einer Spannung von $U = 5.0$ V und einer mittleren Beleuchtungsleistung von 2.6 mW. Die Amplitude des Signals beträgt 3.4 nA und damit weniger als 10^{-4} des konstanten Hintergrundes. Aus der Position der Minima von ± 725 fs und der quasistatischen Signalausbreitungsgeschwindigkeit auf koplanaren

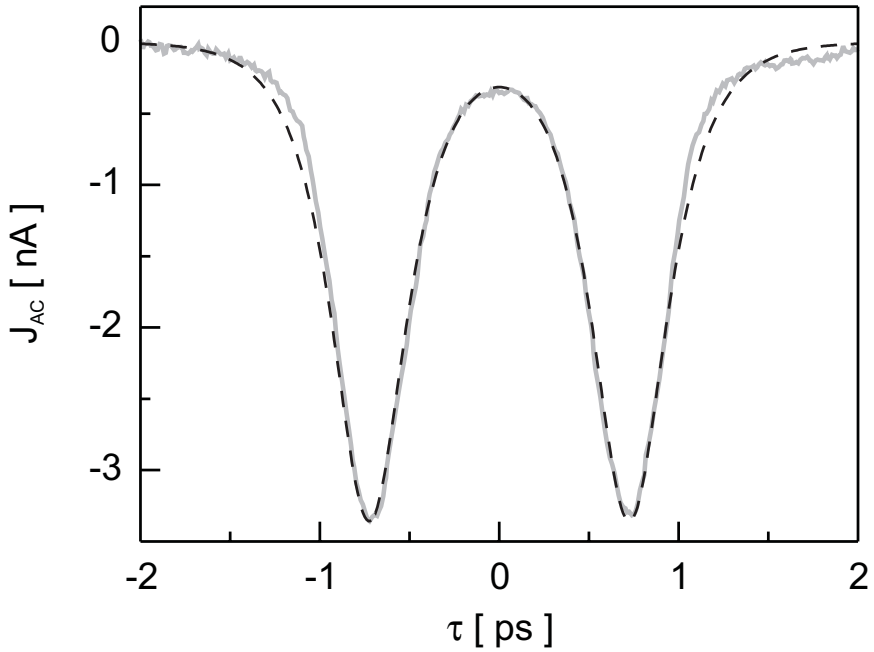


Abbildung 5.8: Kurzstrecken Pulspropagationsmessung an einem Streifenleiter auf ErAs:GaAs mit einer Übergitterperiode von 10 nm bei einer Spannung von $U = 5.0$ V und einer mittleren Beleuchtungsleistung von 2.6 mW. Die durchgezogene Linie gibt experimentelle Daten wieder, die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis einer Modellrechnung für eine Elektronenlebensdauer von $\tau_e = 220$ fs.

Streifenleitern von $v_{\mathrm{qs}} = \sqrt{2/(\epsilon_{\mathrm{r}} + 1)}\, c = 0.38\,\mathrm{c}$ für GaAs [33, 34, 218, 221]

ergibt sich die Distanz der beiden Laserflecken in Übereinstimmung mit dem mithilfe des Mikroskops abgeschätzten Wert zu 75 μm.
Um eine Interpretation des mittleren Photostromes $J_{\text{photo}}(\tau)$ als Funktion der Verzögerung τ zu ermöglichen, wird im Folgenden der Strom der photogenerierten Elektronendichte $n(t)$ im durch den zweiten Laserpuls gestörten, zeitabhängigen elektrischen Feld des Streifenleiters betrachtet. Die Spannung zwischen den beiden Metallstreifen kann als Differenz der zeitlich konstanten Biasspannung U_0 und des propagierenden Pulses $U(t)$ geschrieben werden. Unter Berücksichtigung der Symmetrie zwischen den beiden Laserstrahlen folgt $J_{\text{photo}}(\tau)$ dann aus

$$\begin{aligned} J_{\text{photo}}(\tau) \propto U_0 &\int_{-T_{\text{L}}/2}^{T_{\text{L}}/2} n(t-\tau) + n(t)\, dt \\ &- \int_{-T_{\text{L}}/2}^{T_{\text{L}}/2} U(t-\tau_{\text{pr}}) n(t-\tau) + U(t-\tau_{\text{pr}}-\tau) n(t)\, dt, \end{aligned} \tag{5.27}$$

wobei τ_{pr} die Zeitverzögerung aufgrund der Propagation des Spannungspulses zwischen den beiden Laserflecken angibt. τ_{pr} ist als rein experimenteller Parameter durch den Abstand der beiden Laserflecken und die Signalausbreitungsgeschwindigkeit des Streifenleiters gegeben. Das erste Integral in Gleichung (5.27) beschreibt den durch die beiden photogenerierten Elektronendichten verursachten mittleren Photostrom im konstanten Biasfeld und liefert im Grenzwert $T_{\text{L}} \to \infty$ einen nicht τ-abhängigen Beitrag zum Gesamtsignal. Der zweite Integralterm gibt den Photostrom aufgrund des durch den ersten Laserpuls verursachten Spannungspulses und der durch den zweiten Puls generierten Elektronendichte sowie den dazu symmetrischen Beitrag mit den beiden Laserpulsen in vertauschten Rollen an.
Grischkowsky et al. [34] zufolge verlaufen sowohl die Erzeugung als auch die Detektion elektrischer Pulse auf koplanaren Streifenleitern durch Beleuchtung des Zwischenraums der beiden Metallstreifen mit kurzen Laserpulsen kapazitätslos. Wie die Analyse des einfachen Ersatzschaltbildes in Abschnitt 4.3.2 zeigt, gilt dann für den auf dem Wellenleiter fließenden

Strom

$$J(t) = \frac{U_0}{G^{-1}(t) + Z_0}, \tag{5.28}$$

wobei Z_0 die Impedanz des Wellenleiters, $G(t)$ den zeitabhängigen Photoleitwert des Substratmaterials und G_0 die maximale Leitfähigkeit des Substratmaterials beschreiben. Unter Ausnutzung der Relation $U(t) = Z_0 J(t)$ folgt daraus für $Z_0 G_0 \ll 1$ schließlich $U(t) = U_0 Z_0 G(t)$. Anhand der in [28, 218, 221] angegebenen Ausdrücke kann Z_0 mit $65\,\Omega$ angegeben werden. Aus dem mittleren Photostrom zwischen den beiden Metallstreifen von 55 nA bei einer mittleren Laserleistung von 1.3 mW und einer Spannung von 5.0 V kann unter Berücksichtigung des Verhältnisses aus Laserrepetitionszeit $T_\mathrm{L} = 13.2\,\mathrm{ns}$ und Ladungsträgerlebenszeit τ_e die maximale Photoleitfähigkeit zu $G_0 = 2\,\frac{55\,\mathrm{nA}}{5\,\mathrm{V}}\,\frac{T_\mathrm{L}}{\tau_e}$ abgeschätzt werden. Für $\tau_e > 100\,\mathrm{fs}$ gilt damit $Z_0 G_0 < 0.1$ und in guter Näherung $U(t) \propto G(t)$. Nach Gleichung (4.12) gilt $G(t) \propto n(t)$, woraus $U(t) \propto n(t)$ folgt. Da im Hinblick auf die kurze Propagationsdistanz der elektrischen Pulse auf dem koplanaren Streifenleiter dispersive Effekte vernachlässigt werden können, reduziert sich Gleichung Gl. (5.27) auf

$$J_\mathrm{photo}(\tau) \propto \mathrm{const.} - \int_{-T_\mathrm{L}/2}^{T_\mathrm{L}/2} n(t-\tau_\mathrm{pr})n(t-\tau) + n(t-\tau_\mathrm{pr}-\tau)n(t)\,dt. \tag{5.29}$$

Wird in Analogie zu Gleichung (5.15) $n(t)$ als

$$n(t) \propto e^{-\frac{t}{\tau_e}} \int_{-\infty}^{t} I(t')\, e^{\frac{t'}{\tau_e}}\, dt' \tag{5.30}$$

mit

$$I(t) \propto \mathrm{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{s}}\right) \tag{5.31}$$

angesetzt, kann Gleichung (5.29) numerisch ausgewertet werden und durch Anpassung an experimentelle Daten zur Bestimmung von τ_e genutzt werden. Abbildung 5.8 zeigt die bemerkenswert gute Übereinstimmung

von $J_{\text{photo}}(\tau)$ nach Gleichung (5.29) für $\tau_e = 220\,\text{fs}$ und experimentellen Daten einer ErAs:GaAs Struktur mit einer Übergitterperiode von 10 nm. Die geringfügige Diskrepanz der beiden Kurven für $|\tau| > 1\,\text{ps}$ ist auf den Einfluss der in Gleichung (5.29) vernachlässigten Dispersion zurückzuführen. Eine perfekte Anpassung der äußeren Flanken des in Abbildung 5.8 gezeigten Doppelpulses durch $J_{\text{photo}}(\tau)$ nach Gleichung (5.29) gelingt für $\tau_e = 190\,\text{fs}$. Die Diskrepanz der zur Anpassung der inneren und äußeren Flanken benötigten Zeitkonstanten spiegelt die dispersive Verbreiterung des durch Gleichung (5.30) beschriebenen Pulses auf der $75\,\mu\text{m}$ langen Propagationsstrecke zwischen Generations- und Detektionspunkt wieder. Aufgrund der Struktur von Gleichung (5.29) drückt sich diese Verbreiterung vor allen Dingen an den inneren Flanken der Doppelpulsstruktur aus, so dass für die Ladungsträgerlebenszeit von ErAs:GaAs mit einer Übergitterperiode von 10 nm ein Wert von 190 fs resultiert. Für die Halbwertsbreite des elektrischen Pulses auf dem Streifenleiter nach Gleichung 5.30 folgt daraus ein Wert von lediglich 300 fs. Die Halbwertsbreite der in Abbildung 5.8 gezeigten Peaks liegt demgegenüber bei 500 fs.
Für ErAs:GaAs mit einer Übergitterperiode von 20 nm ergibt sich aus völlig gleichartigen Messungen eine Elektronenlebenszeit von 260 fs. Die Halbwertsbreite des Wellenleiterpulses folgt daraus zu 350 fs, die Halbwertsbreite der experimentell aufgenommenen Korrelationspeaks beträgt 620 fs.
Bei der Bestimuung der Elektronenlebensdauer durch Photostrom-Autokorrelationsmessungen bzw. durch Kurzstrecken Pulspropagations-Experimente handelt es sich um experimentell komplementäre Methoden. Während Photostrom-Autokorrelationsmessungen ungeeignet sind zur Bestimmung sehr kurzer Elektronenlebensdauern, erweist sich die Bestimmung von Elektronenlebensdauern wesentlich über 300 fs durch Kurzstrecken Pulspropagations-Experimente als ausgesprochen schwierig. Zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer mithilfe dieser Methode muß die Distanz der beiden Laserflecken auf dem Streifenleiter so eingestellt werden, dass eine genügend gute Trennung der Einzelspitzen in der experimentell aufgezeichneten Doppelpeakstruktur gewährleistet ist. Mit steigender Elektronenlebensdauer bedeutet dies eine zunehmende Separation der Laserflecken und somit einen steigenden Einfluss der Wellenleiterdispersion auf die gemessene Kurvenform. Experimentell erwiesen sich Kurzstrecken Pulspropagations-Experimente als ungeeignet zur Bestim-

mung von Elektronenlebensdauern $\tau_e > 400\,\text{fs}$.

5.5 Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer in ErAs:GaAs von der Übergitterperiode

Zur Charakterisierung der Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer τ_e in ErAs:GaAs von der Übergitterperiode D wurde τ_e an einer Serie von insgesamt neun verschiedenen Proben mit Übergitterperioden zwischen 10 nm und 400 nm bestimmt. Für Materialien mit $D = 10\,\text{nm}$ und $D = 20\,\text{nm}$ wurden hierzu Kurzstrecken Pulspropagationsmessungen bei $U = 5.0\,\text{V}$ und $P = 2.6\,\text{mW}$ ausgewertet (siehe Abschnitt 5.4), für $D = 40\,\text{nm}, 60\,\text{nm}, 100\,\text{nm}, 150\,\text{nm}, 200\,\text{nm}, 300\,\text{nm}$ und $D = 400\,\text{nm}$ wurden Photostrom-Autokorrelationsmessungen bei $U = 2.25\,\text{V}$ und $P = 1.7\,\text{mW}$ herangezogen (siehe Abschnitt 5.3). Für $D = 300\,\text{nm}$ und $D = 400\,\text{nm}$ wurden diese mithilfe des Schrittmotors durchgeführt, für alle anderen Übergitterperioden wurde der Federschwinger verwendet. Abbildung 5.9 zeigt die zusammengefassten Ergebnisse dieser Messungen. Jeder der dargestellten Punkte ergibt sich als Mittelwert aus bis zu 60 Einzelmessungen, die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler dieses Mittelwerts. Im Fall von Punkten ohne Fehlerbalken liegt der Fehler innerhalb des Punktdurchmessers.

Abbildung 5.9 zeigt eine Variation der Elektronenlebenszeit über nahezu zwei Größenordnungen zwischen $\tau_e = 190\,\text{fs}$ für $D = 10\,\text{nm}$ und $\tau_e = 17\,\text{ps}$ für $D = 400\,\text{nm}$. Die minimal beobachtete Elektronenlebenszeit liegt damit im Bereich der schnellsten beobachteten Ladungsträgereinfangzeiten in LTG-GaAs von $100 - 400\,\text{fs}$ (siehe Abschnitt 3.1.2). Während zur Erlangung der technologisch wichtigen Kontrolle über τ_e im Fall von LTG-GaAs eine präzise Einstellbarkeit der Wachstums- und Ausheiltemperaturen notwendig ist, kann im Fall von ErAs:GaAs mit der wesentlich leichter kontrollierbaren Übergitterperiode gearbeitet werden. Insbesondere ist aufgrund dieser Tatsache eine wesentlich bessere Vergleichbarkeit des Materialwachsums in verschiedenen MBE-Anlagen zu erwarten.

Zur Erklärung des beobachteten Zusammenhangs zwischen τ_e und D soll vereinfachend der instantane Einfang derjenigen Elektronen angenommen werden, die sich innerhalb des Einfangquerschnittes einer ErAs Insel befinden. Als erste Abschätzung dieses Einfangquerschnittes kann der Durch-

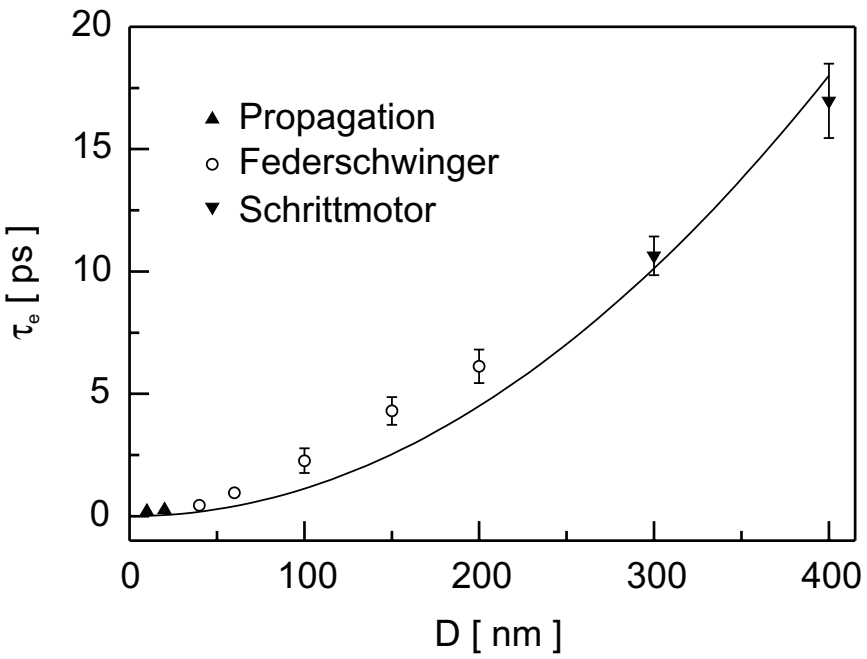


Abbildung 5.9: Elektronenlebensdauer τ_e als Funktion der Übergitterperiode D für verschiedene ErAs:GaAs Strukturen. Die für die einzelnen Proben verwendete Messmethode wird durch die jeweilige Punktform indiziert. Die kontinuierliche Linie zeigt eine Anpassung von τ_e nach Gleichung (5.43) mit D^* als Parameter an die experimentellen Daten. Es ergibt sich $D^* = 9\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{s}}$.

messer der ErAs Inseln von $1-2\,\mathrm{nm}$ angenommen werden [68–71]. Eine im Vergleich zur Annahme instantanen Einfangs realistischere Abschätzung der reinen Einfangzeit hat sich an der durch das experimentelle Ergebnis von $\tau_e = 190\,\mathrm{fs}$ gegebenen Obergrenze zu orientieren. Im Limit instantanen Einfangs ist die Elektronenlebensdauer τ_e durch die Zeit gegeben, die ein Elektron benötigt, um die Distanz vom Ort seiner Entstehung zu einer ErAs Insel zu überwinden. Der mittlere Abstand der ErAs Inseln innerhalb einer Übergitterebene kann aus der Inseldichte von $7 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ unter Berücksichtigung des Inseldurchmessers zu $2-3\,\mathrm{nm}$ abgeschätzt werden und ist damit wesentlich kleiner als die Übergitterperioden der betrachteten Proben. In guter Näherung kann somit vorausgesetzt werden, dass ein Elektron, sobald es eine ErAs Übergitterebene erreicht, dort in eine ErAs Insel eingefangen wird. Aus der Struktur der zur Autokor-

relation verwendeten MSM-Dioden (siehe Abbildung 4.3) kann abgeleitet werden, dass die Hauptkomponente des elektrischen Feldes parallel zur Probenoberfäche in Wellenleiterrichtung liegt. Die Bewegung der Elektronen normal zu den Übergitterebenen wird damit nicht durch ihre Drift im elektrischen Feld sondern durch ihre Diffusion im Dichtegradientenfeld beherrscht. Unter der Annahme einer homogenen Probenausleuchtung kann diese Diffusionsbewegung durch die eindimensionale Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial n(z,t)}{\partial t} = D^* \frac{\partial^2 n(z,t)}{\partial z^2} \tag{5.32}$$

beschrieben werden. z ist dabei die Ortskoordinate in Wachstumsrichtung, d.h. normal zu den ErAs Übergitterebenen, und D^* bezeichnet die ambipolare Diffusionskonstante. Werden Elektronen und Löcher durch Photogeneration in einen Halbleiter injiziert, beginnen sie nach Maßgabe ihrer jeweiligen Konzentrationsgradienten und Diffusionskonstanten zu diffundieren. Aufgrund der unterschiedlich großen Diffusionskonstanten der beiden Ladungsträgerspezies kommt es zu einer anfänglich nicht vorhandenen, räumlichen Ladungstrennung und dadurch zum Aufbau eines elektrisches Feldes. Dieses Feld verlangsamt die Diffusion des schnelleren Ladungsträgertyps und beschleunigt die Diffusion des langsameren Ladungsträgertyps solange, bis Elektronen und Löcher gleich schnell diffundieren. Diese gemeinsame Diffusion wird durch die ambipolare Diffusionskonstante beschrieben. Nach [224] ergibt sich der Zusammenhang zwischen D^* und den Ladungsträgerbeweglichkeiten μ_n und μ_p im Fall hoher photogenerierter Ladungsträgerdichten zu

$$D^* = \frac{2k_\mathrm{B}T}{e} \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p}, \tag{5.33}$$

wobei k_B die Boltzmann Konstante und T die Temperatur bezeichnen. Dem instantanen Einfang von Elektronen an ErAs-Übergitterebenen kann durch die Randbedingungen

$$n(mD,t) = 0 \qquad m = 0,1,2\ldots \tag{5.34}$$

an Gleichung (5.32) für $t > 0$ Rechnung getragen werden. Als Anfangsbedingung dient die durch das Beersche Absorptionsgesetz vorgegebene Elektronenverteilung

$$n(z,0) = n_0\, e^{-\frac{z}{\kappa}}, \tag{5.35}$$

wobei κ die Absorptionslänge bezeichnet. Im Folgenden soll Gleichung (5.32) unter den gegebenen Neben- und Randbedingungen zunächst im Intervall $(0, D)$ für die Elektronendichte $n^{(0)}(z,t)$ in der nullten, d.h. obersten, Übergitterperiode gelöst werden. Ein vollständiges, normiertes und orthogonales Funktionensystem $\varphi_j(z)$ auf diesem Intervall, welches automatisch die Randbedingungen nach Gleichung (5.34) berücksichtigt, ist

$$\varphi_j(z) = \sqrt{\frac{2}{D}} \sin\left(\frac{j\pi}{D} z\right) \qquad j = 1, 2, 3 \ldots, \tag{5.36}$$

womit sich $n^{(0)}(z,t)$ als

$$n^{(0)}(z,t) = \sum_{j=1}^{\infty} n_j(t) \varphi_j(z) \tag{5.37}$$

darstellen lässt. Durch Einsetzen dieser Entwicklung in Gleichung (5.32) folgt

$$\frac{dn_j(t)}{dt} = -D^* \left(\frac{j\pi}{D}\right)^2 n_j(t) \tag{5.38}$$

und schließlich

$$n_j(t) = n_j(0)\, e^{-D^* \left(\frac{j\pi}{D}\right)^2 t}. \tag{5.39}$$

Durch Multiplikation von Gleichung (5.37) mit $\varphi_j(z)$ und Integration über das Definitionsintervall $(0, D)$ ergibt sich für $t = 0$

$$n_j(0) = n_0 \sqrt{\frac{2}{D}}\, \kappa\, \frac{\frac{j\pi}{D}\kappa}{1 + \left(\frac{j\pi}{D}\right)^2 \kappa^2} \begin{cases} 1 + e^{-\frac{D}{\kappa}} & j \text{ ungerade} \\ 1 - e^{-\frac{D}{\kappa}} & j \text{ gerade} \end{cases}. \tag{5.40}$$

Da weder die Autokorrelationsmessungen noch die Kurzstrecken Pulspropagationsmessungen ortsempfindlich sind, ist die experimentell relevante Größe die durch

$$n^{(0)}(t) = \frac{1}{D} \int_0^D n(z,t)\, dz \tag{5.41}$$

definierte mittlere Elektronendichte der obersten Übergitterperiode. Durch Einsetzen von Gleichungen (5.36) bis (5.40) folgt

$$n^{(0)}(t) = 4\, n_0 \left(\frac{\kappa}{D}\right)^2 \left(1 + e^{-\frac{D}{\kappa}}\right) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{e^{-D^* \left(\frac{\pi}{D}\right)^2 (2l+1)^2 t}}{1 + \left(\frac{\kappa\pi}{D}\right)^2 (2l+1)^2}. \tag{5.42}$$

In erster Ordnung der Sinusreihe zerfällt $n(t)$ damit exponentiell mit der Zeitkonstanten

$$\tau_e = \frac{D^2}{\pi^2 D^*}. \tag{5.43}$$

Gleichung (5.43) weist die in Abbildung 5.9 dargestellte quadratische Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer von der Übergitterperiode auf und demonstriert damit die Gültigkeit des einfachen Diffusionsmodells zur Erklärung der Elektronenlebensdauer in ErAs:GaAs. Die durchgezogene Linie in Abbildung 5.9 zeigt eine Anpassung der Elektronenlebensdauer nach Gleichung (5.43) an die experimentellen Daten. Als Fitparameter wurde die Diffusionskonstante D^* verwendet, gute Übereinstimmung ergibt sich für $D^* = 9.0 \pm 0.5\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{s}}$. Dieser Wert folgt aus Gleichung (5.33) beispielsweise für $\mu_n = 3000\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ und $\mu_p = 190\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$. Beweglichkeiten in dieser Größenordnung stehen in qualitativer Übereinstimmung mit für ErAs:GaAs zu erwartenden Werten (siehe Kapitel 3).
Das Verhältnis des führenden Exponentialterms in Gleichung (5.42) zum Term zweiter Ordnung mit der Zeitkonstanten $\frac{1}{9}\,\tau_e$ beträgt für Übergitterperioden D zwischen 10 nm und 400 nm ungefähr 9, wobei eine Absorptionslänge von $\kappa = 936\,\mathrm{nm}$ zugrunde gelegt wurde [204]. Das Verhältnis der Terme erster und zweiter Ordnung wirft die Frage der Beobachtbarkeit des Terms zweiter Ordnung in Autokorrelations- und Kurzstrecken Pulspropagationsexperimenten auf. Wird mithilfe von Gleichung (5.42) die Ladungsträgerdichte-Autokorrelation nach Gleichung (5.3) berechnet, folgt für den zugehörigen Autokorrelationsstrom $J^{(0)}_{\mathrm{photo}}(\tau)$ in der obersten Übergitterperiode

$$\begin{aligned} J^{(0)}_{\mathrm{photo}}(\tau) = \mathrm{const.} + \frac{\tau_e}{T_\mathrm{L}}\,\frac{d^2 J_{\mathrm{photo}}}{dn^2}\left[4\,n_0\left(\frac{\kappa}{D}\right)^2\left(1+e^{-\frac{D}{\kappa}}\right)\right]^2 \\ \times\sum_{l=0}^{\infty} a_l\,e^{-(2l+1)^2\left|\frac{\tau}{\tau_e}\right|} \end{aligned} \tag{5.44}$$

mit

$$a_l = \frac{1}{1+\left(\frac{\kappa\pi}{D}\right)^2(2l+1)^2}\times$$

$$\sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{\left[1+\left(\frac{\kappa\pi}{D}\right)^2 (2j+1)^2\right]\left[(2j+1)^2+(2l+1)^2\right]}, \tag{5.45}$$

wobei unter der impliziten Annahme eines deltaförmigen Laserpulses zur Ladungsträgergeneration $n^{(0)}(t) = 0$ für $t < 0$ vorausgesetzt wurde. Das Verhältnis der Terme erster und zweiter Ordnung des Photostroms nach Gleichung (5.44) kann mithilfe von Gleichung (5.45) für Übergitterperioden D zwischen 10 nm und 400 nm zu $\frac{a_1}{a_2} \simeq 42$ bestimmt werden. Gleichung (5.44) zeigt damit, dass in Autokorrelationsexperimenten tatsächlich die Zeitkonstante des führenden Terms in der Entwicklung des Photostroms als Funktion der Verzögerung τ beobachtet wird. Nach Gleichung (5.29) setzt sich das Signal in Kurzstrecken Pulspropagationsexperimenten wie in Autokorrelationsmessungen aus Intergalen über Terme der Form $n^{(0)}(t)n^{(0)}(t-\tau)$ zusammen, so dass auch in Propagationsexperimenten lediglich die führende Zeitskala beobachtet wird.
Obwohl, wie in Abschnitt 4.3 diskutiert wurde, haupsächlich die oberflächennahen Ladungsträger das Verhalten von MSM-Dioden bestimmen, sind speziell in den Dioden mit kleiner Übergitterkonstante die Beiträge der tieferliegenden Übergitterperioden nicht vernachlässigbar. Zur Beschreibung der Elektronendichten $n^{(m)}(t)$ bzw. Autokorrelationsströme $J^{(m)}_{\text{photo}}(\tau)$ in tieferliegenden Übergitterperioden ist in den Gleichungen (5.42) und (5.44) die Ersetzung

$$n_0 \to n_0\, e^{-m\frac{D}{\kappa}} \qquad m = 0, 1, 2 \ldots \tag{5.46}$$

vorzunehmen. Das Zeitverhalten der Elektronendichten in tieferliegenden Übergitterperioden entspricht damit dem der Elektronendichte in der ersten Übergitterperiode. Der gesamte Autokorrelationsstrom $J_{\text{photo}}(\tau)$ ergibt sich durch Summation über die Einzelströme $J^{(m)}_{\text{photo}}(\tau)$ wegen

$$\sum_{m=0}^{\infty} e^{-m\frac{2D}{\kappa}} = \frac{1}{1-e^{-\frac{2D}{\kappa}}} \tag{5.47}$$

aus Gleichung (5.44) zu

$$J_{\text{photo}}(\tau) = \text{const.} + 16\, n_0^2 \frac{\tau_e}{T_{\text{L}}} \frac{d^2 J}{dn^2} \left(\frac{\kappa}{D}\right)^4 \times$$

$$\coth\left(\frac{D}{2\kappa}\right)\sum_{l=0}^{\infty} a_l\, e^{-(2l+1)^2\left|\frac{\tau}{\tau_e}\right|}, \tag{5.48}$$

und besitzt wegen des identischen Zeitverhaltens aller Einzelterme ebenfalls das bereits diskutierte einfach-exponentiell abfallende Zeitverhalten. Die trotz der Einfachheit des Modells überraschend gute Beschreibung der in Abbildung 5.9 gezeigten Daten zeigt, dass der wesentliche Mechanismus, der zur Abhängigkeit der Elektronenlebenszeit von der Übergitterperiode führt, durch das Diffusionsmodell korrekt erfasst wird. Das Modell in seiner hier vorgestellten Form lässt dennoch zwei Hauptansatzpunkte für Verbesserungen offen. In einer weniger vereinfachenden Modellbildung sollte zunächst die hier verwendete, unphysikalische Annahme einer verschwindenden Einfangzeit verbessert werden. Der Haupteffekt der Einführung einer solchen Einfangzeit dürfte das Auftreten eines konstanten, nicht D-abhängigen Beitrages zur Elektronenlebensdauer sein. Speziell im Fall der kurzperiodischen ErAs:GaAs Strukturen mit $D = 10\,\mathrm{nm}$ und $D = 20\,\mathrm{nm}$ könnte diese Einfangzeit aufgrund der kurzen Diffusionszeiten einen beobachtbaren Einfluss besitzen. Gerade die für eine Übergitterperiode von 10 nm beobachtete Ladungsträgerlebensdauer zeigt allerdings, dass die reine Elektroneneinfangzeit wesentlich kleiner als 190 fs ist. Der zweite offensichtliche Ansatzpunkt für Verbesserungen ist die Berücksichtigung von Komponenten des elektrischen Feldes normal zu den Übergitterebenen. Diese modifizieren die hier angenommene reine Diffusionsbewegung der Elektronen zu einer Drift-Diffusionsbewegung und führen damit zunächst zu Abweichungen von der in Gleichung (5.43) angegebenen rein quadratischen Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer von der Übergitterperiode. Derartige Korrekturen führen allerdings auch zu einer Feldabhängigkeit der Elektronenlebensdauer und über Abschirmmechanismen unter Umständen auch zu einer Intensitätsabhängigkeit.

5.6 Autokorrelationsmessungen an LTG-GaAs

Zum Vergleich mit den an ErAs:GaAs Proben erhaltenen Resultaten wurden Autokorrelationsmessungen an MSM-Dioden auf LTG-GaAs (Wafer 13176, siehe Abschnitt 4.3.1 und Anhang B) durchgeführt. Qualitativ treten in diesen Messungen keinerlei Unterschiede zu den Messungen

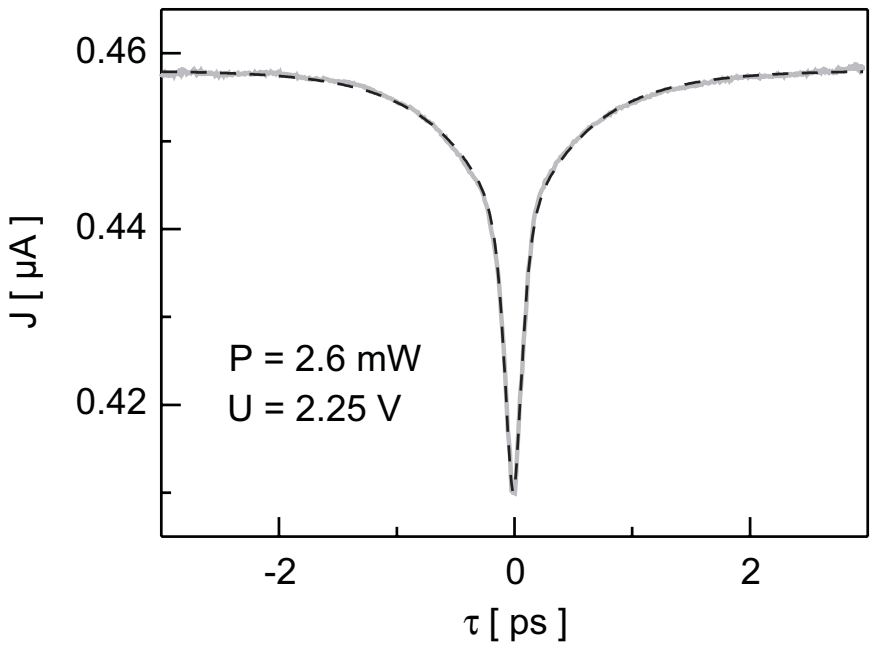


Abbildung 5.10: Photostrom-Autokorrelationsmessung an einer MSM-Diode auf LTG-GaAs. Die zur Messung verwendete mittlere Laserleistung betrug 1.3 mW pro Strahl, die Vorspannung war 2.25 V. Die gestrichelte Linie zeigt die Anpassung der in Gleichung (5.26) angegebenen Fitfunktion zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer τ_e.

ErAs:GaAs Dioden auf. Insbesondere treten auch hier die beiden in Abschnitt 5.3 diskutierten Signalbeiträge auf, so dass eine für ErAs:GaAs spezifische Ursache des oszillierenden Siganalanteils mit Sicherheit ausgeschlossen werden kann. Alle an LTG-GaAs Proben erzielten Messungen lassen sich in sehr guter Übereinstimmung mithilfe der in Gleichung (5.26) angegebenen Fitfunktion beschreiben. Abbildung 5.10 zeigt eine Messung an einer LTG-GaAs Diode bei einer mittleren Laserleistung von 1.3 mW pro Strahl und einer Spannung von 2.25 V. Die gestrichelte Linie zeigt die Anpassung der in Abschnitt 5.3 hergeleiteten Fitfunktion nach Gleichung (5.26) zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer τ_e. Die hier gezeigte Messung ergibt $\tau_e = 560$ fs, als Mittelwert aus 26 Messungen ergibt sich für den LTG-GaAs Wafer 13176 eine Elektronenlebensdauer von 600 ± 60 fs.

5.7 Spannungsabhängigkeit der Elektronenlebenszeit

Unter dem Aspekt der Verwendung schneller Photoleitungsschalter in Anordnungen zum Photoleitungs-Sampling oder als ultraschnelle Photodetektoren ist die Abhängigkeit ihrer Antwortzeit von der Vorspannung von besonderem Interesse, da bei gegebener Lichtintensität mithilfe der äußeren Spannung die Amplitude der Diodenantwort gesteuert werden kann. Darüber hinaus erlaubt die Untersuchung der Elektronenlebensdauer in Abhängigkeit von einem äußeren elektrischen Feld gegebenenfalls weiteren Einblick in die für das Zustandekommen der kurzen Ladungsträgerlebenszeiten relevanten mikroskopischen Prozesse.
Abbildung 5.11 zeigt die mithilfe von Autokorrelationsmessungen bzw. Kurzstrecken-Pulspropagationsmessungen bestimmte Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer τ_e vom mittleren elektrischen Feld für LTG-GaAs bzw. ErAs:GaAs mit einer Übergitterperiode von $D = 10\,\mathrm{nm}$. Das mittlere elektrische Feld E wird hierbei als Quotient der Vorspannung und des Abstandes der beiden Kontakte angegeben. Beide Messreihen wurden mit einer mittleren Beleuchtungsleistung von 1.3 mW pro Strahl durchgeführt. Sowohl LTG-GaAs als auch ErAs:GaAs zeigen einen ungefähr linearen Verlauf von τ_e in Abhängigkeit von E. Während für LTG-GaAs ein Anstieg der Elektronenlebensdauer von 530 fs für $E = 1.7\,\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}$ auf 780 fs für $E = 40\,\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}$, d.h. eine Steigung von $6.6\,\frac{\mathrm{fs\,cm}}{\mathrm{kV}}$, beobachtet wird, zeigt die ErAs:GaAs Probe einen Anstieg von 170 fs für $E = 2.5\,\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}$ auf 330 fs für $E = 150\,\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}$, woraus eine Steigung von $1.1\,\frac{\mathrm{fs\,cm}}{\mathrm{kV}}$ folgt.
Obwohl für das gezeigte Verhalten der Elektronenlebensdauer keine eindeutige Erklärung gefunden werden konnte, erlauben die Daten aus Abbildung 5.11 einerseits eine Abschätzung der zu erwartenden Antwortzeit von MSM-Dioden auf der Basis der betrachteten Materialien, andererseits kann anhand dieser Daten eine qualitative Diskussion der für den Anstieg der Elektronenlebensdauer relevanten Effekte durchgeführt werden.
Zur Diskussion der Feldabhängigkeit der Elektronenlebensdauer muß zwischen der in den Experimenten beobachtbaren Elektronenlebensdauer τ_e und der mikroskopischen Einfangzeit $\hat{\tau}_e$ der Elektronen in tiefe Störstellen unterschieden werden. Während in LTG-GaAs die mikroskopische Einfangzeit $\hat{\tau}_e$ zumindestens bei niedrigen Feldstärken einen starken Beitrag

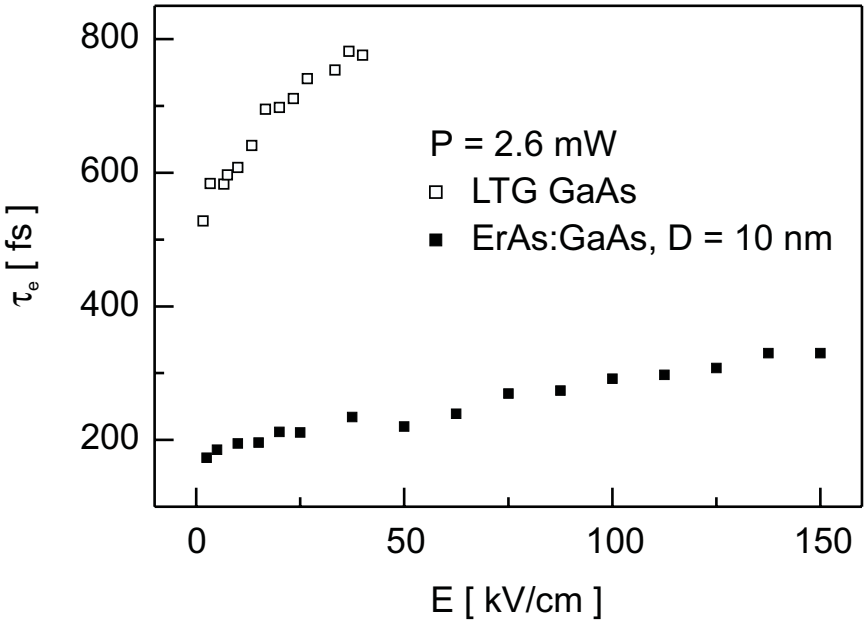


Abbildung 5.11: Elektronenlebensdauer als Funktion des mittleren elektrischen Feldes für LTG-GaAs bzw. ErAs:GaAs mit einer Übergitterperiode von $D = 10\,\text{nm}$. Die Messreihen wurden mithilfe von Photostrom-Autokorrelation bzw. Kurzstrecken-Pulspropagation durchgeführt, für beide Messreihen wurde eine mittlere Beleuchtungsleistung von 1.3 mW pro Strahl verwendet.

zur Elektronenlebensdauer τ_e liefert, kann $\hat{\tau}_e$ aufgrund der Diffusionszeitlimitierung von τ_e (siehe Abschnitt 5.5) in ErAs:GaAs wenigstens für große Übergitterperioden nahezu vollständig vernachlässigt werden. Im Fall der in Abbildung 5.11 betrachteten ErAs:GaAs Probe mit einer Übergitterperiode von nur 10 nm sind allerdings wegen der geringen Diffusionszeiten in kurzperiodischen Übergittern Einflüsse von $\hat{\tau}_e$ auf τ_e nicht auszuschließen. Aufgrund der in Abschnitt 5.9 erörterten Effekte ist eine Messung der Feldabhängigkeit von τ_e an ErAs:GaAs Proben mit Übergitterperioden über 20 nm leider nicht möglich.
Im Folgenden werden zunächst Mechanismen diskutiert, die zu einer Feldabhängigkeit von $\hat{\tau}_e$ führen. Diese Mechanismen sind damit in erster Linie geeignet, die Feldabhängigkeit der Elektronenlebensdauer in LTG-GaAs zu erklären. Möglicherweise besitzen sie jedoch auch eine gewisse Relevanz im Fall der hier betrachteten kurzperiodischen ErAs:GaAs Probe.

Im weiteren Verlauf dieses Abschnittes wird dann auf Mechanismen eingegangen, die τ_e direkt beeinflussen.
Die Feldabhängigkeit der mikroskopischen Elektronen-Einfangzeit $\hat{\tau}_e$ ergibt sich aus [225–229]

$$\hat{\tau}_e \propto \frac{1}{\sigma_e \langle v \rangle}, \tag{5.49}$$

wobei σ_e den Elektronen-Einfangquerschnitt bezeichnet. $\langle v \rangle$ ist als Mittelwert der Geschwindigkeit der Elektronen über ihre Energieverteilung zu verstehen. Im Grenzwert niedriger Felder wird $\langle v \rangle$ damit in erster Linie durch die Überschussenergie der photogenerierten Elektronen über die Leitungsbandkante sowie ihre thermischen Energie bestimmt. Für Feldstärken E, bei denen die Driftgeschwindigkeit $v_n(E)$ der Elektronen im Bereich ihrer thermischen Geschwindigkeit liegt, wird $\langle v \rangle$ feldabhängig. Allerdings ist zu beachten, dass $v_n(E)$ und damit ebenfalls $\langle v \rangle$ aufgrund des bereits in Abschnitt 4.2 besprochenen transienten Verhaltens der Geschwindigkeit kurzlebiger, photogenerierter Ladungsträger stark von der Elektronendriftgeschwindigkeit im stationären Fall abweichen kann. Aufgrund der Beschleunigung der zunächst mit geringem Impuls photogenerierten Elektronen im elektrischen Feld sowie der in ihrer Größenordnung mit der Elektroneneinfangzeit vergleichbaren Beschleunigungsdauer ist eine nicht vernachlässigbare Zeitabhängigkeit von $v_n(E)$ und damit $\langle v \rangle$ anzunehmen. Wegen dieser äußerst vielschichtigen Beiträge zu $\langle v \rangle$ ist die Feldabhängigkeit im Rahmen dieser qualitativen Diskussion nur schwer zu erfassen. Eine angemessene Abschätzung des Beitrages von $\langle v \rangle$ zur Feldabhängigkeit von $\hat{\tau}_e$ erfordert die Lösung der Boltzmanngleichung für diesen Fall oder eine Betrachtung im Rahmen von Monte Carlo Rechnungen. Im Folgenden soll daher die Diskussion auf die Betrachtung der Feldabhängigkeit von σ_e beschränkt werden.
Sowohl Ning [225] als auch Buchanan et al. [226] beobachten einen starken Rückgang des mikroskopischen Elektronen-Einfangquerschnittes σ_e Coulomb-attraktiver Störstellen in Siliziumdioxid als Funktion des elektrischen Feldes. Aufgrund des umgekehrt proportionalen Zusammenhanges zwischen σ_e und der Elektroneneinfangzeit $\hat{\tau}_e$ resultiert daraus eine deutliche Zunahme von $\hat{\tau}_e$ mit wachsendem Feld. Ausgehend von den Überlegungen von Dussel et al. [230] führen sowohl Ning als auch Buchanan et al. ihre Beobachtungen auf eine Reduzierung der Coulomb-Potential-

barriere der Störstellen unter dem Einfluss des elektrischen Feldes (Poole-Frenkel Effekt [231, 232]) zurück. Diese Barrierenerniedrigung führt zu einem Rückgang des für den Einfang eines Ladungsträgers kritischen Radius r_c der Störstelle, so dass aus $r_c \propto E^{-1/2}$ unter der Annahme einer Proportionalität zwischen Einfangvolumen der Störstelle und σ_e schließlich $\sigma_e \propto E^{-3/2}$ resultiert. Abbildung 5.12 illustriert diesen Effekt anhand der Darstellung des durch das lineare Potential eines elektrischen Feldes überlagerten Coulombpotentials einer Störstelle.
Für Felder oberhalb $1000\,\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}$ tritt statt der für niedrige Felder beobachteten Abhängigkeit $\sigma_e \propto E^{-3/2}$ eine Proportionalität von σ_e zu E^{-3} auf [225, 226, 230], die durch die mit steigendem elektrischen Feld zunehmende Aufheizung der Elekronen-Energieverteilung bewirkt wird. Der geringere Einfangquerschnitt energiereicher Elektronen erklärt sich aus der Energierelaxation der Ladungsträger durch sequentielle Phononenemission während des Einfangprozesses [230, 233]. Zum Abbau der Überschussenergie heißer Elektronen ist die Emission einer größeren Zahl von Phononen notwendig, so dass ihre Einfangwahrscheinlichkeit abnimmt. Buchanan et al. [226] berücksichtigen neben dem Poole-Frenkel Effekt und dem Anstieg der effektiven Elektronentemperatur auch den Rückgang von σ_e aufgrund der mit steigendem Feld zunehmenden Wahrscheinlichkeit, die Potentialbarriere der Störstelle zu durchtunneln.
Während die Feldabhängigkeit des Einfangquerschnittes Coulomb-attraktiver Störstellen in SiO_2 durch diese Arbeiten gut verstanden ist, ergibt sich für Coulomb-attraktive Störstellen in halbleitenden Materialien ein durchaus heterogenes Bild. Eine theoretische Betrachtung des Einfangquerschnittes von Fe^{3+}-Störstellen in InP sagt in Abhängigkeit von der Kopplungsstärke zwischen Elektronen und Kristallgitter als Funktion des Feldes sowohl steigende als auch fallende Einfangquerschnitte voraus [229]. Experimentell ergibt sich für dieses Materialsystem ein Anstieg des Einfangquerschnittes mit steigendem Feld [227]. Zum gleichen Ergebnis kommen Prinz et al. [234] für sogenannte EL2 Defekte in semiisolierendem GaAs, die üblicherweise mit As^{+}_{Ga} assoziiert werden [235]. Im gleichen Materialsystem finden Piazza et al. [235] für $E < 4\,\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}$ einen Anstieg von σ_e als Funktion des Feldes, für größere Felder einen Rückgang.
Zamdmer et al. [236] messen in Autokorrelations-Experimenten an MSM-Dioden auf LTG-GaAs die Elektronenlebensdauer τ_e und führen den be-

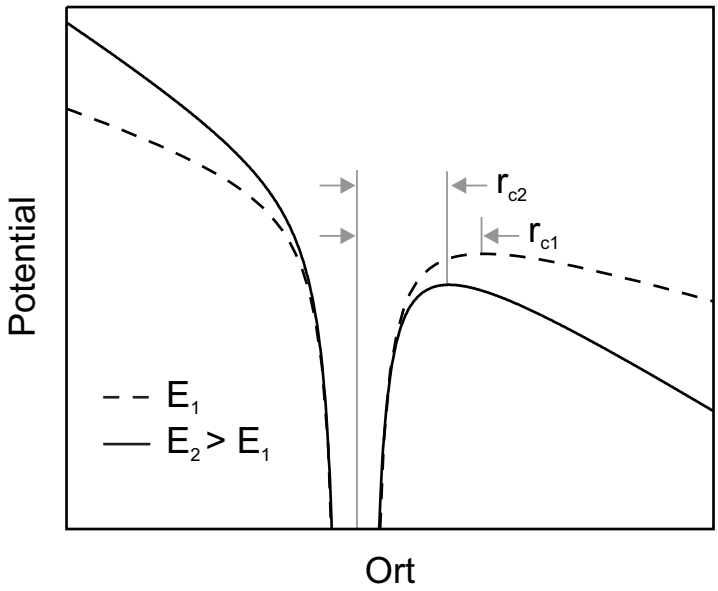


Abbildung 5.12: Unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes wird durch die Erniedrigung der Coulomb-Potentialbarriere ein Rückgang des für den Einfang eines Ladungsträgers kritischen Radius r_c Coulomb-attraktiver Störstellen bewirkt (Poole-Frenkel Effekt). Die Abbildung illustriert diesen Effekt anhand der Darstellung des durch das lineare Potential eines elektrischen Feldes überlagerten Coulombpotentials einer Störstelle. Deutlich zu erkennen ist die Abnahme von r_c mit wachsendem elektrischem Feld.

obachteten Anstieg von 200 fs für $E = 0.6\,\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ auf 4.2 ps für $E = 265\,\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ auf eine entsprechende Zunahme der Elektroneneinfangzeit $\hat{\tau}_e$ zurück. Die Erklärung dieser Daten gelingt mithilfe eines stark vereinfachten Modells für $\hat{\tau}_e$ unter Berücksichtigung des Rückgangs des Einfangvolumens der Störstellen sowie der Elektronenaufheizung im elektrischen Feld basierend auf den Überlegungen von Ning [225] und Dussel et al. [230] zur Erklärung des Elektroneneinfangs in Coulomb-attraktive Störstellen in SiO_2. Neben den bereits diskutierten Beiträgen berücksichtigen Zamdmer et al. durch effektive Parameter auch die Effekte benachbarter Zentren auf das Störstellenpotential sowie die endliche Gittertemperatur. Der Versuch, die in Abbildung 5.11 für LTG-GaAs gezeigten Daten durch dieses vereinfachte Modell zu analysieren, scheitert jedoch.
In ErAs:GaAs ist aufgrund der Diffusionszeitlimitierung der Elektronen-

lebensdauer ein Einfluss des elektrischen Feldes über die Feldabhängigkeit der Diffusionskonstanten denkbar. Sowohl theoretisch [237] als auch experimentell [238] wurde in GaAs eine Abnahme der Elektronendiffusionskonstante für Felder größer als $4\,\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}$ gefunden. Da allerdings für photogenerierte Ladungsträgerdichten die ambipolare Diffusionskonstante D^* maßgeblich ist, sind quantitative Aussagen nur schwer möglich. Eine Abschätzung von D^* ist zwar nach Gleichung (5.33) möglich, dies erfordert jedoch die Kenntnis der Feldabhängigkeit der Beweglichkeiten sowohl der Elektronen als auch der Löcher. Während diese Abhängigkeiten im Fall der jeweiligen Majoritäten in n- [196, 199, 237, 238] bzw. p-dotiertem [239] GaAs zwar bekannt sind, läßt die Anwesenheit der ErAs Inseln starke Abweichungen von diesen Werten erwarten.
Die Verlängerung der makroskopisch beobachtbaren Lebenszeit der Elektronenpopulation durch Stoßionisationsprozesse ist aufgrund der Feldabhängigkeit der beteiligten Stoßionisationsraten [152, 240] ebenfalls ein zur Erklärung der Daten aus Abbildung 5.11 geeigneter Mechanismus. Stoßionisationsprozesse treten als zusätzlicher, feldabhängiger Generationsterm [240]

$$\begin{aligned}\Gamma_{\mathrm{st}}(\vec{r},t) &= \alpha_n(\vec{E}(\vec{r},t))\,\vec{v}_n(t,\vec{E}(\vec{r},t))\,n(\vec{r},t)\\ &\quad+\alpha_p(\vec{E}(\vec{r},t))\,\vec{v}_p(t,\vec{E}(\vec{r},t))\,p(\vec{r},t)\end{aligned} \tag{5.50}$$

in den Kontinuitätsgleichungen (4.4) und (4.5) auf, wobei $\alpha_n(\vec{E}(\vec{r},t))$ und $\alpha_p(\vec{E}(\vec{r},t))$ die Stoßionisationsraten durch Elektronen bzw. Löcher sind und $\vec{v}_n(t,\vec{E}(\vec{r},t))$, $\vec{v}_p(t,\vec{E}(\vec{r},t))$, $n(\vec{r},t)$ sowie $p(\vec{r},t)$ die Geschwindigkeiten bzw. Dichten der jeweiligen Ladungsträger bezeichnen. Die Generationsrate $\Gamma(\vec{r},t)$ in Gleichungen (4.4) und (4.5) läßt sich damit als Summe der Photogenerationsrate $\Gamma_{\mathrm{photo}}(\vec{r},t)$ und der Stoßgenerationsrate $\Gamma_{\mathrm{st}}(\vec{r},t)$ auffassen. Da im hier relevanten Feldbereich sowohl $\alpha_p(\vec{E}(\vec{r},t)) \ll \alpha_n(\vec{E}(\vec{r},t))$ als auch $\vec{v}_p(t,\vec{E}(\vec{r},t)) \ll \vec{v}_n(t,\vec{E}(\vec{r},t))$ gilt [152], wird der Löcheranteil an der Stoßionisation im Folgenden außer Acht gelassen. Unter Vernachlässigung sämtlicher Orts- und Richtungsabhängigkeiten sowie der Zeitabhängigkeiten des elektrischen Feldes und der Elektronengeschwindigkeit nimmt die für die Elektronen relevante Gleichung

(4.4) dann die Gestalt

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{n(t)}{\hat{\tau}_e} + \alpha_n(E)v_n(E)n(t) + \Gamma_{\text{photo}}(t) \tag{5.51}$$

an, wobei der Zerfall der Elektronenpopulation durch einen einzigen Zerfallskanal mit der mikroskopischen Elektroneneinfangzeit $\hat{\tau}_e$, d.h. $\Upsilon_n(\vec{r},t) = \frac{n(t)}{\hat{\tau}_e}$ angenommen wurde. Die makroskopisch beobachtbare Lebenszeit der Elektronenpopulation τ_e ergibt sich damit schließlich zu

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\hat{\tau}_e} - \alpha_n(E)v_n(E). \tag{5.52}$$

In diesem stark vereinfachten Modell ist $\hat{\tau}_e$ mit $\tau_e(E=0)$ gleichzusetzen. Unter Verwendung empirischer Parametrisierungen für $\alpha_n(E)$ [152] und $v_n(E)$ [187, 188, 190] der Form

$$\alpha_n(E) = \alpha_\infty\, e^{-\frac{E_1}{E}} \tag{5.53}$$

und

$$v_n(E) = \frac{\mu_n E + v_{\text{sätt}}\left(\frac{E}{E_2}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_2}\right)^4} \tag{5.54}$$

wurde der Versuch unternommen, τ_e nach Gleichung (5.52) an die in Abbildung 5.11 gezeigten Feldabhängigkeiten der Elektronenlebensdauern in LTG-GaAs und ErAs:GaAs anzupassen. α_∞ bezeichnet in diesen Parametrisierungen die Elektronen-Stoßionisationsrate im Grenzwert unendlicher Feldstärke. Als freie Parameter für die Anpassung dienten die als empirische Größen anzusehenden Felder E_1 und E_2, die mikroskopische Elektronenlebensdauer τ_e sowie die Produkte $\alpha_\infty\, v_{\text{sätt}}$ und $\alpha_\infty\, \mu_n$, wobei $v_{\text{sätt}}$ die Sättigungsdriftgeschwindigkeit und μ_n die Elektronenbeweglichkeit bezeichnen. Aus dieser Anpassung resultiert für E_1 im Vergleich zu dem für die Band-Band Stoßionisation in GaAs erwarteten Wert von $E_1 \approx 2000\,\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ [152] ein nahezu zwei Größenordnungen zu kleiner Wert, so dass Stoßionisation von Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband als Ursache für die beobachtete Feldabhängigkeit der Elektronenlebensdauern ausgeschlossen werden kann.

Eine deutlich größere Wahrscheinlichkeit für Stoßionisationsprozesse als im Fall von Übergängen aus dem Valenz- in das Leitungsband ist im Fall der Stoßionisation tiefer Störstellen zu erwarten, da in diesem Fall die während des Stoßprozesses zu überwindende Energiedifferenz lediglich ca. 0.75 eV beträgt (siehe Abbildung 3.1) und damit nur halb so groß wie die andernfalls zu überwindende Bandlückenenergie von GaAs bei Raumtemperatur (1.42 eV) ist. Im Fall der Stoßionisation Coulomb-attraktiver Störstellen führen zudem die bereits im Zusammenhang mit der Feldabhängigkeit von σ_e diskutierte Erniedrigung der Coulombbarriere des Störstellenpotentials (siehe Abbildung 5.12) durch den Poole-Frenkel Effekt sowie der Anstieg der effektiven Elektronentemperatur im elektrischen Feld zu einer deutlich erhöhten Ionisationswahrscheinlichkeit der Störstelle. In Verbindung mit der ebenfalls als Funktion des elektrischen Feldes zunehmenden Wahrscheinlichkeit für Tunnelprozesse in der Störstelle gefangener Elektronen durch die Potentialbarriere hindurch sowie der weiteren Verminderung der Störstellenpotentialbarriere durch die Coulombpotentiale benachbarter Störstellen führt dies zu einem starken Anstieg der Ionisationswahrscheinlichkeit einer Störtstelle nach Stoßvorgängen [230, 241–244]. Derartige, durch den Poole-Frenkel Effekt unterstützte Stoßionisations-, Tunnel- und Feldemissionsprozesse werden von verschiedenen Autoren als plausible Ursache für die Erklärung von feldabhängigen Durchbruchsspannungen [7, 158] oder Antwortzeiten [7, 245] von MSM-Dioden auf LTG-GaAs angegeben, ohne jedoch eine quantitative Analyse der gezeigten Daten durchzuführen.

5.8 Ladungsträgerdichteabhängigkeit der Elektronenlebenszeit

Die Abhängigkeit der Antwortzeit schneller Photoleitungsschalter von der Intenstät des einfallenden Lichtes ist ähnlich wie die Vorspannungsabhängigkeit dieser Größe von zentralem Interesse für ihre Bauelemente-Anwendung. Gleichzeitig verspricht die Untersuchung der Intensitäts- bzw. Ladungsträgerdichteabhängigkeit der Elektronenlebensdauer unter Umständen weiteren Einblick in die mikroskopischen Prozesse des Ladungsträgereinfangs in den verwendeten Substratmaterialien.
Abbildung 5.13 zeigt die Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer τ_e von

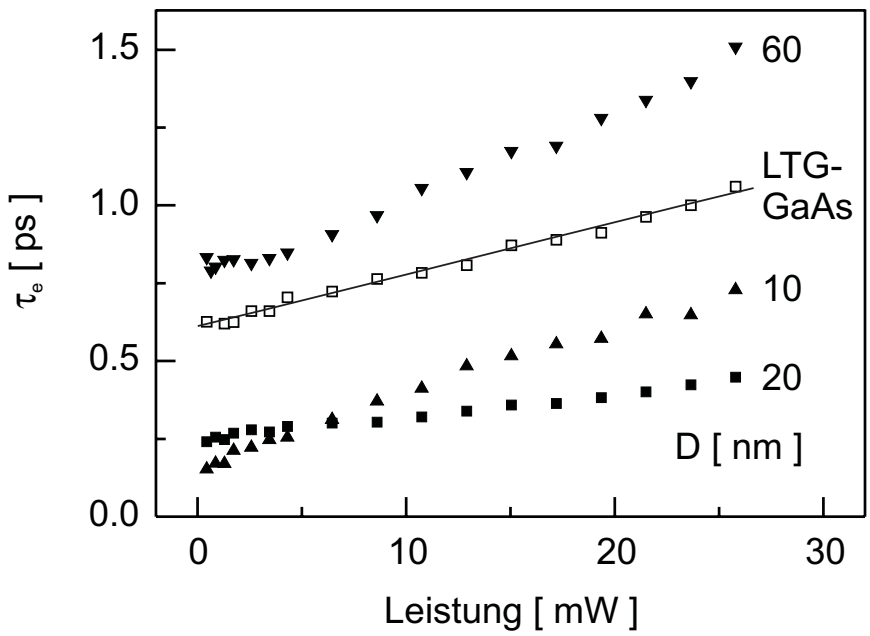


Abbildung 5.13: Elektronenlebensdauer als Funktion der mittleren optischen Leistung pro Strahl für LTG-GaAs bzw. ErAs:GaAs verschiedener Übergitterperioden. Für ErAs:GaAs mit D = 10 nm und D = 20 nm werden Daten aus Kurzstrecken-Pulspropagationsmessungen bei einem mittleren elektrischen Feld von 25 $\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ gezeigt, im Fall von LTG-GaAs und ErAs:GaAs mit D = 60 nm sind Daten aus Photostrom-Autokorrelationsmessungen bei einem mittleren Feld von 7.5 $\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung eines auf Heizeffekten basierenden Modells nach Gleichung (5.59) für LTG-GaAs.

der mittleren optischen Leistung pro Strahl für ErAs:GaAs verschiedener Übergitterperioden sowie für LTG-GaAs. Im Fall von ErAs:GaAs mit Übergitterperioden von 10 nm und 20 nm wurden zur Bestimmung von τ_e Kurzstrecken-Pulspropagationsmessungen bei einer Vorspannung von 5.0 V, d.h. einem mittleren elektrischen Feld von 25 $\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ verwendet. Zur Bestimmung der Elektronenlebensdauern in LTG-GaAs und ErAs:GaAs mit einer Übergitterperiode von 60 nm kamen Photostrom-Autokorrelationsmessungen bei einer Spannung von 2.25 V, d.h. einem mittleren Feld von 7.5 $\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ zum Einsatz. Aufgrund der sehr verschiedenen experimentellen Gegebenheiten bei Photostrom-Autokorrelationsmessungen und Kurzstrecken-Pulspropagationsmessungen, insbesondere den stark unterschied-

lichen Verhältnissen zwischen konstanten und verzögerungsabhängigen Signalbeiträgen (siehe Abschnitte 5.2 und 5.4), war die Bestimmung der Intensitätsabhängigkeiten von τ_e bei gleichen mittleren Feldstärken nicht möglich. Im Fall der Autokorrelationsmessungen betrug der Laserfleckdurchmesser ungefähr $4\,\mu$m, für die Kurzstrecken-Pulspropagationsmessungen wurden Laserfleckdurchmesser von ungefähr $3\,\mu$m verwendet. Da diese Durchmesser in den hier vorgestellten Experimenten bestenfalls mit einer Genauigkeit von $0.5\,\mu$m abgeschätzt werden können, wurde auf die Konvertierung der angegebenen mittleren Leistungen in Intensitäten verzichtet. Die in Abbildung 5.13 angegebene optische Leistung ist die mittlere optische Leistung pro Einzelstrahl. Aufgrund der räumlichen Überlagerung der beiden Laserflecken in den Autokorrelationsmessungen ergibt dies ein Verhältnis der mittleren Intensitäten in den Autokorrelations- und Kurzstrecken-Propagationsexperimenten von ungefähr $\frac{2}{(2\,\mu\mathrm{m})^2} \,/\, \frac{1}{(1.5\,\mu\mathrm{m})^2} = 1.125$.
Alle betrachteten Materialien zeigen eine annähernd lineare Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer τ_e von der mittleren Intensität, so dass wie im Fall der Feldabhängigkeit von τ_e (siehe Abschnitt 5.7) eine gemeinsame Ursache für die Intensitätsabhängigkeiten in ErAs:GaAs und LTG-GaAs wahrscheinlich erscheint. Die unterschiedlichen Steigungen der Intensitätsabhängigkeiten für ErAs:GaAs mit D = 10 nm und D = 20 nm, die zum Schnitt der beiden Kurven bei einer Leistung von ca. 6.5 mW führen, sind aller Wahrscheinlichkeit auf unterschiedlich stark fokussierte Laserstrahlen in den beiden Experimenten zurückzuführen. In Kontrollexperimenten mit bewusst variierten Fokussen konnte dieser Effekt nachvollzogen werden, allerdings konnte auch abgeschätzt werden, dass im Fall des verwendeten 100-fach Mikroskopobjektives Fokusvariationen, die zu der gezeigten Änderung der Steigung führen, an der Grenze des mithilfe konventioneller Mikrometerschrauben (siehe Abschnitt 5.2) kontrollierbaren Bereiches liegen.
Nicht zuletzt aufgrund dieser experimentellen Unsicherheiten kann wie für die Feldabhängigkeit von τ_e auch für die Intensitätsabhängigkeit von τ_e lediglich eine qualitative Diskussion der zugrundeliegenden Ursachen gegeben werden. Ungeachtet dieser mikroskopischen Mechanismen besitzen die in Abbildung 5.13 gezeigten Daten ihre Bedeutung zur Abschätzung der in zeitaufgelösten Transportexperimenten zu erwartenden Zeitauflö-

sung.
Der Haupteffekt der Intensitätserhöhung ist die Erhöhung der freien Ladungsträgerdichten in den Bändern. Mithilfe von Gleichung (4.13) kann der Spitzenwert n_0 der durch einen Laserpuls generierten Elektronendichte zu

$$n_0 = (1 - R)\,\frac{T_\mathrm{L} P}{\hbar\omega_0}\,\frac{1}{\pi r_l^2 \kappa} \tag{5.55}$$

abgeschätzt werden. Hierbei gibt $R = 0.32$ den Reflexionsfaktor der GaAs Oberfläche nach Gleichung (4.14) an, $T_\mathrm{L} = 13.2\,\mathrm{ns}$ und $\hbar\omega_0 = 1.55\,\mathrm{eV}$ sind die Repetitionszeit der Laserpulse bzw. die Photonenenergie und P bezeichnet die über die Repetitionszeit gemittelte Leistung des Laserpulses. r_l und κ geben den Radius des Laserflecks bzw. die Absorptionslänge des Laserlichts an. Unter Zugrundelegung von $r_l = 2\,\mu\mathrm{m}$ im Fall der Autokorrelationsexperimente und von $\kappa = 662\,\mathrm{nm}$ für LTG-GaAs bzw. $\kappa = 936\,\mathrm{nm}$ für ErAs:GaAs (siehe Abschnitt 4.3.1) folgen aus Gleichung (5.55) für eine mittlere Leistung von $2\,\mathrm{mW}$ pro Strahl Elektronendichten von $9 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ bzw. $6 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Unter Berücksichtigung der Photoionisation von $\mathrm{As}^0_\mathrm{Ga}$ Zuständen zu $\mathrm{As}^+_\mathrm{Ga}$ Zuständen befindet sich die anfängliche Elektronendichte in LTG-GaAs nach Beleuchtung durch einen Laserpuls damit in der Größenordnung der Dichte der zur Verfügung stehenden Elektronen-Einfangzentren (siehe Abbildung 3.1), so dass Störstellensättigung eintritt. Für photogenerierte Ladungsträgerdichten in der Größenordnung der Störstellendichte bestimmt nicht länger allein die für den Einfang eines Elektrons in einen ionisierten $\mathrm{As}^+_\mathrm{Ga}$ Donatorzustand charakteristische Zeit den Zerfall der Elektronendichte im Leitungsband. Stattdessen wächst aufgrund der steigenden Besetzung der zur Verfügung stehenden Einfangzentren der Einfluss der für die Entleerung der über das thermische Gleichgewicht hinaus besetzten $\mathrm{As}^0_\mathrm{Ga}$ Zustände relevanten Zeitskala. In einfachen Modellen ist ein Anstieg der beobachteten Elektronenlebensdauer bereits ab einer im Vergleich zur Störstellendichte um eine Größenordnung geringeren Ladungsträgerdichte zu beobachten. Für Ladungsträgerdichten oberhalb der Störstellendichte bestimmt die Störstellenentleerungszeit den Zerfall der freien Elektronendichte im Leitungsband. Zumindestens im Fall von LTG-GaAs ist damit Störstellensättigung eine plausible Erklärung für die beobachtete Intensitätsabhängigkeit der Elektronenlebensdauer. Die Tatsache, dass lediglich ein Anstieg und keine Sättigung der Elektronenlebensdauer als Funktion der

Intensität beobachtet wird, zeigt, dass die photogenerierte Ladungsträgerdichte noch unterhalb der nach Beleuchtung zur Verfügung stehenden Störstellendichte liegt. Im Fall von ErAs:GaAs kann eine Abschätzung der Dichte der Elektroneneinfangzentren mithilfe der Flächendichte der ErAs Inseln von ca. $7 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ und der Übergitterkonstanten vorgenommen werden. Für D = 20 nm ergibt dies eine mittlere Störstellendichte von $3 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, so dass auch hier Störstellensättigung als eine plausible Erklärung für das Intensitätsverhalten von τ_e angesehen werden kann. Um Effekte aufgrund von Störstellensättigung weitgehend ausschließen zu können, wurden alle in den vorausgegangenen Abschnitten dieses Kapitels beschriebenen Messungen nach Maßgabe des Signal-Rauschverhältnisses bei möglichst niedrigen Intensitäten durchgeführt. Die Extrapolation der in Abbildung 5.13 gezeigten Daten läßt für die Experimente der vorausgehenden Abschnitte lediglich einen geringen Fehler gegenüber der nicht durch Sättigungseffekte verlängerten Elektronenlebensdauer erwarten.
Ein zweiter, nicht zu vernachlässigender Effekt der Intensitätserhöhung ist die zunehmende Aufheizung des Probenvolumens im Diodenbereich. Verghese et al. beobachten an einer MSM-Diode auf LTG-GaAs unter Laserbeleuchtung mit einer Wellenlänge von 810 nm bei einem Laserfleckdurchmesser von $8\,\mu$m eine Aufheizung von 1.9 K pro Milliwatt eingestrahlter Laserleistung [246]. Für den in den Autokorrelationsexperimenten verwendeten Laserfleckdurchmesser von $4\,\mu$m resultiert daraus eine Heizrate von $3.7\,\frac{\mathrm{K}}{\mathrm{mW}}$ [246]. Ausgehend von diesem Ergebnis kann nach Gleichung (5.49) sowohl die Temperaturabhängigkeit von σ_e als auch von $\langle v \rangle$ Einfluss auf die Intensitätsabhängigkeit von τ_e nehmen. Dabei ist auch hier die bereits in Abschnitt 5.7 diskutierte, unterschiedliche Relevanz der von σ_e und $\langle v \rangle$ abhängigen mikroskopischen Elektroneneinfangzeit $\hat{\tau}_e$ für die makroskopisch beobachtbare Elektronenlebensdauer τ_e in ErAs:GaAs bzw. LTG-GaAs zu beachten.
Für Temperaturen oberhalb von 250 K sind die Einfangprozesse thermisch aktiviert und σ_e gehorcht einer Temperaturabhängigkeit der Form $\sigma_e(T) = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{E_\mathrm{A}}{k_\mathrm{B}T}\right)$ [228, 234, 247–249], wobei E_A die Aktivierungsenergie des Elektronen-Einfangquerschnittes und σ_∞ seinen Hochtemperatur-Grenzwert bezeichnen. Für verschwindende bzw. kleine elektrische Felder besitzt E_A ein positives Vorzeichen [227–229, 234, 247–250], so dass σ_e mit steigender Temperatur wächst. τ_e würde damit im Widerspruch zu den in Abbildung 5.13 gezeigten Daten als Funktion der Temperatur,

d.h. der optischen Leistung sinken. Unter dem Einfluss elektrischer Felder kommt es allerdings zu einer starken Abnahme von E_{A}. Für Fe^{3+}-Störstellen in InP sagen Isler et al. mit steigendem Feld einen Rückgang von E_{A} auf Null voraus [229], Dadgar et al. finden experimentell in Übereinstimmung mit diesen Ergebnissen eine deutliche Reduzierung von E_{A} mit steigender Feldstärke [227]. Im Fall von EL2-Defekten in GaAs tritt sogar ein Vorzeichenwechsel in E_{A} auf [234, 250], so dass ab einer gewissen Feldstärke eine Abnahme von σ_e mit steigender Temperatur zu beobachten ist. Isler et al. zufolge hängt der Effekt eines elektrischen Feldes auf σ_e in empfindlicher Weise von der materialspezifischen Kopplungsstärke zwischen Elektronen und Kristallgitter ab [229]. Da für LTG-GaAs bislang keine systematischen Untersuchungen zur Feldstärken- und Temperaturabhängigkeit von σ_e vorliegen, kann an dieser Stelle lediglich auf die Möglichkeit einer negativen Barrierenenergie E_{A} hingewiesen werden. Eine derartige Situation hätte eine Abnahme von σ_e als Funktion der Temperatur zur Folge und würde wegen $\tau_e \propto 1/\sigma_e$ im Ansatz den in Abbildung 5.13 gezeigten Daten entsprechen.
Die Abschätzung der Temperaturabhängigkeit der mittleren Elektronengeschwindigkeit $\langle v \rangle$ erfordert wie die Bestimmung ihrer Feldabhängigkeit die Lösung der Boltzmanngleichung bzw. die Betrachtung der relevanten Streumechanismen in Monte Carlo Rechnungen unter Berücksichtigung transienter Geschwindigkeitseffekte (siehe Abschnitt 5.7). Als temperaturabhängige Streumechanismen fließen dabei in erster die Linie LO-Phononenstreuung innerhalb des Γ-Tals der Bandstruktur sowie die LO-, TA- und LA-Phononenstreuung zwischen den Tälern der Bandstruktur ein. Die starke Zunahme der Phononestreuung mit zunehmender Temperatur lässt eine Abnahme von $\langle v \rangle$ als Funktion der Temperatur und damit in Übereinstimmung mit den Daten aus Abbildung 5.13 einen Anstieg von τ_e als Funktion der Intensität erwarten.
Zur Illustration der Temperaturabhängigkeit von $\langle v \rangle$ als Ursache für die in Abbildung 5.13 gezeigte Intensitätsabhängigkeit der Elektronenlebensdauer τ_e soll in einem sehr stark vereinfachenden Modell nach Dadgar et al. [227] τ_e als

$$\tau_e = \frac{1}{N_t \sigma_e v_n(T)} \tag{5.56}$$

dargestellt werden. $\langle v \rangle$ wird in diesem Modell mit der temperaturabhän-

gigen Driftgeschwindigkeit $v_n(T)$ der Elektronen im stationären Zustand gleichgesetzt. Die Zahl der besetzbaren Einfangzentren wird im Limit niedriger Ladungsträgerdichte als unabhängig von der Dichte der photogenerierten Elektronen angenommen und mit der Gesamtstörstellendichte N_t identifiziert. Die Intensitätsabhängigkeit von τ_e würde Gleichung (5.56) zufolge dann zunächst unter Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit von σ_e durch die Temperaturabhängigkeit von $v_n(T)$ erklärt werden.
In einem heuristischen Modell geben Hirakawa et al. [40, 251] die Temperaturabhängigkeit der Elektronen-Driftgeschwindigkeit unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen Phononenstreuung an. Die Elektronenstreurate unter Phononenabsorption wird als proportional zur Besetzungswahrscheinlichkeit $N(T, \hbar\omega)$ eines Phononenzustandes angenommen, die Streuung unter Phononenemission ist dann proportional zu $N(T, \hbar\omega) + 1$. Die Gesamtstreurate ergibt sich damit zu $2N(T, \hbar\omega)+1$, woraus schließlich

$$v_n(T) = \frac{v_n(0)}{2N(T, \hbar\omega) + 1} \tag{5.57}$$

folgt, wobei

$$N(T, \hbar\omega) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_\mathrm{B}T}\right) - 1} \tag{5.58}$$

die Bose-Verteilung der Phononen beschreibt. $\hbar\omega$ ist die mittlere Energie der an den Streuvorgängen beteiligten Phononen und beträgt für GaAs 24 meV [203]. Die qualitative Form der durch Gleichungen (5.57) und (5.58) angegebenen Temperaturabhängigkeit der Elektronendriftgeschwindigkeit befindet sich in Übereinstimmung mit der von Houston et al. durch Näherung der Boltzmanngleichung hergeleiteten Temperaturabhängigkeit der Sättigungsdriftgeschwindigkeit von Elektronen in GaAs [252]. Mithilfe der Gleichungen (5.56) bis (5.58) kann die Temperaturabhängigkeit der Elektronenlebensdauer zusammenfassend mit

$$\tau_e = \frac{1}{N_t \sigma_e v_n(0)} \frac{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_\mathrm{B}T}\right) + 1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_\mathrm{B}T}\right) - 1} \tag{5.59}$$

angegeben werden.

Verghese et al. finden zur Beschreibung der optischen Aufheizung den Zusammenhang $T = 295\,\mathrm{K} + 2gP$ zwischen der Temperatur T des beleuchteten Probenvolumens und der mittleren optischen Leistung pro Strahl P [246]. g ist hierbei der von der Geometrie des Laserflecks abhängige Temperaturkoeffizient der optischen Aufheizung. Unter Ausnutzung dieser Relation kann Gleichung (5.59) an die experimentellen Daten aus Abbildung 5.13 angepasst werden. Als Fitparameter dienen hierbei der Koeffizient g sowie $1/N_t\sigma_e v_n(0)$. Für g ergibt sich in guter Übereinstimmung mit den Daten aus [246] ein Wert von $4.2\,\frac{\mathrm{K}}{\mathrm{mW}}$, für $1/N_t\sigma_e v_n(0)$ findet sich 265 fs. Dieser Wert steht zunächst im Widerspruch zu $1/N_t\sigma_e v_n(0) \approx 10\,\mathrm{ps}$ gemäß einer Abschätzung aus Literaturdaten mit $N_t = 1 \times 10^{18}\,cm^{-3}$ (siehe Abbildung 3.1), $\sigma_e = 5 \times 10^{-15}\,\mathrm{cm}^2$ [123,142,253] und $v_n(0) \approx 2\times10^7\,\frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{s}}$ [196,237,238,252]. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die in [123, 142, 253] angegebenen Einfangquerschnitte für den feldfreien Fall bzw. für den Fall kleiner elektrischer Felder gelten, sowie der Möglichkeit des Anstiegs dieses Einfangquerschnittes um mehrere Größenordnungen unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes [227,229,234,235,250] kann das Modell nach Gleichung (5.59) dennoch nicht verworfen werden. Die Berücksichtigung einer möglichen Temperaturabhängigkeit von σ_e in Form einer thermischen Aktivierung von σ_e führt nicht zu einer Verbesserung des Modells.
Während Modelle, die auf Abhängigkeiten der mikroskopischen Einfangzeit $\hat{\tau}_e$ vom elektrischen Feld bzw. der Temperatur beruhen, für LTG-GaAs Ansätze zur Erklärung der beobachteten Abhängigkeiten von τ_e liefern können, sind derartige Modelle für ErAs:GaAs insbesondere im Fall großer Übergitterperioden nur eingeschränkt anwendbar, da dann τ_e nicht die den Einfangprozess bestimmende Größe ist. Wie in Abschnitt 5.5 gezeigt werden konnte, ist die für die Bestimmung der Elektronenlebensdauer in ErAs relevante Größe die ambipolare Diffusionskonstante D^* nach Gleichung (5.33). Der Versuch, die Intensitätsabhängigkeit der Elektronenlebensdauer in ErAs:GaAs mithilfe eines einfachen Modells durch die Temperaturabhängigkeit der ambipolaren Diffusionskonstante nach Gleichung (5.33) zu erklären, schlug jedoch fehl. Der Ansatzpunkt dieses Versuches waren die Temperaturabhängigkeiten der Beweglichkeiten $\mu_n \propto T^{\gamma_1}$ und $\mu_p \propto T^{\gamma_2}$ unter der Annahme $\gamma_1 \approx -1.2$ und $\gamma_2 \approx -2.2$ [203], wobei T wie im Vorausgehenden durch die Aufheizung des Substratmaterials unter Beleuchtung kontrolliert wurde.

Zusammenfassend kann weder die Störstellensättigung noch einer der auf der Temperaturerhöhung des Substratmaterials durch die Laserbeleuchtung basierenden Effekte als Ursache für die beobachtete Intensitätsabhängigkeit der Elektronenlebensdauer ausgeschlossen werden. Angesichts der qualitativ sehr ähnlichen Intensitätsabhängigkeiten in LTG-GaAs und ErAs:GaAs erhält jedoch die Störstellensättigung als auf beide Materialien anwendbarer Mechanismus besonderes Gewicht.

5.9 Störstellenentleerung in ErAs:GaAs

Werden Strukturen auf ErAs:GaAs Substraten mit Übergitterperioden von 40 nm und darunter mithilfe von Autokorrelationsmessungen bei gegenüber den in den Abschnitten 5.3 und 5.5 diskutierten Messungen erhöhten Vorspannungen und Intensitäten charakterisiert, so ergibt sich ein von der in Abbildung 5.3 gezeigten Autokorrelationsmessung abweichendes Bild. Abbildung 5.14 zeigt eine Serie von Autokorrelationsmessungen an ErAs:GaAs Proben mit D = 10 nm, D = 20 nm, D = 40 nm und D = 60 nm bei einer Vorspannung von 10 V und einer mittleren optischen Leistung von 6.5 mW pro Strahl. Der zu $\tau = 0$ symmetrische, starke Rückgang des Autokorrelationsstromes ist der bereits in Abschnitt 5.3 diskutierte Autokorrelationspeak. Sein Verhalten als Funktion der Übergitterperiode befindet sich in Übereinstimmung mit der in Abschnitt 5.5 erörterten Übergittergitterperiodenabhängigkeit der Elektronenlebensdauer. Darüber hinaus konnte in Messungen ohne Signalmittelung die Zusammensetzung dieses Minimums aus einem oszillierenden sowie einem nichtoszillierenden Signalanteil verifiziert werden.
Zusätzlich zu dem bereits bekannten Autokorrelationspeak tritt in den in Abbildung 5.14 gezeigten Messungen eine ebenfalls zum Überlapp der beiden Laserpulse symmetrische Überhöhung des Autokorrelationsstromes auf. Die Amplitude dieser Überhöhung weist als Funktion der Übergitterperiode einen starken Rückgang auf. Während die Messung an einer Probe mit D = 10 nm ein stark ausgeprägtes Maximum zeigt, befindet sich die Amplitude des Maximums für D = 40 nm bereits an der Beobachtbarkeitsgrenze. Für D = 60 nm tritt kein Maximum mehr auf.
Die für das Auftreten des beobachteten Strommaximums möglichen Ursachen können in zwei prinzipiell verschiedene Klassen unterteilt werden.

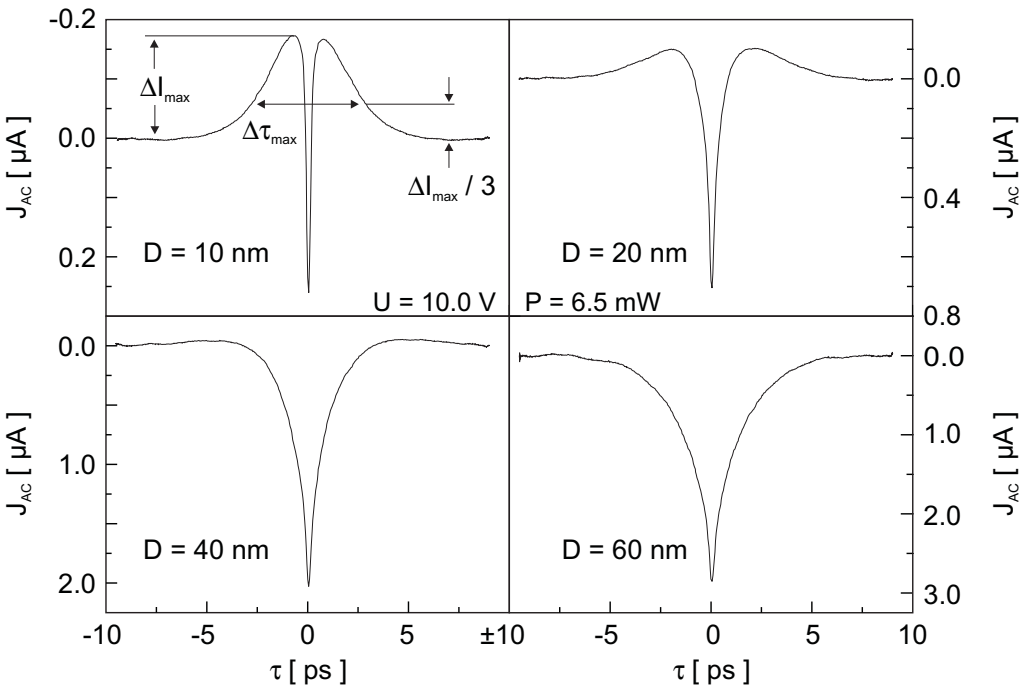


Abbildung 5.14: Autokorrelationsmessungen an einer Serie von ErAs:GaAs Proben mit verschiedenen Übergitterperioden bei einer Vorspannung von 10 V und einer mittleren optischen Leistung von 6.5 mW pro Strahl. Dargestellt ist der Wechselstromanteil des Autokorrelationssignals. Der obere linke Teil der Abbildung definiert die in Abbildung 5.17 dargestellten Größen $\Delta I_{\max}$ und $\Delta\tau_{\max}$.

Einerseits kommen lokale Ursachen in Frage, d.h. also Mechanismen, die auf eine lokale Veränderung der Eigenschaften des durch den ersten Laserpuls beleuchteten Diodenvolumens zurückzuführen sind und mithilfe des zweiten Laserpulses dadurch detektiert werden, dass sie zu einer Erhöhung des von ihm hervorgerufenen Photostromes führen. Andererseits sind auch nichtlokale Ursachen für das Auftreten des beobachteten Photostrommaximums denkbar. Dies sind im Unterschied zur ersten Ursachengruppe Mechanismen, in denen der erste Laserpuls zu einer entlang des Wellenleiters ausbreitungsfähigen elektromagnetischen Störung, d.h. einer Feldüberhöhung führt, die ihrerseits eine Überhöhung des durch den zweiten Laserpuls hervorgerufenen Photostromes bewirkt. Unabhängig

von dieser Klassifizierung der möglichen Ursachen zeigen die Messungen aus Abbildung 5.14 bereits, dass die für den Zerfall der zugrundeliegenden Störung relevante Zeitkonstante im Bereich einiger Pikosekunden liegt.
Zur weiteren Unterscheidung der Ursachen des Strommaximums im Sinne der diskutierten Klassifizierung wurden Autokorrelationsexperimente mit einem im Vergleich zu den in Abbildung 5.14 gezeigten Messungen veränderten Beleuchtungsschema durchgeführt. Während die bereits gezeigten Messungen mit im Zentrum der Wellenleiterlücke (siehe Abbildung 4.3) räumlich überlagerten Laserflecken durchgeführt wurden, wurden vergleichende Messungen mit gegeneinander entlang der Wellenleiterlücke verschobenen Laserflecken durchgeführt. Abbildung 5.15 zeigt im oberen Teil die beiden Extremfälle dieses Beleuchtungsschemas: Im linken Abbildungsteil befinden sich die Laserflecken im räumlichen Überlapp, im rechten Abbildungsteil sind sie an die beiden Enden der Wellenleiterlücke positioniert.
In Messungen, die mit überlappenden Laserflecken (Konfiguration 1) durchgeführt werden, haben sowohl lokale als auch nichtlokale Effekte der beiden Laserpulse Auswirkungen auf den mittleren Photostrom als Funktion der relativen Verzögerung τ zwischen den Laserpulsen. Im Gegensatz dazu werden mit nicht überlappenden Laserflecken (Konfiguration 2) lediglich Effekte aufgrund nichtlokaler Auswirkungen der Laserpulse in Abhängigkeit von τ detektiert, so dass der Vergleich zweier ansonsten identischer Messungen in Konfiguration 1 bzw. 2 die nähere Eingrenzung der Ursache des beobachteten Strommaximums erlaubt. Die Kopplung der beiden beleuchteten Diodenregionen in Konfiguration 2 wird durch den Wellenleitereffekt der Lücke des eigentlichen Hauptwellenleiters bewirkt. Ähnlich wie koplanare Wellenleiter (siehe Abbildung 4.3) und koplanare Streifenleitungen (siehe Abbildung 5.7) bilden auch sogenannte Schlitzleitungen, d.h. schlitzförmige Unterbrechungen ausgedehnter Metallflächen, Hochfrequenz-Wellenleitungen [218]. Die Unterbrechung des koplanaren Wellenleiters der Autokorrelationsstrukturen (siehe Abbildung 4.3) bildet somit eine senkrecht zur Richtung dieses Hauptwellenleiters verlaufende Mini-Schlitzleitung innerhalb des Mittelstreifens des Hauptwellenleiters. Das Zustandekommen des Korrelationssignals in Konfiguration 2 verläuft daher in völliger Analogie zur Signalentstehung in den in Abschnitt 5.4 diskutierten Kurzstrecken-Pulspropagationsexperimenten und gewährleistet dadurch die Unabhängigkeit des Messergebnisses von durch die beiden

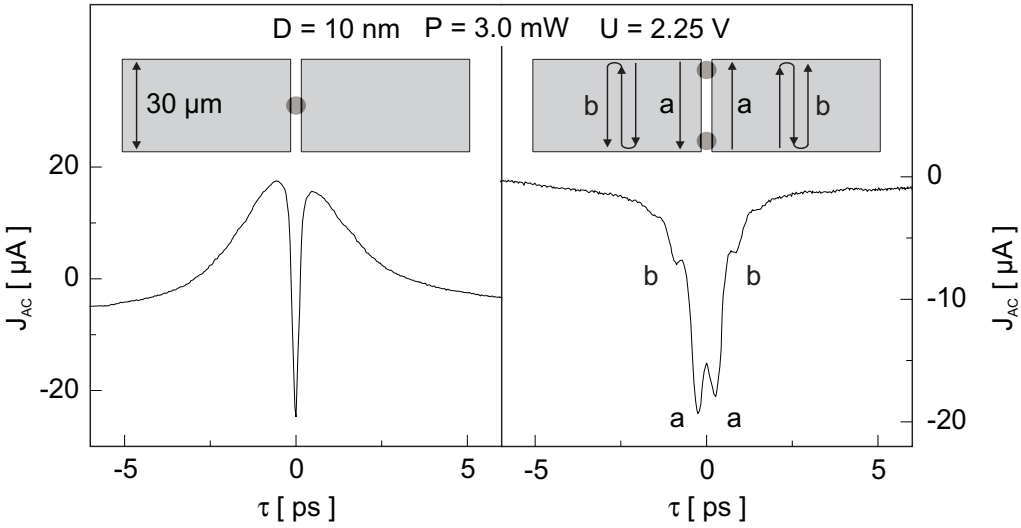


Abbildung 5.15: Autokorrelationsmessungen mit räumlich überlappenden bzw. gegeneinander entlang der Wellenleiterlücke verschobenen Laserflecken an einer ErAs:GaAs Probe mit einer Übergitterperiode von 10 nm. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Ergebnis der Messungen, der obere Teil skizziert die jeweils verwendete Justage der Laserflecken. Für beide Messungen wurden eine Vorspannung von 2.25 V und eine mittlere optische Leistung von 3.0 mW pro Strahl verwendet.

Laserpulse bewirkten lokalen Störungen.
Abbildung 5.15 zeigt die Ergebnisse von Messungen in Konfiguration 1 (links) und Konfiguration 2 (rechts) an einer ErAs:GaAs Probe mit einer Übergitterperiode von 10 nm. Für beide Messungen wurden eine Vorspannung von 2.25 V und eine mittlere optische Leistung von 3.0 mW pro Strahl verwendet. Während Konfiguration 1 in völliger Entsprechung zu Abbildung 5.14 das bereits bekannte Bild ergibt, weist die in Konfiguration 2 durchgeführte Messung kein Maximum auf und zeigt damit, dass eine lokale Veränderung der Eigenschaften des Diodenvolumens nach der Beleuchtung durch den ersten Laserpuls die Ausbildung des Strommaximums bewirkt. Die aus insgesamt vier überlagerten Peaks bestehende Struktur des Signals der Messung in Konfiguration 2 kann anhand der Überlegungen aus Abschnitt 5.4 leicht als die Detektion der durch einen der beiden Laserpulse verursachten Störung des elektrischen Feldes in der

Wellenleiterlücke verstanden werden. Diese Anregung der Mini-Schlitzleitung propagiert von ihrem Entstehungsort zum Auftreffort des zweiten, zeitverzögerten optischen Pulses und wird dort als Rückgang des Photostromes detektiert. Die in Abbildung 5.15 als Peak a markierten Strukturen entstehen durch die direkte Detektion dieser Wellenleiteranregung, die als Peak b markierten Strukturen entstehen aufgrund der an den Enden der Mini-Schlitzleitung reflektierten Wellenleiteranregungen, die entsprechend der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Mini-Schlitzleitung zeitverzögert auftreten. Aus den Positionen der beiden Peaks erster Ordnung und der Länge der Wellenleiterlücke von $30\,\mu$m ergibt sich eine Signalausbreitungsgeschwindigkeit von 0.38 c. Dieser Wert befindet sich in hervorragender Übereinstimmung mit der aus der mittleren quasistatischen Dielektrizitätszahl der Schlitzleitung bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeit von $v_{\mathrm{qs}} = \sqrt{2/(\epsilon_{\mathrm{r}}+1)}\,c = 0.38\,\mathrm{c}$ für GaAs [218]. Experimente mit variierendem Laserfleckabstand zeigen die zu erwartende lineare Abhängigkeit der Peakpositionen vom Abstand der beiden Laserflecken. Sobald der Abstand der beiden Laserflecken in derartigen Experimenten in den Bereich ihres Durchmessers gelangt, ist mit steigendem Überlapp der beiden Laserflecken ein kontinuierliches Anwachsen des im linken Teil von Abbildung 5.15 gezeigten Maximums zu beobachten, so dass auch dieses Experiment eine lokale Veränderung der Eigenschaften des Diodenvolumens als Ursache des Strommaximums nahelegt.
Ähnlich wie in Konfiguration 2 sollten auch in Konfiguration 1 die Reflexionen des auf der Mini-Schlitzleitung angeregten elektrischen Pulses beobachtbar sein. Aufgrund der kurzen Laufstrecke der ersten Reflexion von nur $30\,\mu$m fallen diese Reflexionen jedoch bei Verzögerungen von $\tau = \pm\,260\,\mathrm{fs}$ in die sehr steilen Flanken des zentralen Minimums der im linken Teil von Abbildung 5.15 gezeigten Kurve und sind somit nicht beobachtbar. Werden die beiden überlagerten Laserflecken an eines der Enden der Mini-Schlitzleitung verschoben, dann sind aufgrund der verlängerten Laufstrecke der reflektierten Pulse auch in dieser der Konfiguration 1 entsprechenden Situation die erwarteten Reflexionen beobachtbar.
Abbildung 5.16 zeigt einen stark vereinfachenden Ansatz zur Erklärung des im Signal der Autokorrelationsmessungen beobachteten Maximums. Dargestellt ist der Verlauf der Leitungsbandkante einer MSM-Diode auf ErAs:GaAs im Bereich eines der beiden Schottky-Kontakte der Diode unter Berücksichtigung des durch die erste ErAs Inselschicht modifizierten

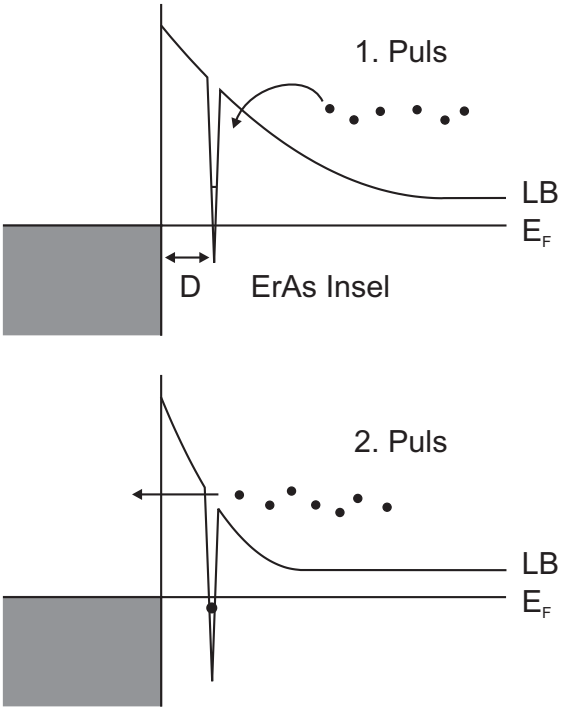


Abbildung 5.16: Hypothetisches Modell für die Entstehung des beobachteten Maximums im Signal der Autokorrelationsmessungen. Dargestellt ist der Verlauf der Leitungsbandkante einer MSM-Diode auf ErAs:GaAs senkrecht zur Probenoberfläche im Bereich eines der beiden Schottky-Kontakte der Diode unter Berücksichtigung des durch die erste ErAs Inselschicht modifizierten Potentialverlaufs.

Potentialverlaufs. Störstellen in tieferliegenden ErAs Inselschichten sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Die zunächst unbesetzten Störstellenzustände werden durch den Einfang der durch den ersten Laserpuls generierten Elektronen teilweise besetzt. Die dadurch im Bereich der Verarmungszone entstehende zusätzliche, ortsfeste Ladungsdichte führt zu einer Reduzierung der Schottkybarrierenbreite. Die durch den zweiten Laserpuls erzeugten Ladungsträger besitzen somit eine im Vergleich zu den Ladungsträgern des ersten Laserpulses erhöhte Wahrscheinlichkeit für das Durchtunneln der Schottkybarriere, die sich in den Messungen in Form eines erhöhten Autokorrelationsstromes manifestiert. Dieser erhöhte Photostrom bleibt solange bestehen, bis die in den Stör-

stellen lokalisierten Elektronen des ersten Laserpulses entweder ebenfalls in den Metallkontakt getunnelt oder rekombiniert sind. Die hierfür in den Abbildungen 5.14 und 5.15 beobachtete Zeitskala von einigen Pikosekunden scheint zumindestens qualitativ in Übereinstimmung mit dieser Vorstellung zu stehen. Die Übergitterabhängigkeit der Amplitude des Strommaximums folgt in diesem Modell aus der mit wachsendem Abstand der ersten Übergitterebene von der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter abnehmenden Reduzierung der Schottkybarrierenbreite. Mit wachsender Übergitterperiode des ErAs:GaAs Substratmaterials sinkt also die Zunahme der Tunnelwahrscheinlichkeit der durch den zweiten Laserpuls generierten Ladungsträger.
Abbildung 5.17 zeigt die Abhängigkeiten der in Abbildung 5.14 definierten, für das Strommaximum charakteristischen Größen $\Delta I_{\max}$ und $\Delta\tau_{\max}$ von der mittleren optischen Leistung pro Laserstrahl P und von der Vorspannung U der MSM-Diode. Die Intensitätsabhängigkeiten der gezeigten Größen sind in Übereinstimmung mit dem diskutierten Modell einfach zu verstehen. Durch eine Intensitätserhöhung steigt die Dichte der durch den ersten Laserpuls erzeugten Elektronenpopulation und somit die Dichte der besetzten ErAs Inseln im Kontaktbereich. Dies führt zu einer mit der Intensität wachsenden Bandverbiegung und hat eine sinkende Breite der Schottkybarriere und dadurch bedingt eine wachsende Amplitude $\Delta I_{\max}$ des Strommaximums zur Folge. Der Anstieg der charakteristischen Breite $\Delta\tau_{\max}$ des Strommaximums mit steigender Intensität resultiert aus der längeren Zeitspanne, die verstreicht, bis die erhöhte Ladungsdichte in den ErAs Inseln abgebaut ist. Unter der Annahme einer konstanten oder nur schwach intensitätsabhängigen Zeitkonstante für die Entleerung der durch Elektronen besetzten ErAs Inseln ist zwar die Zeit bis zum Rückgang dieser photoinduzierten Besetzung auf eine bestimmte relative Dichte intensitätsunabhängig, die Zeit bis zum Erreichen eines bestimmten Absolutwertes der Störstellenbesetzung nimmt jedoch mit steigender Intensität zu. Da die Bandverbiegung im Kontaktbereich durch die Kompensation der konstanten Grenzflächenladungsdichte an der Metall-Halbleiter Grenzfläche durch die Ladungsdichte in den Störstellen bestimmt wird, entsteht eine Intensitätsabhängigkeit der Breite $\Delta\tau_{\max}$ des Strommaximums.
Die Erklärung der im unteren Teil von Abbildung 5.17 gezeigten Spannungsabhängigkeiten von $\Delta I_{\max}$ und $\Delta\tau_{\max}$ erfordert ein über den hier vorgestellten Erklärungsansatz hinausgehendes Verständnis der Prozesse,

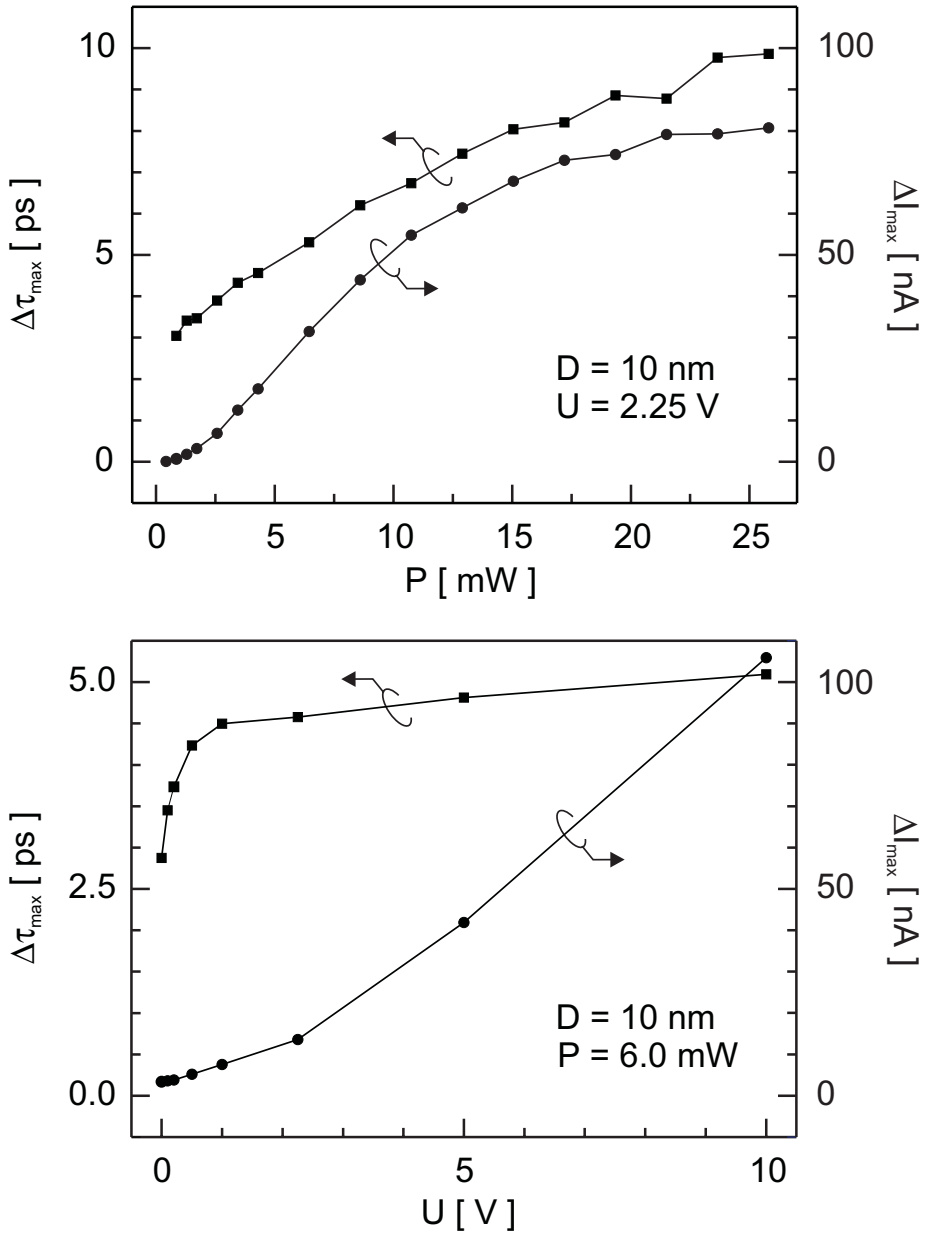


Abbildung 5.17: Abhängigkeiten der für das Strommaximum charakteristischen Größen $\Delta I_{\max}$ und $\Delta\tau_{\max}$ von der mittleren optischen Leistung pro Laserstrahl P und von der Vorspannung U der MSM-Diode. Die Definition von $\Delta I_{\max}$ und $\Delta\tau_{\max}$ geht aus Abbildung 5.14 hervor.

die zur Besetzung und zur Entleerung der ErAs Inseln führen, sowie der daraus resultierenden Bandverbiegung. Daher kann an dieser Stelle lediglich festgestellt werden, dass sich die im unteren Teil von Abbildung 5.17 gezeigten Daten zumindestens nicht in offensichtlichem Widerspruch zu dem einfachen Modell aus Abbildung 5.16 befinden.
Das im rechten Teil von Abbildung 5.15 gezeigte Experiment demonstriert durch seine aus überlappenden Peaks bestehende Signalstruktur die Notwendigkeit, zur Messung von Autokorrelationen in Konfiguration 1 möglichst kleine Laserfleckdurchmesser, d.h. Strukturen mit möglichst kleinen Wellenleiterlücken, zu verwenden. Ähnlich wie das Signal der Korrelationsmessungen in Konfiguration 2 als Summe mehrerer diskreter Peaks zustande kommt, kann das Signal einer Autokorrelationsmessung in Konfiguration 1 als Integral über die Einzelsignale der von jedem Punkt innerhalb des Laserfleckdurchmessers ausgehenden Störungen des elektrischen Feldes in der Wellenleiterlücke angesehen werden. Dies führt zu einer Laufzeitverbreiterung des resultierenden Gesamtsignals, die sich aus den mit dem räumlichen Intensitätsprofil gewichteten Laufzeiten der Signalbeiträge über den doppelten Laserfleckdurchmesser $2r_l$ ergibt. Unter der Annahme einer über den gesamten Laserfleck konstanten Intensität kann als Obergrenze für diese Laufzeitverbreiterung ein Wert von $4r_l/v_{\mathrm{qs}} = 2\sqrt{2(\epsilon_{\mathrm{r}}+1)}\,r_l/c$ angegeben werden. Für die in den Autokorrelationsmessungen dieses Kapitels verwendeten Laserfleckdurchmesser von typischerweise $4\,\mu$m folgt daraus eine Signalverbreiterung von 70 fs. Da dieser Wert aufgrund der räumlichen Gewichtung jedoch deutlich unterschritten werden sollte, liegt selbst im Fall der kürzesten mithilfe von Autokorrelationen gemessenen Ladungsträgerlebenszeit von 445±66 fs (ErAs:GaAs mit D = 40 nm) der experimentelle Fehler oberhalb der Laufzeitverbreiterung des Signals. Der Effekt der Laufzeitverbreiterung des Signals kann experimentell leicht durch eine Defokussierung der Laserflecken in Autokorrelationsmessungen demonstriert werden.

5.10 ErAs Inselschichten in InGaAs

Photoleitungsschalter auf GaAs-basierten Substratmaterialien wie LTG-GaAs oder ErAs:GaAs sind aufgrund der Bandlücke dieser Materialien von 1.42 eV bei Raumtemperatur auf Anwendungen bei Wellenlängen un-

terhalb von 875 nm limitiert. Um die hohe Bandbreite lebenszeitlimitierter MSM-Dioden in den für die optische Nachrichtenübertragung mithilfe von Glasfasern verwendeten Wellenlängenbereichen um 1.3 μm und 1.55 μm nutzen zu können, ist die Entwicklung von Substratmaterialien kurzer Ladungsträgerlebenszeiten mit Bandlücken in diesen Wellenlängenbereichen notwendig.
Zur Übertragung des an ErAs:GaAs erfolgreich umgesetzten Konzeptes, durch die Einbringung von ErAs Inseln kurze Ladungsträgerlebenszeiten in III-V Halbleitern hervorzurufen, auf Halbleitermaterialien mit geringeren Bandlücken wurde eine Übergitterstruktur aus ErAs Inselschichten in InGaAs Matrixmaterial realisiert. Die dabei verwendete, an die Gitterkonstante von InP Substraten angepasste Zusammensetzung $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ besitzt eine direkte Bandlücke von 0.74 eV bei Raumtemperatur [254] und ist damit für Photodioden bis zu Wellenlängen von 1.67 μm geeignet. Abbildung 5.18 zeigt die Struktur des von D. C. Driscoll am Materials Department der University of California, Santa Barbara für diese Experimente hergestellten ErAs:InGaAs Wafers (Wafer 010821A). Im Vergleich zu den ErAs:GaAs Wafern weist dieses Material eine wesentlich kompliziertere Schichtstruktur auf. Zunächst wurde zur Verbesserung der Kristallqualität sowohl zwischen das Substrat und die eigentliche Übergitterstruktur als auch im Anschluss an jede ErAs Inselschicht eine InAlAs Zwischenschicht eingefügt. Driscoll et al. beobachten unter Verwendung derartiger Zwischenschichten einen deutlichen Rückgang der Strukturdefekte in den Übergitterebenen [255, 256]. Ebenfalls in Experimenten von Driscoll et al. zeigen Proben, deren Struktur bis auf die fehlende Beryllium Dotierung dem in Abbildung 5.18 gezeigten Aufbau entspricht, deutliche n-Eigenleitung in Abhängigkeit von der pro Übergitterebene deponierten ErAs Menge. Während für eine nominelle ErAs Schichtdicke von 0.4 ML das Ferminiveau 8 meV über der Leitungsbandkante liegt, liegt es für eine ErAs Deposition von 3 ML 140 meV unterhalb der Leitungsbandkante. Für eine nominelle ErAs Schichtdicke von 2 ML ermitteln Driscoll et al. die Lage des Ferminiveaus 70 meV unterhalb der Leitungsbandkante. Der Schichtwiderstand pro Übergitterperiode dieses Materials ergibt sich zu $10^4\,\frac{\Omega}{\square}$ [255, 256] und liegt damit vier Größenordnungen unterhalb des Schichtwiderstandes pro Übergitterebene der in dieser Arbeit verwendeten ErAs:GaAs Proben [175].

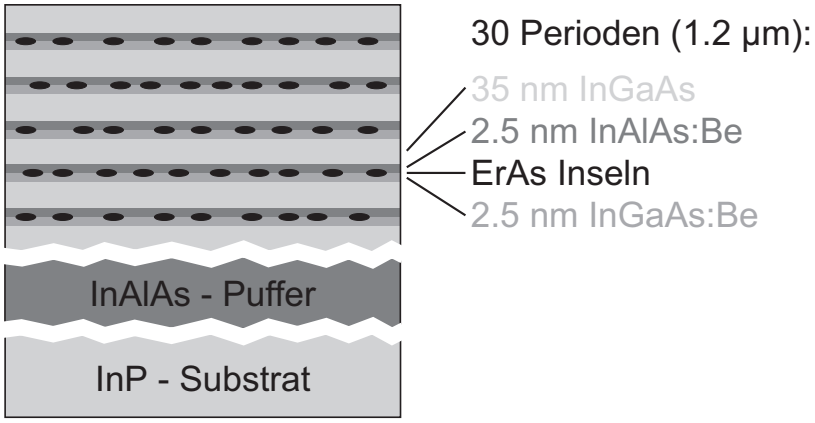


Abbildung 5.18: Schichtstruktur des ErAs:InGaAs Wafers (Wafer 010821A). Die an die Gitterkonstante des InP Substrates angepassten Kompositionen der InGaAs und InAlAs Schichten sind $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ und $In_{0.52}Al_{0.48}As$, die Berylliumkonzentration in den an die ErAs Insellagen angrenzenden InGaAs bzw. InAlAs Schichten beträgt $8\times10^{19}\,cm^{-3}$. Die nominelle Dicke der ErAs Schichten ist 1.75 ML.

Eine der Ursachen für diese, in ErAs:GaAs nicht beobachtete Dotierstoffwirkung der ErAs Inseln in InGaAs ist wahrscheinlich die im Vergleich zu GaAs deutlich geringere Schottkybarriere von InGaAs [257]. Dies erlaubt in ErAs:InGaAs einen energetisch vergleichsweise einfacheren Übertritt von Ladungsträgern aus den halbmetallischen ErAs Inseln in das Halbleitervolumen.
Da in Photodetektoranwendungen neben schnellen Antwortzeiten hohe Empfindlichkeiten und niedrige Dunkelströme erforderlich sind, sind für die verwendeten Substratmaterialien neben kurzen Ladungsträgerlebenszeiten ebenfalls hohe Beweglichkeiten und niedrige intrinsische Ladungsträgerdichten wünschenswert [61, 135, 136, 258]. Während hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten zu hohen Photoströmen, d.h. hohen Detektorempfindlichkeiten führen, gewährleisten geringe intrinsische Ladungsträgerdichten niedrige Dunkelströme und damit hohe Signal-Rauschabstände und Signalkontraste. Darüber hinaus wirken niedrige Dunkelströme der unnötigen Aufheizung des Bauelementes entgegen.
Zur Vermeidung der in undotierten ErAs:InGaAs Proben beobachteten hohen Ladungsträgerdichten von typischerweise $10^{12}\,cm^{-2}$ bei Raum-

temperatur für eine nominelle ErAs Schichtdicke von 2 ML wird daher eine Be-Kompensationsdotierung verwendet. Im Fall einer homogenen Dotierung der gesamten InGaAs Schichten führt dies zu einer starken Bandverbiegung [259]. Zur Kompensation der intrinsischen n-Leitfähigkeit des ErAs:InGaAs Übergitters unter Vermeidung dieser Bandverbiegung wurde jede der ErAs Inselschichten zwischen zwei hoch Be-dotierte InGaAs bzw. InAlAs Schichten eingebracht. Für die Kompensation einer ErAs Deposition von 1.75 ML pro Übergitterebene erweisen sich dabei 2.5 nm dicke Kompensationsschichten mit einer Berylliumkonzentration von $8 \times 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ als geeignet [259]. Der Nachteil dieses Konzeptes ist, dass sowohl bei einer Veränderung der Übergitterperiode als auch bei einer Variation der pro Übergitterebene deponierten ErAs Menge die Kompensationsschichten neu optimiert werden müssen. Der in Abbildung 5.18 gezeigte Wafer 010821A besitzt bei Raumtemperatur eine Ladungsträgerdichte von $10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ bei einer Elektronenbeweglichkeit von $3300\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ [259]. Der Schichtwiderstand pro Übergitterperiode dieses Materials ergibt sich daraus zu $10^7\,\frac{\Omega}{\square}$ und liegt damit zwar immer noch um eine Größenordnung unterhalb der Schichtwiderstände der ErAs:GaAs Proben, sollte allerdings für MSM-Dioden trotzdem sehr gut geeignet sein.
Unter Verwendung der in Abbildung 5.18 gezeigten ErAs:InGaAs Probe wurden mithilfe der in Anhang A zusammengefassten Lithografieprozesse Autokorrelationsstrukturen (siehe Abbildung 4.3) hergestellt. Diese Proben wurden sowohl mithilfe von Dunkel- und Photostrommessungen als auch mithilfe von Autokorrelationsmessungen[7] charakterisiert. Da sich in Autokorrelationsmessungen ein günstiger Einfluss dieses Prozessschrittes auf die beobachtete Ladungsträgerlebensdauer zeigte, wurden die Proben vor der Photolithografie für 25 s in einer Lösung aus Phosphorsäure (H_3PO_4), Wasserstoffperoxid (H_2O_2) und Wasser im Volumenverhältnis 1:1:80 sowie für 40 s in einer Lösung aus Salzsäure (HCl) und Wasser im Volumenverhältnis 3:1 geätzt. Dieser Ätzschritt führt zu einem Materialabtrag von ungefähr 30 nm. Die möglicherweise zur Verkürzung der beobachteten Elektronenlebensdauer führenden physikalischen Konsequenzen dieses Ätzschrittes sind einerseits die Erzeugung einer hohen Dichte an

[7] Die in dieser Arbeit diskutierten Messungen an ErAs:InGaAs wurden in einer im Rahmen der vorliegenden Dissertation betreuten Praktikumsarbeit von C. Alvarez Diez durchgeführt.

Oberflächenzuständen, die als zusätzliche Elektroneneinfangzentren dienen können. Andererseits kommt es durch den Ätzschritt zu einer Verkürzung der obersten Übergitterperiode, so dass die dort photogenerierten Ladungsträger schneller ihre jeweiligen Einfangzentren erreichen können. In Verbindung mit der in Kapitel 4.3.1 diskutierten Oberflächenempfindlichkeit der MSM-Dioden könnte dies ebenfalls zu einer Verringerung der beobachteten Ladungsträgerlebenszeit führen. Experimentell wurde durch die Ätzung ein Rückgang der beobachteten Elektronenlebensdauer um bis zu 50 % beobachtet.
Abbildung 5.19 zeigt die Dunkel- und Photostromkennlinien einer MSM Diode auf ErAs:InGaAs. Im Vergleich zu den Dunkel- bzw. Photostromkennlinien der ErAs:GaAs Diode mit einer Übergitterperiode von ebenfalls 40 nm (siehe Abbildungen 4.4 bzw. 4.7) fällt einerseits der im Fall der ErAs:InGaAs Diode wesentlich höhere Dunkelstrom und andererseits der deutlich verschiedene qualitative Verlauf der Kennlinien auf. Während für die ErAs:GaAs Diode beide Kennlinien einen Schottky ähnlichen Verlauf aufweisen, zeigen die Kennlinien im Fall der ErAs:InGaAs Diode bis zu einer Spannung von ca. 5 V einen nahezu linearen Verlauf. Für Spannungen oberhalb von 5 V bleibt der lineare Verlauf beider Kennlinien zwar erhalten, die Dunkelkennlinie weist hier allerdings eine kleinere Steigung als für Spannungen unterhalb von 5 V auf. Die Photostromkennlinie besitzt in diesem Bereich eine größere Steigung als für kleine Spannungen. Bei den typischerweise für Autokorrelationsmessungen verwendeten Spannungen von 2 V zeigt die ErAs:InGaAs Diode einen Dunkelstrom von 1.03 μA sowie einen Photostrom von 2.42 μA bei einer mittleren optischen Leistung von 2.6 mW, woraus ein Verhältnis von Phostostrom zu Dunkelstrom von 2.3 folgt. Eine vergleichbare ErAs:GaAs Diode zeigt demgegenüber bei gleichen Spannungen und Beleuchtungsleistungen einen Dunkelstrom von nur 3 nA und einen Photostrom von 440 nA. Das Verhältnis der beiden Ströme ergibt sich daraus zu 147, so dass sich deutlich das bessere Signal-Kontrastverhältnis der ErAs:GaAs Dioden zeigt.
Die Ursachen sowohl für die im Vergleich zu ErAs:GaAs Dioden stark erhöhten Dunkelströme der InGaAs Dioden als auch für den qualitativ verschiedenen Verlauf der Kennlinien dürften einerseits in den stark verschiedenen Leitungsmechanismen der beiden Materialien ohne Beleuchtung und andererseits im unterschiedlichen Verhalten nichteinlegierter Kontaktmetallisierungen auf ErAs:GaAs bzw. ErAs:InGaAs liegen. Wäh-

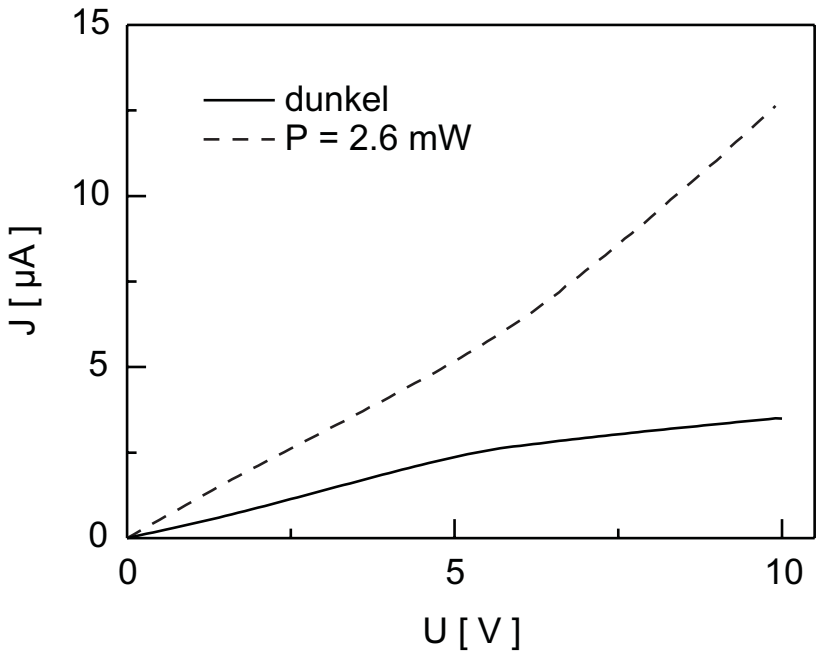


Abbildung 5.19: Dunkel- und Photostromkennlinien einer MSM Diode auf ErAs:InGaAs.

rend in ErAs:GaAs ohne Beleuchtung Hüpfleitung den Ladungsträgertransport dominiert (siehe Abschnitte 3.2.2 und 4.3.2), wird in InGaAs der Strom unter diesen Bedingungen durch die geringe, nicht durch die Be Dotierung kompensierte Elektronendichte im Leitungsband getragen. Wie bereits diskutiert wurde, besitzt ErAs:InGaAs einen um ca. eine Größenordnung geringeren Dunkel-Schichtwiderstand als ErAs:GaAs. Darüber hinaus besitzt InGaAs aufgrund seiner deutlich geringeren Bandlücke eine wesentlich kleinere Schottkybarriere als GaAs [257], so dass eine deutliche Modifizierung des Kontaktverhaltens der nichteinlegierten Metallisierungen zu erwarten ist. Insbesondere die Größe des Dunkelstromes sollte dadurch stark ansteigen.
ErAs:InGaAs Dioden weisen einen qualitativ ähnlichen, sublinearen Zusammenhang zwischen der eingestrahlten Beleuchtungsleistung und dem Photostrom (siehe Abbildung 4.10) wie ErAs:GaAs Dioden auf. Die in Abbildung 5.20 gezeigte Photostrom-Autokorrelationsmessung zeigt daher den bereits von der ErAs:GaAs Dioden bekannten Verlauf. Die zur

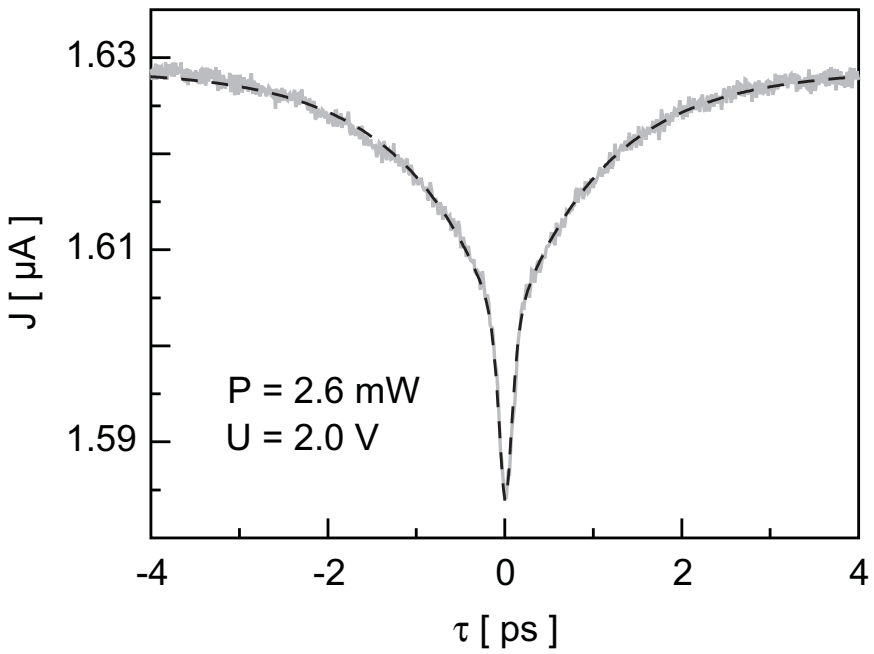


Abbildung 5.20: Photostrom-Autokorrelationsmessung an einer MSM-Diode auf ErAs:InGaAs bei einer Wellenlänge von 800 nm. Die zur Messung verwendete mittlere Laserleistung betrug 1.3 mW pro Strahl, die Vorspannung war 2.0 V. Die gestrichelte Linie zeigt die Anpassung der in Gleichung (5.26) angegebenen Fitfunktion zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer τ_e.

Messung verwendete Spannung war 2.0 V, die mittlere optische Leistung pro Strahl betrug 1.3 mW. Die gestrichelte Linie zeigt die Anpassung der in Abschnitt 5.3 hergeleiteten Fitfunktion nach Gleichung (5.26) zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer τ_e. Die hier gezeigte Messung ergibt $\tau_e = 1.06$ ps und demonstriert damit die Möglichkeit, durch das Einbringen von ErAs Inseln in InGaAs kurze Ladungsträgerlebenszeiten hervorzurufen. Unter der plausiblen Annahme des gleichen, diffusionslimitierten Einfangvorganges der Ladungsträger in ErAs:InGaAs wie in ErAs:GaAs steht es damit offen, durch eine Variation der Übergitterperiode ähnlich wie in Abbildung 5.9 für ErAs:GaAs gezeigt eine Abstimmbarkeit der Elektronenlebensdauer zu erreichen. Insbesondere sollte durch eine Verringerung der Übergitterperiode auf kleinere Werte als die hier verwendeten 40 nm eine Reduzierung der Elektronenlebensdauer unter 1 ps

möglich sein. Driscoll et al. beobachten eine zunehmende n-Leitfähigkeit von ErAs:InGaAs mit sinkender Übergitterperiode, der durch eine Erhöhung der Beryllium Konzentration in den Kompensationsschichten begegnet werden muß. Die untere Grenze für die Verringerung der Übergitterperiode unter Vermeidung eines starken Anstiegs der Dunkelleitfähigkeit ist damit durch die maximal in die Kompensationsschichten inkorporierbare Be-Konzentration gegeben.
Die im Vergleich zu den Messungen an ErAs:GaAs (siehe Abbildung 5.3) wesentlich geringere Amplitude des Autokorrelationspeaks läßt einerseits den geringeren Beitrag des reinen Photostroms zum Gesamtstrom erkennen und erlaubt andererseits den Rückschluss auf eine geringere Nichtlinearität des Photostromes der ErAs:InGaAs Dioden. Die Messung der Elektronenlebensdauer als Funktion der Wellenlänge[8] in einem Intervall von 750 nm bis 1000 nm ergibt im Rahmen des Messfehlers keine Wellenlängenabhängigkeit von τ_e, so dass angenommen werden kann, dass ErAs:InGaAs auch bei Wellenlängen von 1.3 μm und 1.55 μm kurze Ladungsträgerlebenszeiten aufweist. Experimente bei diesen Wellenlängen sind aufgrund des limitierten Wellenlängenbereiches des zur Verfügung stehenden Titan-Saphir Lasers leider nicht möglich.
Ähnlich wie das Niedertemperaturwachstum von GaAs führt auch das Niedertemperaturwachstum von InGaAs und InAlAs zu kurzen Ladungsträgerlebenszeiten. Mit LTG-InGaAs steht damit ein weiteres für lebenszeitlimitierte Photoleitungsschalter im Wellenlängenbereich von 1.3 μm bis 1.55 μm geeignetes Material zur Verfügung. Wie in ErAs:InGaAs treten allerdings auch in diesem Material Probleme durch niedrige Schottkybarrieren und hohe Dunkelströme auf [136, 260–262]. In verschiedenen Kompositionen dieses Materials wurden Elektronenlebenszeiten im Pikosekunden- und Subpikosekundenbereich nachgewiesen. Verschiedene Autoren berichten von Elektronenlebenszeiten von 1 ps in $In_{0.35}Ga_{0.65}As$ [136,260–262]. Takahashi et al. beobachten an niedertemperaturgewachsenen InGaAs/InAlAs Quantentöpfen Ladungsträgerlebenszeiten von ebenfalls 1 ps [263], während Tousley et al. an einer LTG-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ Probe Elektronenlebenszeiten von 520 fs beobachten [264]. Der Vergleich der an ErAs:InGaAs erzielten Ergebnisse mit diesen Resultaten zeigt, dass dieses neuartige Material hinsichtlich seiner Lebenszeiten keinerlei

[8] Diese Messungen wurden von N. Freytag durchgeführt.

Einschränkungen im Vergleich zu herkömmlichen Materialien unterliegt. Insbesondere durch die aufgrund einer Verringerung der Übergitterperiode zu erwartenden Elektronenlebenszeiten deutlich unterhalb einer Pikosekunde wird ErAs:InGaAs eine Alternative zu LTG-InGaAs basierten Materialien. Wie im Fall von ErAs:GaAs liegen die Vorteile von ErAs:InGaAs gegenüber LTG-InGaAs in der zu erwartenden Abstimmbarkeit seiner Elektronenlebensdauer sowie in der besseren Integrierbarkeit in InGaAs/InAlAs Bauelementestrukturen aufgrund seiner angepassten Wachstumsbedingungen (siehe dazu auch Abschnitt 3.3).
Zur Reduzierung der hohen Dunkelströme in InGaAs basierten MSM-Dioden aufgrund der niedrigen Schottkybarrieren dieses Materials wurden von verschiedenen Autoren (siehe Referenzen in [257]) erfolgreich barrierenerhöhende Deckschichten aus InP oder InAlAs sowie Übergitterstrukturen verwendet, so dass erfolgversprechende Lösungansätze zur Unterdrückung des Dunkelstroms existieren.

6 Erzeugung, Propagation und Detektion kurzer elektrischer Pulse auf Wellenleitern

Der einfachste Prototyp der in Kapitel 1 vorgestellten Idee einer integrierten Anordnung zur Durchführung ultrahoch-zeitaufgelöster Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen ist eine reine Pulsübertragungsstrecke. In diesem Kapitel wird eine Pulsübertragungsstrecke vorgestellt, deren Design auf die einfache Integrierbarkeit eines mesoskopischen Bauelementes sowie die Zuführung der Laserpulse durch Glasfasern ausgelegt ist. Desweiteren werden die Ergebnisse von Experimenten zur Pulserzeugung, -propagation und -detektion an verschiedenen Variationen dieser Struktur vorgestellt und mithilfe von Simulationsergebnissen interpretiert. Anhand dieser Ergebnisse wird das am besten für Tieftemperaturuntersuchungen geeignete Layout bestimmt.

6.1 Koplanare Wellenleiter

Unter der Vielzahl planarer Mikrowellenleiter[1] ist, wie im Folgenden diskutiert wird, der koplanare Wellenleiter (CPW) [265] nach Abbildung 6.1 der geeignetste zur Anwendung in Verbindung mit schnellen Photoleitungsschaltern. Der CPW besteht aus einem schmalen metallischen Mittelleiter, der auf einem dielektrischen Substrat symmetrisch zwischen zwei weiteren, ausgedehnten Metallstreifen, den sogenannten Masseflächen des CPW, angeordnet ist. Aufgrund seiner geometrischen Struktur kann der CPW einfach mit planaren Bauelementen integriert werden. Die Signalübertragung auf koplanaren Wellenleitern ist sehr unempfindlich ge-

[1] Einen einführenden Überblick über planare Mikrowellenleiter liefert [218].

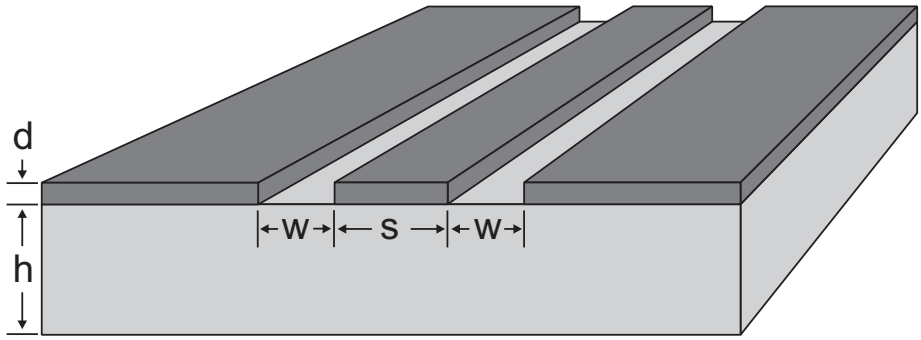


Abbildung 6.1: Koplanarer Wellenleiter

genüber frei propagierender Störstrahlung, da einerseits für eine hohe Dielektrizitätszahl des Substrates die Felder stark an das Substrat gebunden sind und andererseits der signalführende Mittelleiter auf beiden Seiten von den Masseflächen abgeschirmt wird [41, 42]. Koplanare Wellenleiter zeigen im Vergleich zu anderen Wellenleitern geringere Dispersion [24–27] und speziell im hier nicht näher betrachteten Sonderfall schmaler Masseflächen geringere Dämpfungsverluste [27, 30]. Außerdem besitzen sie eine höhere Propagationsgeschwindigkeit [24–26] und geringere Abhängigkeit ihrer Eigenschaften von den Eigenschaften des Substrates [24–26].
Aufgrund seiner dreistreifigen Struktur besitzt ein koplanarer Wellenleiter zwei propagationsfähige Moden [7, 24–26, 30, 34, 42, 218]. Diese Moden werden im Hinblick auf die Symmetrie ihres elektrischen Feldes zum Mittelleiter des CPW (siehe Abbildung 6.2) als gerade bzw. ungerade bezeichnet. Eine genauere Analyse zeigt, dass die ungerade Mode eine quasi transversal elektromagnetische (TEM) Feldstruktur, d.h. lediglich geringe Feldanteile in Ausbreitungsrichtung, besitzt, wohingegen die gerade Mode starke longitudinale Magnetfeldkomponenten aufweist [7, 218]. Aufgrund der größeren lateralen Ausdehnung ihrer Feldverteilung unterliegt die gerade Mode stärkerer Dispersion und Dämpfung als die ungerade Mode [30, 42, 218, 222]. Diskontinuitäten oder Asymmetrien des Wellenleiters in Form von aktiven Bauelementen oder Photoleitungsschaltern führen zu Modenmischung und so aufgrund der unterschiedlichen Propagationseigenschaften der beiden Moden zu Pulsverzerrungen. Auch Unterbrechungen der Masseflächen [35], die den Zugang zum Mittelleiter des CPW erlauben, Kurven im CPW [24–26] und asymmetrische Beleuchtung paar-

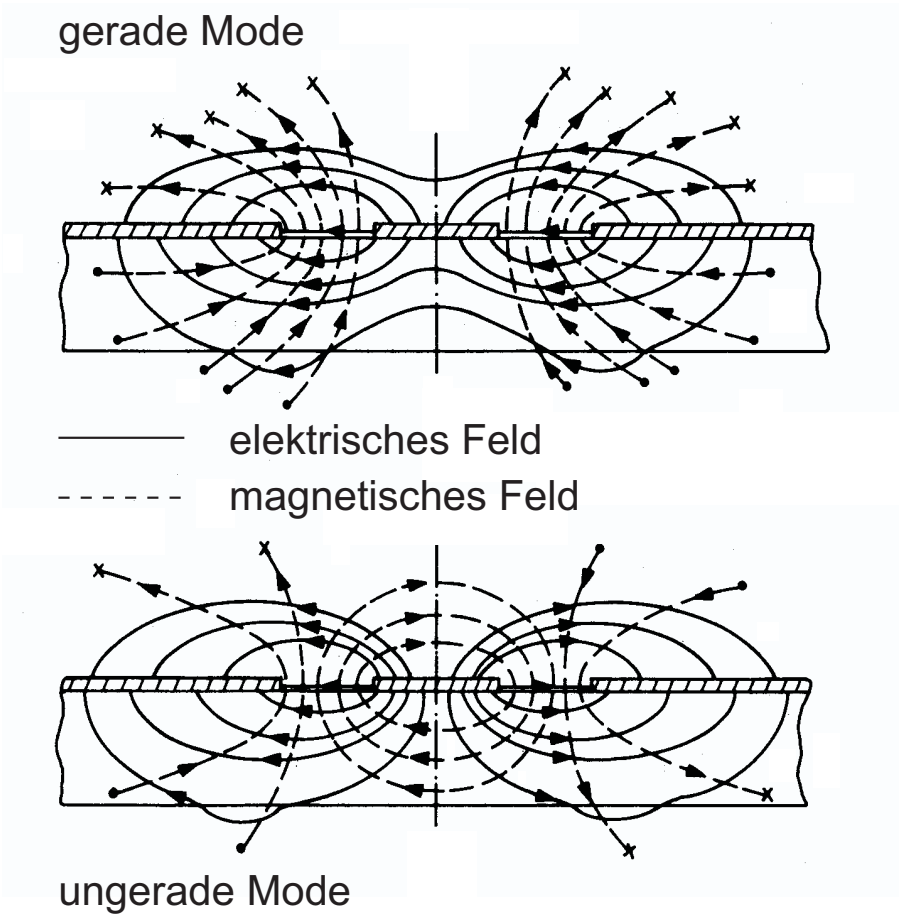


Abbildung 6.2: Feldverteilungen der geraden und der ungeraden Mode eines CPW.

weise strukturierter Photoleitungsschalter [42] verursachen Pulsverzerrungen. Die gerade Mode kann durch Luftbrücken oder Bondverbindungen zwischen den beiden Masseflächen des CPW kurzgeschlossen und damit unterdrückt werden. [7, 24–26, 35]. Ferner können durch spezielle Methoden die Felder in den beiden Lücken des CPW getrennt voneinander gemessen werden und so die beiden Moden anhand ihrer Symmetrieeigenschaften unterschieden werden [7, 42, 222]. Die in dieser Arbeit verwendete Anordnung koplanarer Wellenleiter nach [42] erlaubt sowohl die

Unterdrückung der geraden Mode durch Bondverbindungen als auch die Unterscheidung der beiden Moden durch getrennte Messung der Felder in den beiden Lücken des CPW.

6.1.1 Quasistatische Näherung

Bevor wir uns den Dispersions- und Dämpfungseigenschaften der ungeraden CPW-Mode zuwenden, soll zunächst der verlustfreie, quasistatische Grenzfall betrachtet werden. Für den Wellenwiderstand Z_0 eines CPW in Abhängigkeit von seiner in Abbildung 6.1 durch die Größen s, w, h und d definierten Geometrie gilt[2] [218]

$$Z_0 = \frac{1}{4\,c\,\epsilon_0}\,\frac{1}{\sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}}}\,\frac{1}{\mathcal{K}(\hat{q}_{\mathrm{cpw}})}, \tag{6.1}$$

wobei $\mathcal{K}(\hat{q}_{\mathrm{cpw}})$ durch

$$\mathcal{K}(\hat{q}_{\mathrm{cpw}}) = \frac{\mathrm{K}(\hat{q}_{\mathrm{cpw}})}{\mathrm{K}\left(\sqrt{1-\hat{q}_{\mathrm{cpw}}^2}\right)} \tag{6.2}$$

mit

$$\hat{q}_{\mathrm{cpw}} = \frac{s+\Delta}{s+2w-\Delta} \tag{6.3}$$

gegeben ist. $\mathrm{K}(\hat{q}_{\mathrm{cpw}})$ ist ein vollständiges elliptisches Integral erster Ordnung, die Parameter $\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}$ und Δ sind die effektive quasistatische Dielektrizitätszahl bzw. eine effektive Länge, die den Einfluss endlicher Metallisierungsdicken auf Z_0 beschreibt. Für die effektiven Parameter gilt

$$\Delta = \frac{1.25d}{\pi}\left(1+\ln\left(\frac{4\pi s}{d}\right)\right) \tag{6.4}$$

und

$$\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}} = \epsilon_{\mathrm{qs}} - \frac{0.7(\epsilon_{\mathrm{qs}}-1)\,\frac{d}{w}}{\mathcal{K}(q_{\mathrm{cpw}})+0.7\,\frac{d}{w}}, \tag{6.5}$$

[2] In [218] wird als Vorfaktor in Gleichung (6.1) $30\pi\,\Omega$ angegeben. Da jedoch $120\pi\,\Omega = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \frac{1}{c\,\epsilon_0}$ gilt [266], sind beide Darstellungen äquivalent.

wobei

$$\epsilon_{\mathrm{qs}} = \frac{\epsilon_{\mathrm{r}}+1}{2}\left\{\tanh\left[1.785\,\log\frac{h}{w}+1.75\right]\right.$$
$$\left. + \frac{wq_{\mathrm{cpw}}}{h}\left[0.04-0.7q_{\mathrm{cpw}}+0.01(1-0.1\epsilon_{\mathrm{r}})(0.25+q_{\mathrm{cpw}})\right]\right\}. \tag{6.6}$$

ϵ_{r} bezeichnet die relative Dielektrizitätszahl des Substrates. Weiter ist

$$q_{\mathrm{cpw}} = \frac{s}{s+2w}. \tag{6.7}$$

Die Signalausbreitung auf koplanaren Wellenleitern findet im quasistatischen Grenzfall dispersionslos mit der durch

$$v_{\mathrm{qs}} = \frac{c}{\sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}}} \tag{6.8}$$

gegebenen Phasengeschwindigkeit statt [218, 265].
Gleichungen (6.1) bis (6.8) sind emprische Anpassungen an quasistatische numerische Ergebnisse, sind aber in sehr guter Übereinstimmung mit dem Experiment [218]. Die quasistatische Näherung ist solange gerechtfertigt, wie die Wellenlänge der betrachteten Signale wesentlich größer als die Querabmessungen des CPW ist. Andernfalls verursachen die longitudinalen Komponenten der Feldverteilung des CPW eine Frequenzabhängigkeit der effektiven Dielektrizitätszahl und dadurch eine frequenzabhängige Dispersion [219].

6.1.2 Frequenzabhängigkeit

Die frequenzabhängige Propagation elektrischer Pulse entlang koplanarer Wellenleitungen kann mithilfe folgenden Modells [28, 219, 222, 223] analysiert werden. Am Ort $z = 0$ seiner Entstehung habe der Puls die Form $U(t, 0)$, sein Frequenzspektrum ist demzufolge durch $\mathcal{F}\{U(t, 0)\}$ gegeben. Aufgrund von Dispersion und frequenzabhängiger Dämpfung werden die einzelnen Frequenzkomponenten mit verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten propagieren und verschiedene Verluste erleiden. Dem kann Rechnung getragen werden, indem das Spektrum des Pulses nach einer Propagationsdistanz z als

$$\mathcal{F}\{U(t,z)\} = \mathcal{F}\{U(t,0)\}\, e^{-(\alpha(\omega)+i\beta(\omega))z} \tag{6.9}$$

geschrieben wird. Die Dispersion wird dabei durch den frequenzabhängigen Phasenterm $\beta(\omega)$ berücksichtigt, während die frequenzabhängige Dämpfung durch $\alpha(\omega)$ zum Ausdruck gebracht wird. Die zeitliche Form des Pulses nach Propagation der Strecke z ist schließlich durch Fourierrücktransformation von Gleichung (6.9) gegeben.
Im quasistatischen Grenzfall ist $\alpha(\omega) = \alpha_{\mathrm{qs}}$ und $\beta(\omega) = \beta_{\mathrm{qs}}(\omega) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}}$. Gleichung 6.9 reduziert sich damit auf

$$U(t,z) = e^{-\alpha_{\mathrm{qs}} z}\, U\left(t - \frac{z}{v_{\mathrm{qs}}}, 0\right) \tag{6.10}$$

und drückt die frequenzunabhängig gedämpfte, dispersionslose Propagation des Pulses mit der Geschwindigkeit v_{qs} aus. Die quasistatische Dämpfungskonstante α_{qs} folgt aus der Betrachtung der frequenzabhängigen Dämpfung im Grenzfall $\omega = 0$ in Abschnitt 6.1.4.

6.1.3 Dispersion

Die Dispersion von Pikosekunden-Pulsen auf Koplanarleitungen wird neben der quasistatischen Dispersion $\beta_{\mathrm{qs}}(\omega)$ durch die Modendispersion $\beta_{\mathrm{mod}}(\omega)$ und die Leitfähigkeitsdispersion $\beta_{\mathrm{skin}}(\omega)$ aufgrund des Skineffektes bestimmt [219, 223].
Zur Analyse der Gesamtdispersion des Wellenleiters ist es hilfreich, $\beta_{\mathrm{mod}}(\omega)$ und $\beta_{\mathrm{skin}}(\omega)$ in Analogie zu $\beta_{\mathrm{qs}}(\omega)$ durch

$$\beta_{\mathrm{mod}}(\omega) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)} \tag{6.11}$$

$$\beta_{\mathrm{skin}}(\omega) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_{\mathrm{skin}}(\omega)} \tag{6.12}$$

effektive Dielektrizitätsfunktionen zuzuordnen. Wird ferner die Größe $\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)$ durch

$$\sqrt{\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)} = \sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}} + \sqrt{\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)} + \sqrt{\epsilon_{\mathrm{skin}}(\omega)} \tag{6.13}$$

definiert, so gilt für die Gesamtdispersion

$$\beta(\omega) = \beta_{\mathrm{qs}}(\omega) + \beta_{\mathrm{mod}}(\omega) + \beta_{\mathrm{skin}}(\omega) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)}. \tag{6.14}$$

Die Modendispersion kann wie bereits der quasistatische Wellenwiderstand sehr gut durch eine analytische Anpassung an numerische Ergebnisse beschrieben werden [220, 267]. Es gilt

$$\sqrt{\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)} = \frac{\sqrt{\epsilon_{\mathrm{r}}} - \sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}}}{1 + u_0\left(\frac{\omega_{\mathrm{TE}}}{\omega}\right)^{1.8}}. \tag{6.15}$$

Die Abschneidefrequenz ω_{TE} der niedrigsten TE Mode ist dabei durch

$$\omega_{\mathrm{TE}} = \frac{\pi\, c}{2h\sqrt{\epsilon_{\mathrm{r}} - 1}} \tag{6.16}$$

gegeben. Der empirische Fitparameter u_0 berechnet sich aus

$$\log(u_0) = u_1 \log\left(\frac{s}{w}\right) + u_2 \tag{6.17}$$

mit

$$u_1 = 0.54 - 0.64u_3 + 0.015u_3^2 \tag{6.18}$$

$$u_2 = 0.43 - 0.86u_3 + 0.540u_3^2 \tag{6.19}$$

und

$$u_3 = \log\left(\frac{s}{h}\right). \tag{6.20}$$

Abbildung 6.3 zeigt $\sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}} + \sqrt{\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)}$ als Funktion der Frequenz für zwei verschiedene CPW Geometrien auf GaAs Substrat ($\epsilon_{\mathrm{r}} = 13.1$) der Dicke $h = 500\,\mu$m mit einer Metallisierungsdicke von 420 nm.
Im Bereich niedriger Frequenzen ist $\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)$ eine sehr schwache Funktion der Frequenz, im Grenzfall $\omega = 0$ verschwindendet $\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)$. Die in Abbildung 6.3 gezeigte Summe $\sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}} + \sqrt{\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)}$ nimmt damit für niedrige Frequenzen im Wesentlichen den durch die Wellenleitergeometrie bestimmten Wert von $\sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}}$ an. In diesem Frequenzereich breiten sich Signale als quasi TEM Moden auf dem CPW aus und das elektrische Feld ist gleichverteilt zwischen Substrat und umgebender Luft. Mit steigender Frequenz wird das elektrische Feld stärker an das Substrat gebunden und spürt so einen stärkeren Einfluss der Dielektrizitätszahl ϵ_{r} des Substrates. Dies führt zu einem Anstieg von ϵ_{mod} als Funktion der Frequenz. Für Pulse, deren Spektrum diesen Frequenzbereich überdeckt, ist starke Dispersion zu

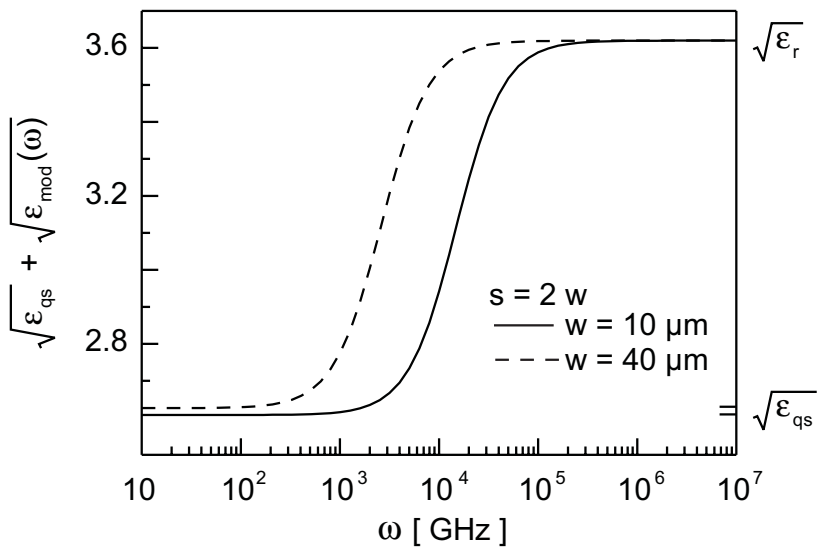


Abbildung 6.3: $\sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}} + \sqrt{\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)}$ als Funktion der Frequenz für zwei verschiedene CPW Geometrien auf GaAs Substrat.

erwarten, da die hochfrequenten Pulskomponenten mit niedrigerer Phasengeschwindigkeit $v_\phi = c/\sqrt{\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)}$ propagieren als die niederfrequenten Anteile des Pulses. Die im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Pulse besitzen spektrale Halbwertsbreiten von bis zu 4 THz und unterliegen damit nicht zu vernachlässigender Dispersion.
Anhand von Abbildung 6.3 ist ebenfalls der Einfluss der Querabmessungen des Wellenleiters zu erkennen. Sobald die Wellenlänge des propagierenden Signals in die Größenordnung der Querabmessungen des Wellenleiters kommt, setzt Dispersion ein. In breiten CPW Geometrien setzt Dispersion daher bei niedrigeren Frequenzen als in schmalen CPW Geometrien ein. Im Grenzfall hoher Frequenzen konvergiert $\sqrt{\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)}$ schließlich gegen $\sqrt{\epsilon_{\mathrm{r}}} - \sqrt{\hat{\epsilon}_{\mathrm{qs}}}$, die in Abbildung 6.3 gezeigte Summe nimmt damit den Wert $\sqrt{\epsilon_{\mathrm{r}}}$ an.
Aufgrund des Skin Effektes wird der in den Leiterbahnen des CPW fließende Strom mit steigender Frequenz aus dem Volumen des Leiters an seine Oberfläche verdrängt. Dies führt zu einem mit der Frequenz sinkendem Leiterbahnquerschnitt und somit zunächst zu einem frequenzabhängigen Verlustterm (siehe Abschnitt 6.1.4).

Mit der Verringerung des effektiven Leiterbahnquerschnittes geht eine frequenzabhängige Phasendrehung einher, die zur sogenannten Leitfähigkeitsdispersion $\beta_{\text{skin}}(\omega)$ führt. Nach [218, 219, 223, 268] ist $\beta_{\text{skin}}(\omega)$ durch den Imaginärteil der komplexen Oberflächenimpedanz $\tilde{Z}_{\text{s}}(\omega)$ gegeben. Damit ist

$$\beta_{\text{skin}}(\omega) = \hat{\epsilon}_{\text{qs}} Z_0\, g_1\, \text{Im}(\tilde{Z}_{\text{s}}(\omega)) \left[\frac{1}{\text{Einheitslänge}}\right]. \tag{6.21}$$

g_1 ist hierbei ein hauptsächlich geometrieabhängiger Faktor und wird durch

$$g_1 = 5.62 \times 10^{-5} \frac{g_2}{\pi w}\left(1 + \frac{s}{w}\right) \frac{\frac{1.25}{\pi} \ln \frac{4\pi s}{d} + 1 + \frac{1.25}{\pi}\frac{d}{s}}{\left[2 + \frac{s}{w} - \frac{1.25}{\pi}\frac{d}{w}\left(1 + \ln \frac{4\pi s}{d}\right)\right]^2} \tag{6.22}$$

mit

$$g_2 = \begin{cases} \frac{q_{\text{cpw}}}{(1-\sqrt{1-q_{\text{cpw}}^2})(1-q_{\text{cpw}}^2)^{3/4}}\, \mathcal{K}^2(q_{\text{cpw}}) & 0 \leq q_{\text{cpw}} < 0.707 \\ \frac{1}{(1-q_{\text{cpw}})\sqrt{q_{\text{cpw}}}} & 0.707 \leq q_{\text{cpw}} \leq 1 \end{cases} \tag{6.23}$$

gegeben, wobei q_{cpw} aus Gleichung 6.7 hervorgeht. $\tilde{Z}_{\text{s}}(\omega)$ ist die komplexe Oberflächenimpedanz des zur Leiterbahnherstellung verwendeten Metalls. Nach [219] gilt

$$\tilde{Z}_{\text{s}}(\omega) = \sqrt{i\frac{\omega\mu_0}{\sigma}}\, \coth(\sqrt{i\omega\mu_0\sigma}\, d), \tag{6.24}$$

wobei σ und μ_0 die Gleichstromleitfähigkeit des Leiterbahnmaterials bzw. die Induktionskonstante sind.
Abbildung 6.4 zeigt $\sqrt{\epsilon_{\text{skin}}(\omega)}$ nach Gleichung 6.12 für die bereits in Abbildung 6.3 betrachteten Wellenleitergeometrien. Als Metallisierung wurden in Anlehnung an experimentelle Werte (siehe Kapitel 6.3) 420 nm Gold mit $\sigma = 3.3 \times 10^7\, \frac{1}{\Omega\text{m}}$ angenommen. Für hohe Frequenzen verschwindet $\epsilon_{\text{skin}}(\omega)$, im Grenzwert niedriger Frequenzen gilt

$$\sqrt{\epsilon_{\text{skin}}(\omega \to 0)} = \frac{1}{3}\, \hat{\epsilon}_{\text{qs}} Z_0\, g_1\, \mu_0 c\, d. \tag{6.25}$$

Trotz des im Vergleich zu $\hat{\epsilon}_{\text{qs}}$ und $\epsilon_{\text{mod}}(\omega)$ geringen Zahlenwertes von $\epsilon_{\text{skin}}(\omega)$ liefert die Leitfähigkeitsdispersion durch die Reduzierung der Stufenhöhe in $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ im Vergleich zu $\epsilon_{\text{mod}}(\omega)$ einen nicht vernachlässigbaren

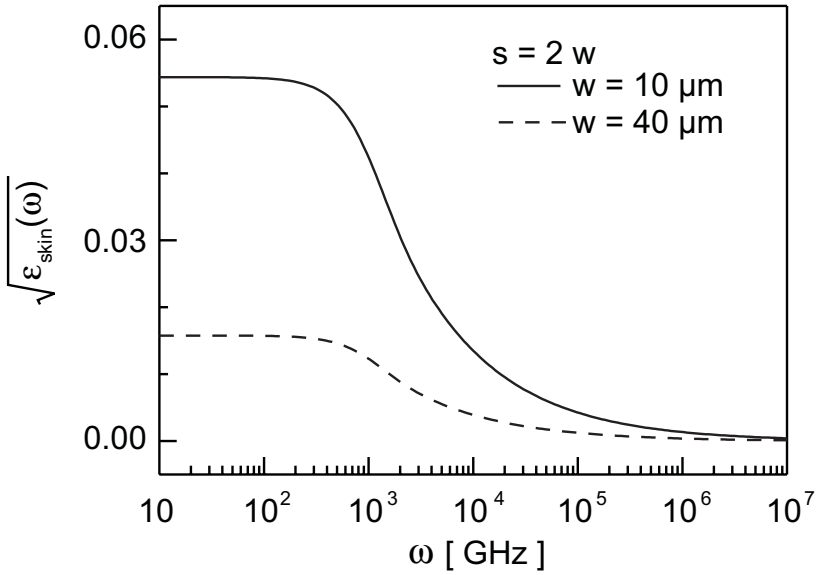


Abbildung 6.4: $\sqrt{\epsilon_{\text{skin}}(\omega)}$ als Funktion der Frequenz für die CPW Geometrien aus Abbildung 6.3

Beitrag zur Gesamtdispersion des Wellenleiters, indem sie den Unterschied in den Propagationsgeschwindigkeiten von Signalkomponenten hoher und niedriger Frequenzen verringert und so eine verminderte Gesamtdispersion bewirkt. Aus Abbildung 6.4 ist ersichtlich, dass der die Modendispersion kompensierende Einfluss der Leitfähigkeitsdispersion für schmale Wellenleiterstrukturen stärker ausgeprägt ist als für Strukturen größerer Breite. Der in Abbildung 6.5 gezeigte Verlauf von $\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\omega)}$ im Bereich höchster Frequenzen ist durch einen Überschwinger von $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ über ϵ_{r} hinaus und schließlich eine monoton fallende Annäherung an ϵ_{r} gekennzeichnet. Das überschießende Verhalten von $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ ist auf die Leitfähigkeitsdispersion zurückzuführen, wird lediglich die Modendispersion berücksichtigt, so nähert sich $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ wie in Abbildung 6.3 gezeigt monoton steigend an ϵ_{r} an. Die frequenzabhängige Impedanz des CPW ergibt sich unter Verwendung von $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ in Analogie zu Gleichung (6.1) als [26, 28]

$$Z(\omega) = \frac{1}{4\,c\,\epsilon_0}\,\frac{1}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\omega)}}\,\frac{1}{\mathcal{K}(\hat{q}_{\text{cpw}})}. \tag{6.26}$$

Da die Frequenzabhängigkeit von $Z(\omega)$ durch $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ bestimmt wird, zeigt

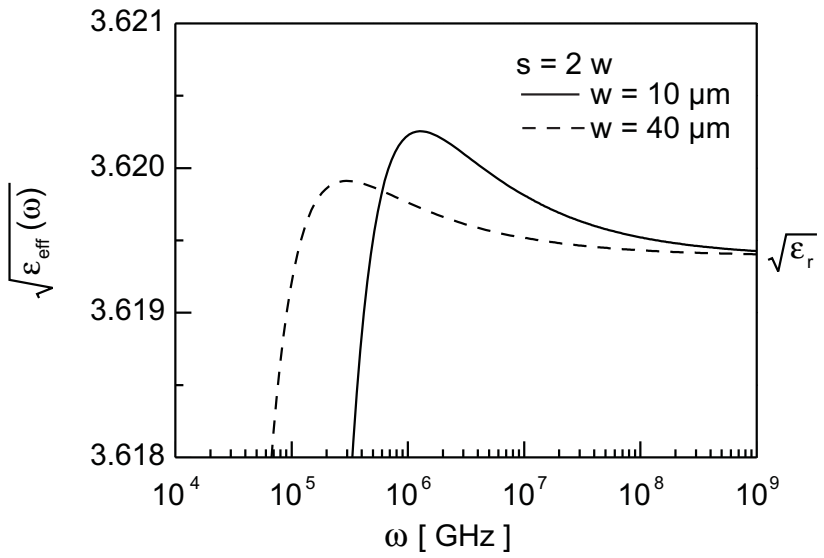


Abbildung 6.5: $\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\omega)}$ im Bereich höchster Frequenzen.

auch $Z(\omega)$ ausgeprägtes Dispersionsverhalten.
Neben der Phasengeschwindigkeit $v_\phi = \omega/\beta(\omega) = c/\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\omega)}$ ist die Gruppengeschwindigkeit $v_{\text{g}} = \frac{d\omega}{d\beta}$ die für die Pulspropagation bestimmende Größe. Formal gilt

$$v_{\text{g}} = \left[\frac{d\beta(\omega)}{d\omega}\right]^{-1} = \left[\frac{d\beta_{\text{mod}}(\omega)}{d\omega} + \frac{d\beta_{\text{skin}}(\omega)}{d\omega}\right]^{-1}. \tag{6.27}$$

Abbildung 6.6 zeigt die Gruppengeschwindigkeiten als Funktion der Frequenz für die bereits betrachteten Beispiel-Wellenleiter. Wie in $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ drücken sich auch in v_{g} die generellen Dispersionseigenschaften des CPW aus. Für den Grenzfall unendlicher Frequenzen ist $v_{\text{g}} = c/\sqrt{\epsilon_{\text{r}}}$, im Grenzfall verschwindender Frequenzen nimmt v_{g} den Wert $c/\sqrt{\hat{\epsilon}_{\text{qs}}} + \frac{1}{3}\,\hat{\epsilon}_{\text{qs}} Z_0\, g_1\, \mu_0 d$ an.

6.1.4 Dämpfung

Zur Dämpfung von Pikosekunden-Pulsen auf koplanaren Wellenleitern tragen im allgemeinen Fall Strahlungsverluste, Verluste aufgrund des Skin Effektes in den metallischen Leiterbahnen sowie dielektrische Verluste im

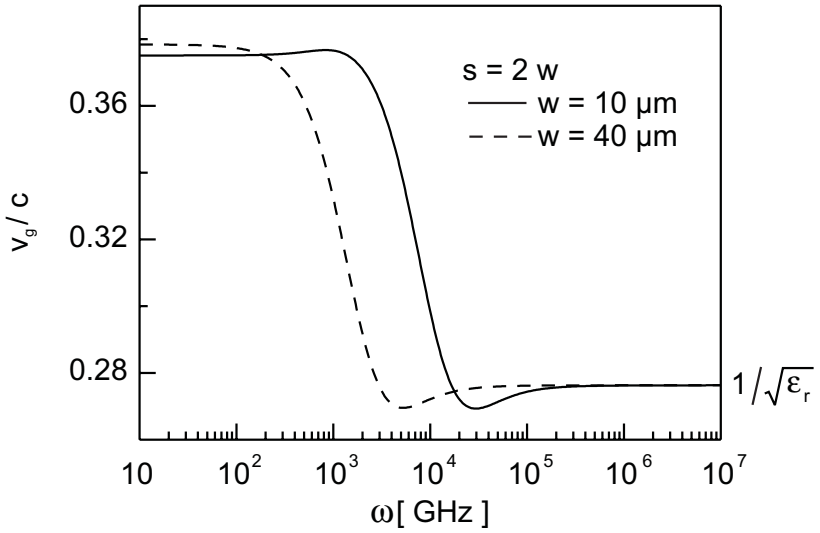


Abbildung 6.6: Gruppengeschwindigkeit als Funktion der Frequenz für die CPW Geometrien aus Abbildung 6.3.

Substratmaterial bei [219, 223, 268]. Im Fall semiisolierender GaAs-Substrate sind jedoch die dielektrischen Verluste mehr als zwei Größenordnungen kleiner als die Verluste aufgrund der beiden anderen Mechanismen [268]. Daher werden die dielektrischen Verluste im Folgenden vernachlässigt.

Die Ausbreitung eines kurzen Spannungspulses auf dem CPW entspricht im Falle der ungeraden Mode der Propagation eines elektrischen Quadrupolmomentes entlang des CPW [30, 33]. Die Phasengeschwindigkeit v_ϕ der Ausbreitung dieses Quadrupolmomentes ist größer als die Phasengeschwindigkeit $v_{\text{subs}} = c/\sqrt{\epsilon_{\text{r}}}$ elektromagnetischer Strahlung im Substratmaterial. Im Falle elektrischer Monopole, zum Beispiel schneller geladener Elementarteilchen, führt diese Situation zur Emission von Cherenkov-Strahlung. In vollständiger Analogie zum Cherenkov-Effekt führt die Propagation höherer Multipolmomente ebenfalls zur Emission elektromagnetischer Strahlung mit einer kegelförmigen Strahlungscharakteristik [29,33]. Da im Fall der Propagation elektrischer Multipolmomente auf koplanaren Wellenleitern die Bedingung $v_\phi > v_{\text{subs}}$ nur für das Substratmaterial, nicht jedoch für die umgebende Luft, erfüllt ist, wird die zugehörige Cherenkov-Strahlung mit einer halbkegelförmigen Characteristik in das Substrat ab-

gegeben. Der Abstrahlwinkel Ψ relativ zur Substratoberfläche wird hierbei durch das Verhältnis der Propagationskonstanten k_{cpw} und k_{str} der auf dem CPW geführten bzw. der abgestrahlten Mode bestimmt. Es ist [28]

$$\cos\Psi = \frac{k_{\mathrm{cpw}}}{k_{\mathrm{str}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)}{\epsilon_{\mathrm{r}}}}. \tag{6.28}$$

Im Grenzfall hoher Frequenzen konvergiert Ψ wegen $\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega \to \infty) = \epsilon_{\mathrm{r}}$ gegen Null.
Die mit der Emission von Cherenkov-Strahlung verbundene Dämpfung von Signalen auf koplanaren Wellenleitern wurde von Rutledge et al. [269] berechnet und in einer im Hinblick auf die Frequenzabhängigkeit modifizierten Form von Frankel et al. [28] angegeben. Es gilt

$$\begin{aligned}\alpha_{\mathrm{str}}(\omega) = \frac{1}{32}\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{\mathrm{r}}}}{c}\right)^3 \frac{\left(1-\frac{\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)}{\epsilon_{\mathrm{r}}}\right)^2}{\sqrt{\frac{\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)}{\epsilon_{\mathrm{r}}}}} \\ \times \frac{(s+2w)^2\,\omega^3}{\mathrm{K}(q_{\mathrm{cpw}})\mathrm{K}\left(\sqrt{1-q_{\mathrm{cpw}}^2}\right)}.\end{aligned} \tag{6.29}$$

Im Gegensatz zu [28] werden in dieser Arbeit nicht nur die Beiträge der Modendispersion sondern auch die Beiträge der Leitfähigkeitsdispersion zu $\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)$ berücksichtigt.
Wie Abbildung 6.7a am Beispiel der bereits betrachteten Wellenleiterstrukturen zeigt, ist die Frequenzabhängigkeit von $\alpha_{\mathrm{str}}(\omega)$ im Bereich niedriger Frequenzen durch $\alpha_{\mathrm{str}}(\omega) \propto \omega^3$ gegeben. Das im Bereich mittlerer Frequenzen auftretende Maximum in $\alpha_{\mathrm{str}}(\omega)$ ist eine Folge der Frequenzabhängigkeit von $\epsilon_{\mathrm{eff}}(\omega)$. Rutledge et al. geben unter Vernachlässigung jeglicher Dispersionsmechanismen eine reine ω^3 Abhängigkeit der Strahlungsdämpfung und damit eine Divergenz für höchste Frequenzen an [269]. Frankel et al. [28] finden im Gegensatz dazu unter Berücksichtigung der Modendispersion aber Vernachlässigung der Leitfähigkeitsdispersion im Bereich niedriger Frequenzen eine ω^3 Abhängigkeit gefolgt von einem Maximum und schließlich das Verschwinden der Strahlungsdämpfung für höchste Frequenzen. Wird auch die Leitfähigkeitsdispersion berücksichtigt, so ergibt sich durch das gegenüber $\epsilon_{\mathrm{mod}}(\omega)$ veränderte

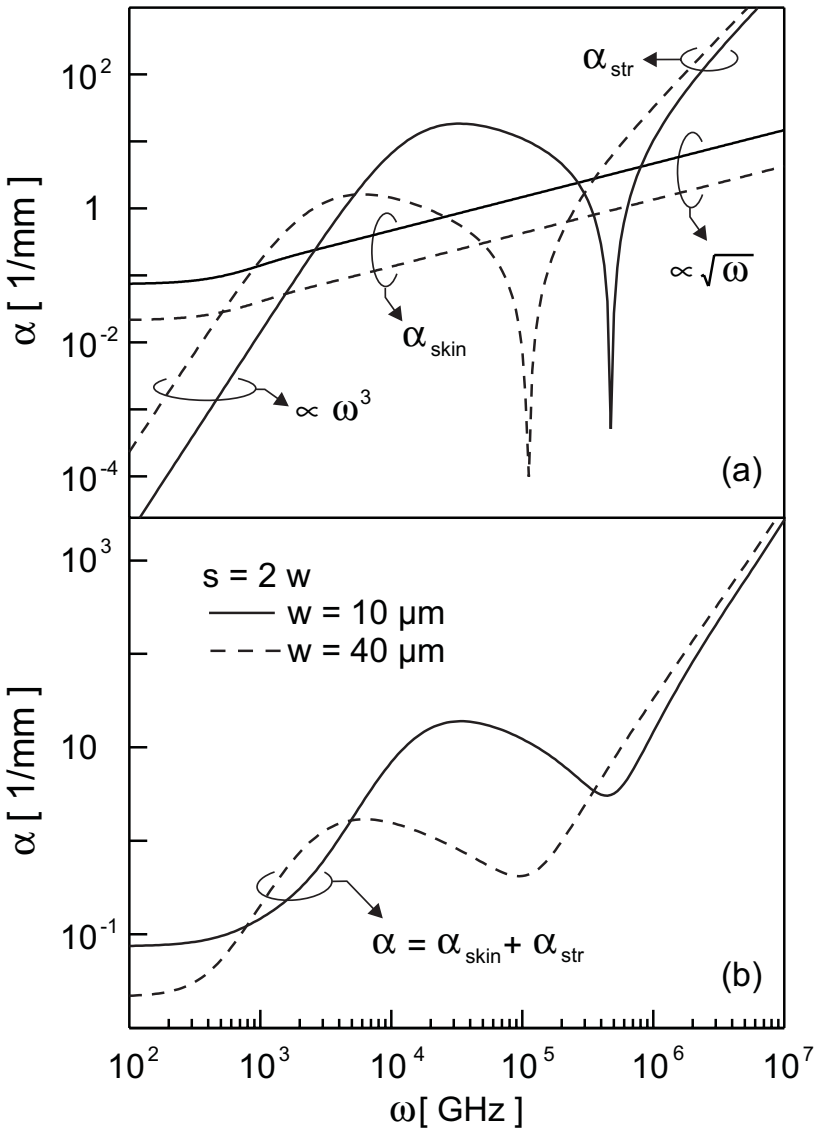


Abbildung 6.7: (a) $\alpha_{\mathrm{skin}}(\omega)$ und $\alpha_{\mathrm{str}}(\omega)$ als Funktion der Frequenz für zwei verschiedene CPW Geometrien auf GaAs Substrat ($\epsilon_{\mathrm{r}} = 13.1$) der Dicke $h = 500\,\mu$m. Als Metallisierung wurden 420 nm Gold mit $\sigma = 3.3 \times 10^7\,\frac{1}{\Omega\mathrm{m}}$ angenommen. (b) $\alpha(\omega) = \alpha_{\mathrm{str}}(\omega) + \alpha_{\mathrm{skin}}(\omega)$ als Funktion der Frequenz.

Konvergenzverhalten von $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ (siehe Abbildung 6.5) wieder eine Divergenz der Stahlungsverluste für höchste Frequenzen.
Eine experimentelle Aufklärung des Höchstfrequenzverhaltens der Strahlungsdämpfung erscheint aussichtslos, da selbst die hochfrequentesten Ausläufer von Subpikosekunden-Pulsen im Frequenzbereich des ersten Anstieges und des Maximums von $\alpha_{\text{str}}(\omega)$ liegen. In diesem Bereich unterscheiden sich die in dieser Arbeit und die von Frankel et al. [28] gegebenen Ausdrücke für $\alpha_{\text{str}}(\omega)$ lediglich geringfügig. Experimentell verifizierbar ist jedoch der generelle Einfluss der Dispersion auf die Strahlungsdämpfung. Frankel et al. erzielen eine wesentlich bessere Übereinstimmung theoretischer und experimenteller Ergebnisse unter Berücksichtigung der Modendispersion als bei Vewendung einer bloßen ω^3 Abhängigkeit der Dämpfung [28].
Die Leitfähigkeitsdämpfung aufgrund des Skin Effektes ist nach [218, 219, 223, 268] in völliger Analogie zur Leitfähigkeitsdispersion in Gleichung (6.21) durch den Realteil der komplexen Oberflächenimpedanz $\tilde{Z}_{\text{s}}(\omega)$ gegeben. Damit ist

$$\alpha_{\text{skin}}(\omega) = \hat{\epsilon}_{\text{qs}} Z_0 \, g_1 \, \text{Re}(\tilde{Z}_{\text{s}}(\omega)) \left[\frac{1}{\text{Einheitslänge}}\right]. \tag{6.30}$$

Im Grenzfall niedriger Frequenzen sind die Leitfähigkeitsverluste durch den Gleichstrom-Widerstand der CPW-Metallisierung gegeben. Es gilt

$$\alpha_{\text{skin}}(\omega \to 0) = \alpha_{\text{qs}} = \hat{\epsilon}_{\text{qs}} Z_0 \, g_1 \, \frac{1}{d\,\sigma} \left[\frac{1}{\text{Einheitslänge}}\right]. \tag{6.31}$$

Für hohe Frequenzen ist $\alpha_{\text{skin}}(\omega) \propto \sqrt{\omega}$. Mit steigender Gesamtbreite des CPW sinkt der Einfluss der frequenzabhängigen Verringerung des Leiterbahnquerschnittes, die Dämpfungsverluste nehmen somit ab.
Abbildung 6.7a zeigt $\alpha_{\text{skin}}(\omega)$ als Funktion der Frequenz für die bereits betrachteten Wellenleiterstrukturen. Abbildung 6.7b zeigt die resultierende Gesamtdämpfung $\alpha(\omega) = \alpha_{\text{str}}(\omega) + \alpha_{\text{skin}}(\omega)$ für diese beiden Wellenleitergeometrien. Deutlich zu erkennen ist die geringe Dämpfung beider Geometrien unterhalb von 1 THz sowie die wesentlich kleinere Dämpfung der breiteren Wellenleitersruktur in weiten Spektralbereichen. Im Frequenzbereich zwischen 1 THz und 5 THz zeigt allerdings die breite Wellenleiterstruktur deutlich höhere Dämpfung als die schmale Struktur. Gera-

de diesen Frequenzbereich decken jedoch die hochfrequenten Komponenten von Pikosekunden- und Subpikosekundenpulsen ab. Im Hinblick auf die für diese Arbeit relevanten Frequenzbereiche kann also schlussgefolgert werden, dass breite CPW-Strukturen stärkere Dämpfung als schmale Strukturen aufweisen.
Messungen der Dispersions- und Dämpfungseigenschaften koplanarer Wellenleiter [7, 28, 222, 268] zeigen eine ausgesprochen gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Ergebnissen und mithilfe von Gleichungen (6.9), (6.11) und (6.21) sowie (6.29) und (6.30) berechneten Pulsformen. Die Analysen der Abschnitte 6.1.3 und 6.1.4 zeigen ferner in Übereinstimmung mit [221, 223], dass Modendispersion und Strahlungsdämpfung die dominierenden Dispersions- und Verlustmechanismen für koplanare Wellenleiter auf semiisolierenden Halbleitersubstraten sind. Keil et al. [221] finden, dass für Wellenleiter mit Dimensionen $s = w < 5\,\mu$m für Frequenzen kleiner als 1.14 THz die Leitfähigkeitsverluste größer als die Strahlungsverluste werden.

6.2 Photoleitungs-Sampling

Sowohl zur Erzeugung kurzer elektrischer Pulse auf Wellenleitern als auch zu ihrer Detektion werden im Rahmen dieser Arbeit schnelle Photoleitungsschalter (siehe Kapitel 4) eingesetzt. Eine typische, in der vorliegenden Arbeit verwendete Struktur nach Zamdmer et al. [42, 166], bestehend aus zwei Photoleitungsschalter-Anordnungen zur Generation und Detektion schneller elektrischer Pulse sowie koplanaren Wellenleitern zu ihrer Verbindung, zeigt Abbildung 6.8. Die Photoleitungsschalter sowie die Wellenleiter sind aus Gold entweder auf LTG-GaAs oder ErAs:GaAs Substraten (siehe Kapitel 3) strukturiert.
Die Erzeugung der elektrischen Pulse geschieht mit dem in Abbildung 6.8 links dargestellten, einzelnen Photoleitungsschalter im Mittelleiter des CPW. Der durch diesen, über den linken Arm des CPW vorgespannten, Photoleitungsschalter erzeugte schnelle elektrische Puls koppelt zu gleichen Teilen in die beiden Arme des CPW ein und propagiert Richtung Spannungsquelle bzw. Richtung der in Abbildung 6.8 rechts dargestellten Photoleitungsschalter zur Detektion des elektrischen Pulses. Aufgrund der Anordnung des pulserzeugenden Schalters im Mittelleiter des

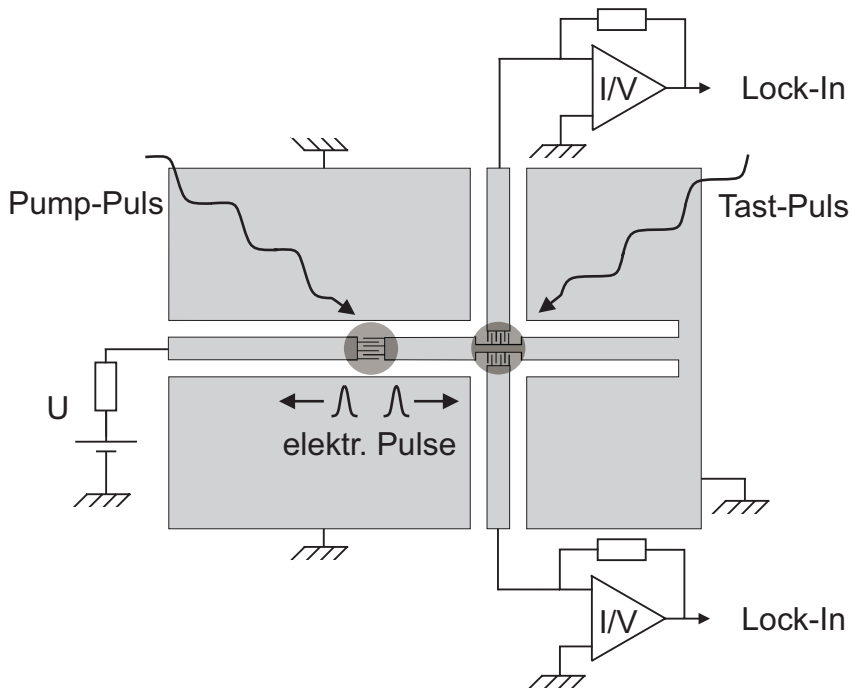


Abbildung 6.8: Integrierter Schaltkreis zur Erzeugung und Detektion kurzer elektrischer Pulse auf koplanaren Wellenleitern nach Zamdmer et al. [42, 166]. Die detaillierte Struktur der Photoleitungsschalter geht aus den REM-Aufnahmen in Abbildung 6.10 hervor.

CPW wird in dieser Geometrie nur die ungerade Mode des CPW angeregt [42, 166].
Im Gegensatz zum pulserzeugenden Photoleitungsschalter sind die zur Detektion verwendeten Schalter (in Abbildung 6.8 rechts eingezeichnet) nicht vorgespannt. Daher fließt auch unter Beleuchtung kein Strom vom Mittelleiter des zentralen CPW in die Mittelleiter der seitlichen CPW-Arme. Ein an diesen Schaltern eintreffender elektrischer Puls führt jedoch zu einem transienten Spannungsabfall über die beiden zur Detektion verwendeten Schalter. Trifft zeitgleich ein optischer Puls am Detektionsschalter ein, so fließt eine zur Amplitude des elektrischen Pulses proportionale Ladungsmenge [270, 271] vom Mittelleiter des zentralen CPW auf die beiden seitlich angeordneten Wellenleiter.
Sind die Dauer des optischen Pulses, die RC-Zeit der Detektionsschalter

und die Zerfallszeit der in den Detektionsschaltern photogenerierten Ladungsträgerpopulation hinreichend kurz, so ist die Zeitspanne, während der die Detektionsschalter nach Beleuchtung leitfähig sind, wesentlich kürzer als die Dauer des einlaufenden elektrischen Pulses [6, 258]. Durch Veränderung der Zeitspanne zwischen Eintreffen des optischen Pump- und des Tast-Pulses auf der Probe kann der durch den Pump-Puls erzeugte elektrische Puls systematisch durch das Leitfähigkeits-Intervall der Detektionsschalter abgetastet werden. Die auf die Seitenarme des CPW übertragene Ladungsmenge ist dann proportional zur momentanen Amplitude des elektrischen Pulses [270, 271]. Die als Funktion der Verzögerung zwischen den beiden optischen Pulsen auf die Seitenarme des CPW übertragene Ladungsmenge gibt also die zeitliche Form des elektrischen Pulses wieder.
Experimentell werden der pulserzeugende Schalter und die Detektionsschalter mit gegeneinander verzögerten Pulszügen hoher Repetitionsrate (typischerweise 70 MHz bis 100 MHz) beleuchtet [17, 18, 30–32, 34–42, 181, 270–272]. Zur Bestimmung der auf die Seitenarme übetragenen Ladungsmenge wird für jede Verzögerung einige Sekunden gemittelt und der Strom in den Seitenarmen des CPW gemessen. Alternativ kann die über einer am Ende des Wellenleiters angebrachten integrierenden Kapazität abfallende Spannung bestimmt werden. Diese Verfahren werden als Photoleitungs-Sampling bezeichnet.
Im allgemeinen Fall ist das als Funktion der Zeitverzögerung zwischen optischem Pump- und Tast-Puls gemessene Photoleitungs-Sampling Signal die zeitliche Kreuzkorrelation zwischen einlaufendem Spannungspuls und der Antwortfunktion der Tastschalter [6, 258]. Sind die Dauer des optischen Pulses und die RC-Zeit der Detektionsschalter kurz gegenüber der Ladungsträgerlebenszeit in den Detektionsschaltern, so ist der gemessene Strom proportional zur Kreuzkorrelation zwischen einlaufendem Spannungspuls und dem Zerfall der photogenerierten Ladungsträgerpopulation in den Tastschaltern [6, 258].
Die grundlegenden Experimente [4,273] zum Photoleitungs-Sampling wurden von Auston durchgeführt. Experimentelle Anwendung findet das Photoleitungs-Sampling in der Charakterisierung planarer Wellenleiter [30–32, 34–36, 38] und schneller Photoleitungsschalter [18, 39, 40, 181] oder als universell einsetzbare Methode zur hoch-zeitaufgelösten Messung elektrischer Signale [17, 37, 41, 42, 270–272]. Eine ausführliche Liste experi-

menteller Referenzen findet sich in [35, 36, 271].
Die Zeitauflösung des Photoleitungssamplings ist nicht durch externe Messgeräte, sondern durch die optische Pulsdauer, die Ladungsträgerlebensdauer und die Kapazität des Detektionsschalters gegeben. Durch die Samplingtechnik werden hochfrequente Signale in Gleichspannungssignale konvertiert, so dass abseits der Probe lediglich niederfrequente Signale auftreten [17, 38], deren Messung geringe Anforderungen an die Zeitauflösung der verwendeten Messgeräte stellt. Durch die Beschränkung sämtlicher hochfrequenter Signale auf die Probe werden keine Hochfrequenzverbindungen zwischen Probe und Messgeräten benötigt, die unausweichlich zu unerwünschten Reflexionen und Kopplungsverlusten führen. Externe Hochfrequenzleitungen zeichnen sich zudem aufgrund ihrer gegenüber den auf der Probe lithografisch strukturierten Wellenleitern wesentlich größeren Querabmessungen durch vergleichsweise imense Dispersion und Dämpfung aus. Allein aufgrund dieser Tatsache lässt das Photoleitungssampling eine gegenüber externen Detektionsmethoden (z.B. schnelle Oszilloskope) wesentlich verbesserte Zeitauflösung erwarten.
Die Verwendung von zwei Photoleitungsschaltern zur Abtastung des elektrischen Pulses in der in Abbildung 6.8 gezeigten Art ermöglicht die unabhängige Messung der elektrischen Felder zwischen den einzelnen Masseflächen und dem Mittelleiter des CPW [42, 166]. Somit sind unmittelbar die Symmetrieeigenschaften des auf dem CPW propagierenden Signals zugänglich und es kann leicht ermittelt werden, inwieweit die verwendete Wellenleiteranordnung zur Anregung der geraden Mode führt.
Werden wie in Abbildung 6.9 gezeigt auch zur Anregung des elektrischen Pulses zwei Schalter verwendet, so ist durch die Wahl der Vorspannungspolaritäten an den beiden Schaltern gezielt die Anregung der ungeraden bzw. der geraden Wellenleitermode möglich [30, 42, 166]. Im Hinblick auf die Kopplung zwischen Photostrom und dem Strom in propagierenden CPW-Moden erweist sich jedoch diese Struktur gegenüber der in Abbildung 6.8 gezeigten als nachteilig. Die Einkopplung des Photostromes in propagierende CPW-Moden ist effizienter im Fall eines einzelnen Photoleitungsschalters im Mittelleiter des CPW, im Fall der seitlichen Anordnung zweier Photoleitungsschalter treten höhere strahlende Verluste bei der Einkopplung auf [42, 166].
Ein Vorteil beider gezeigter Strukturen ist, dass sehr leicht Bauelemente in den CPW zwischen Generations- und Detektionsschalter eingebracht

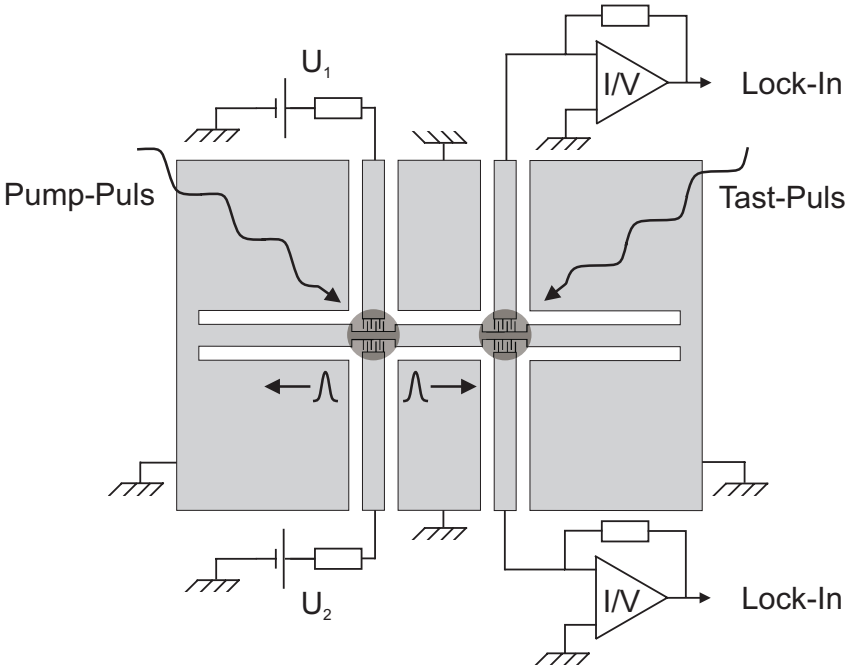


Abbildung 6.9: Modifikation des Schaltkreises aus Abbildung 6.8 zur gezielten Anregung der ungeraden bzw. geraden Mode des CPW. Die detaillierte Struktur der Photoleitungsschalter wird in Abbildung 6.10 gezeigt.

werden können. Dies ist insbesondere ohne Erzeugung zusätzlicher Wellenleiter-Diskontinuitäten möglich. Die Masseflächen des CPW können leicht als Gates strukturiert werden [42, 166].

6.3 Experimentelles

Dieser Abschnitt faßt die experimentellen Details der Photoleitungs-Sampling Experimente hinsichtlich der Probenmaterialien und -geometrien sowie hinsichtlich des optischen und messtechnischen Aufbaus zusammen.

6.3.1 Proben

Zur experimentellen Realisierung des Prototyps einer integrierten Schaltung zur Durchführung hoch-zeitaufgelöster Transportmessungen wurden die in den Abbildungen 6.8 und 6.9 gezeigten Strukturen photolithografisch hergestellt. Die Photoleitungsschalter wurden hierbei mit den Wellenleitern in einem gemeinsamen UV-Lithografie- und nachfolgendem Bedampfungsschritt hergestellt (siehe Anhang A).
Die verwendeten schnellen Photohalbleiter waren eine Folge aus 0.8 μm LTG-GaAs und 0.5 μm AlAs (Wafer M4.1018) sowie eine 1.6 μm dicke ErAs:GaAs Schicht (Wafer 981207C) mit einer Übergitterperiode von 40 nm jeweils auf GaAs-Substraten (siehe Anhang B). Für Licht der Wellenlänge 800 nm folgt aus den angegebenen Schichtdicken eine Absorption von 70 % in der LTG-GaAs Schicht bzw. von 82 % in der ErAs:GaAs Schicht (siehe Abschnitt 4.3.1).
Nach [274] ist die direkte Bandlücke von AlAs 3.13 eV, AlAs ist also transparent für Photonen der Wellenlänge 800 nm (1.55 eV). Wegen ihrer großen indirekten Bandlücke von 2.23 eV wirkt die AlAs Schicht zudem als elektronische Barrieren-Schicht, das heißt die in der LTG-GaAs Probe im Substrat durch die verbleibenden 30 % des Lichtes erzeugten Ladungsträgerpaare können die Kontakte nicht erreichen. In der LTG-GaAs Probe befinden sich damit alle für das Zeitverhalten relevanten Ladungsträger in Bereichen mit schnellen Ladungsträgereinfangzeiten, in der ErAs:GaAs Probe sind dies aufgrund der fehlenden Barriere nur 82 % der Elektronen. Nach den Überlegungen aus Abschnitt 4.3.1 befinden sich die verbleibenden langlebigen Ladungsträger allerdings außerhalb des empfindlichen Volumens der Photoleitungsschalter.
Abbildung 6.10 zeigt rasterelektronenmikroskopische (REM) Aufnahmen der zur Pulserzeugung und Pulsdetektion verwendeten Photoleitungsschalteranordnungen. Aus den Abmessungen der Wellenleiter folgt nach Gleichung (6.1) eine quasistatische Impedanz von 41.5 Ω.
Als Metallisierung wurden 10 nm Titan sowie 420 nm Gold aufgedampft. Durch Messung der Gleichstromcharakteristik des zentralen Wellenleiters einer Probe des in Abbildung 6.9 gezeigten Typs konnte für diese Metallisierungsfolge eine Leitfähigkeit von $\sigma = 3.3 \times 10^7 \frac{1}{\Omega\mathrm{m}}$ ermittelt werden. Dieser Wert wurde allen in den vorausgegangenen Abschnitten diskutierten Beispielen zugrunde gelegt.

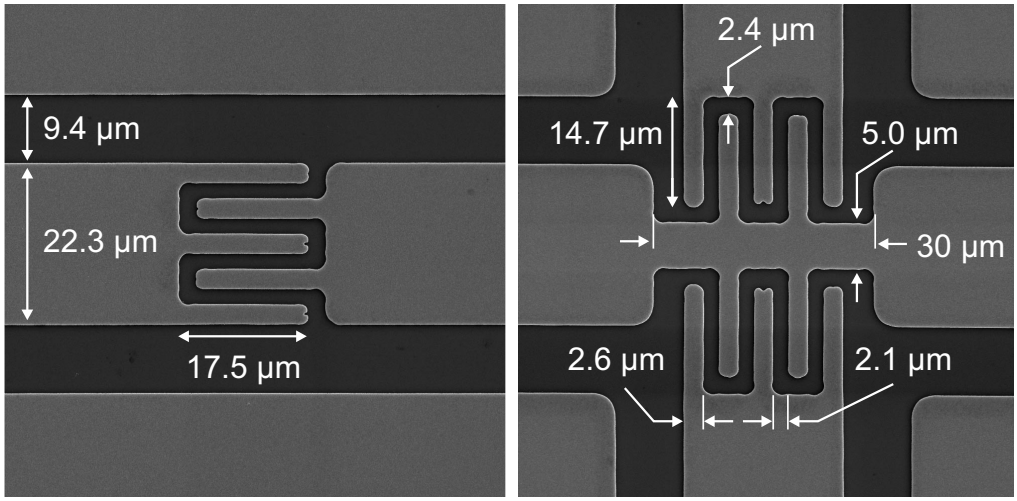


Abbildung 6.10: REM-Aufnahmen der zur Pulserzeugung und Pulsdetektion verwendeten Photoleitungsschalteranordnungen. Die linke Aufnahme zeigt einen einzelnen Photoleitungsschalter, wie er in der in Abbildung 6.8 gezeigten Struktur zur Pulserzeugung verwendet wird. Die in der rechten Aufnahme gezeigte Kombination zweier Photoleitungsschalter wird in den Strukturen aus den Abbildungen 6.8 und 6.9 zur Detektion des elektrischen Pulses verwendet. In der in Abbildung 6.9 gezeigten Struktur wird diese Anordnung auch zur Erzeugung des elektrischen Pulses verwendet.

Nach [275] gilt für die Kapazität pro Längeneinheit abwechselnd geladener, koplanarer, paralleler Streifen

$$\hat{C} = (l-1)\,\epsilon_0\,(1+\epsilon_\mathrm{r})\,\mathcal{K}(q_\mathrm{msm}). \tag{6.32}$$

l ist hierin die Anzahl benachbarter Streifen und q_msm ergibt sich aus

$$q_\mathrm{msm} = \tan^2 \frac{r\pi}{4(p+r)}. \tag{6.33}$$

r bezeichnet hierbei die Breite eines Metalstreifens, p den Abstand zweier Streifen. Mithilfe der Abmessungen aus Abbildung 6.10 ergibt dies für die in dieser Arbeit verwendeten Photoleitungsschalter eine Kapazität pro Längeneinheit von $270\,\frac{\mathrm{pF}}{\mathrm{m}}$. Für den in Abbildung 6.10 links gezeigten Schalter resultiert daraus eine Kapazität von $C = 4.7\,\mathrm{fF}$, die in Abbildung 6.10 rechts gezeigten Schalter besitzen eine Kapazität von jeweils $4.0\,\mathrm{fF}$.

Die RC-Zeit in Wellenleiter eingebetteter Photoleitungsschalter ergibt sich nach [57, 58] aus den mithilfe von Gleichung (6.32) bestimmten Kapazitäten und der Impedanz der Wellenleiter. Für die in dieser Arbeit verwendeten Strukturen resultieren daraus RC-Zeiten von 160 fs bzw. 200 fs. Vergleicht man diese Zeiten mit für unseren Aufbau typischen Laserpulsdauern von 160 fs und Elektronenlebenszeiten von 450 fs für ErAs:GaAs mit 40 nm Gitterperiode (siehe Kapitel 5) und typischerweise[3] 400 fs bis 1 ps für LTG-GaAs (siehe Kapitel 5 und [41, 42, 236]), zeigt sich, dass die verwendeten Schalter lebenszeitlimitiert sind.

6.3.2 Optischer Aufbau

Abbildung 6.11 zeigt den optischen Aufbau der Photoleitungs-Sampling-Experimente. Als optische Kurzpulsquelle fand der bereits aus den Ka-

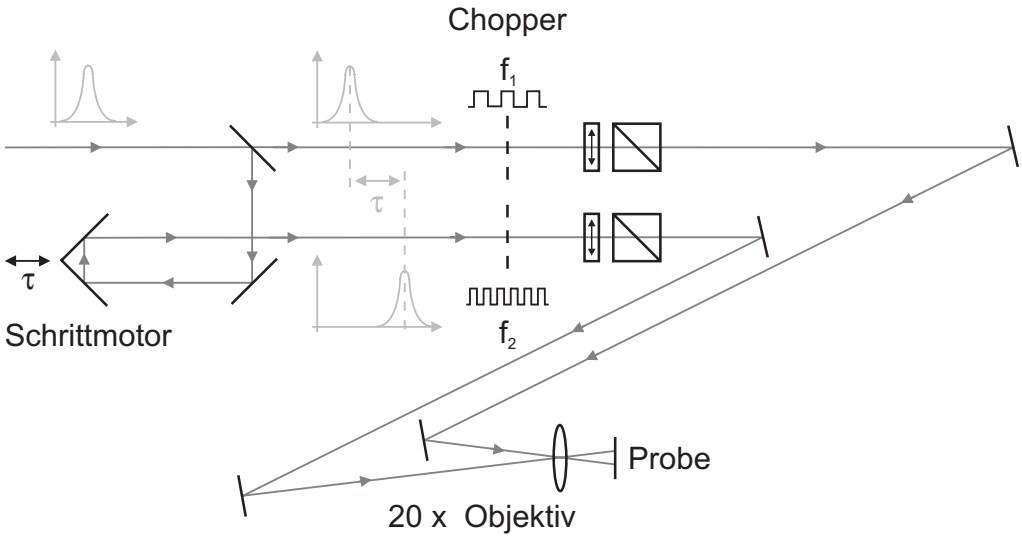


Abbildung 6.11: Optischer Aufbau der Photoleitungs-Sampling Experimente.

piteln 4 und 5 bekannte Titan:Saphir Oszillator Verwendung. Auch der Interferometeraufbau zur relativen Verzögerung der beiden Pulszüge ist in

[3] Für den in diesen Experimenten verwendeten Wafer M4.1018 stehen leider keine experimentell bestimmten Elektronenlebenszeiten zur Verfügung.

seinem prinzipiellen Aufbau identisch zu dem in Kapitel 5 verwendeten. Zur Realisierung der in diesen Experimenten benötigten vergleichsweise großen Stellwege wurde der in Abschnitt 5.2 beschriebene Schrittmotor verwendet, zur Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses wurde hier jedoch anders als bei den Autokorrelationsexperimenten mit Lock-In Technik gearbeitet. Die hierzu erforderliche Intensitäts-Modulation der Laserstrahlen wird mithilfe eines mechanischen Choppers realisiert. Die beiden Teilstrahlen wurden mit 4.48 kHz bzw. 3.2 kHz unter Verwendung eines doppelt geschnittenen Chopperblattes moduliert. Die Modulation mit verschiedenen, nicht kommensurablen Frequenzen erlaubt die Detektion des Samplingsignals auf der Summen- bzw. Differenzfrequenz und damit die Unterdrückung nicht mit beiden Laserstrahlen korrelierter Signalanteile. Dies betrifft in erster Linie den Dunkelstrom sowie Signale, die durch die Modulation der photoinduzierten Ladungsträgerdichte im Tastschalter entstehen. Die Verwendung eines doppelt geschnittenen Chopperblattes gewährleistet gegenüber der Verwendung zweier getrennter Chopper eine bessere Phasenstarrheit der beiden Modulationen.
Die dominierenden Rauschquellen in diesem Experiment sind neben elektronischem Rauschen vor allen Dingen das Intensitätsrauschen des Lasersystems sowie mechanische Schwingungen im optischen Aufbau. Die nichtelektronischen Rauschquellen zeichnen sich durch ausgesprochen niedrige Frequenzen bis in den Bereich weniger Hertz aus. Die Unterdrückung dieser Rauschquellen erfordert somit ausgesprochen lange Integrationszeiten der vewendeten Lock-Ins (typischerweise 3 s), die die Gesamtmessdauer empfindlich verlängern. Trotz dieser langen Integrationszeiten ist die Unterdrückung des niederfrequenten Rauschens nicht in so gutem Maße wie unter Verwendung eines Federschwingers möglich.
Durch die fokussierte Beleuchtung kommt es zu einem deutlichen Anstieg der Temperatur in den beleuchteten Regionen der Probe [246]. Da typische Chopperfrequenzen mit einigen Kilohertz langsamer sind als die thermische Trägheit des Probenmaterials, folgt die Temperatur der Photoleitungsschalter mindestens teilweise der Choppermodulation. Über die thermisch verursachte Modulation der Ladungsträgerdichten können so zusätzliche, aufgrund ihrer modulierten Struktur nicht abtrennbare Signalanteile entstehen. Ein weiterer Vorteil der Verwendung eines Federschwingers liegt damit in der Aufrechterhaltung des thermischen Gleichgewichts der Schalterregionen, da die Probe in diesem Fall ununterbroche-

ner Beleuchtung ausgesetzt ist. Aufgrund der thermischen Trägheit der Probe vermag die Probentemperatur der gepulsten Laserintensität nicht zu folgen.
Die Intensitätsabschwächung der Laserstrahlen wurde mithilfe von $\lambda/2$-Platten und Polarisatoren für beide Teilstrahlen unabhängig voneinander realisiert. Da anders als in den Autokorrelationsexperimenten die beiden Teilstrahlen auf der Probe nicht überlagert werden, spielen die Polarisationseigenschaften der beiden Strahlen keine Rolle.
Die beiden Teilstrahlen wurden schließlich mithilfe des bereits aus Kapitel 5 bekannten Mikroskopaufbaus unter Verwendung eines 20-fach Mikroskopobjektivs auf die Pulserzeugungs- bzw. Detektionsdioden fokussiert. Durch leichte Veränderung der Fokussierung kann dabei die Ausleuchtung der Dioden bestimmt werden. Generell wurde eine vollständige Ausleuchtung beider Dioden gewährleistet.
Um die beiden Teilstrahlen unabhängig voneinander auf der Probe positionieren zu können wurde jeder Teilstrahl durch ein Spiegelpaar gesteuert, wobei die Distanz zwischen erstem und zweitem Spiegel wesentlich größer als zwischen zweitem Spiegel und Probe gewählt wurde. Wird gleichzeitig der zur optischen Achse des Objektivs symmetrische Durchgang der beiden Strahlen durch das Objektiv in der in Abbildung 6.11 gezeigten Art sichergestellt, so können die beiden Strahlen sehr einfach mithilfe des ersten Spiegelpaares auf der Probe gesteuert werden, ohne den Schnittpunkt der beiden Strahlen in der Hauptebene des Objektivs oder aus dieser Hauptebene heraus wesentlich zu bewegen. Zur Kompensation der Stellbewegungen des ersten Spiegelpaares kann die Lage der Strahlen im Mikroskopobjektiv mithilfe des zweiten Spiegelpaares korrigiert werden.
Wie bereits im Fall des Autokorrelationsaufbaus ergibt eine Messung der Kreuzkorrelation der beiden optischen Pulse mithilfe einer Zwei-Photonen-Diode eine optische Pulslänge von 160 fs.

6.3.3 Messaufbau

Die Beschaltung der Proben geht aus den Abbildungen 6.8 und 6.9 hervor. Als Vorwiderstände für die Spannungsquellen wurden Widerstände von $10\,\Omega$ verwendet. Diese Widerstände sind selbst im Fall hoher Intensitäten als klein gegen den Widerstand der beleuchteten Dioden anzunehmen.
Die Detektion der Signale fand auf der Summenfrequenz der beiden Chop-

perfrequenzen statt. Durch das Steuergerät des Choppers wird ein Referenzsignal mit der Summenfrequenz der beiden Modulationen generiert, so dass das Summenfrequenz-Signal ohne Doppel-Lock-In Technik leicht mithilfe eines Lock-In-Verstärkers detektiert werden konnte.
Ein zur Messung der Ströme in den Seitenarmen des CPW äquivalentes Verfahren ist die Bestimmung der sich auf den Seitenarmen des CPW aufbauenden Spannung. Hierzu werden die seitlichen Arme des CPW ohne die Verwendung von I/V-Wandlern direkt mit den hochohmigen Eingängen der Lock-In Verstärker verbunden.
Um im Fall der Anregung des zentralen CPW durch zwei Photoleitungsschalter möglichst ausschließlich die ungerade Mode zu stimulieren, werden zunächst die Spannungen U_1 und U_2 so abgeglichen, dass die Dunkelströme beider Photoleitungsschalter gleich sind. Typischerweise führt dies zu Spannungsdifferenzen von nicht mehr als 2 V bei Spannungen bis zu 50 V. Anschließend wird der Pump-Strahl so justiert, dass auch die Photoströme der beiden Schalter gleich sind.
Die Anpassung der Spannungen trägt individuellen Eigenschaften der Dioden Rechnung, die Justage des Pump-Strahles mithilfe des Photostromes erwies sich im Hinblick auf die symmetrische Ausleuchtung der beiden Dioden als wesentlich genauer als die bloße Justage mithilfe des Mikroskopaufbaus. Die Diodenströme wurden als Spannungsabfall über den 10 Ω Vorwiderständen gemessen.
Für beide verwendeten Anrege-Geometrien wird zur Justage des Tast-Strahls und zum Phasenabgleich der Lock-In Verstärker die Verzögerungsstrecke so eingestellt, dass die Tast-Pulse zeitgleich mit den elektrischen Pulsen am Tast-Schalter eintreffen, das heißt so, dass maximales Signal gemessen wird. Nach dem Phasenabgleich beider Lock-In Verstärker wird der Pump-Strahl so justiert, dass beide Lock-In Verstärker gleiches Signal anzeigen. Unter der Annahme der vollständigen Unterdrückung der geraden Wellenleitermode durch das verwendete Anregeschema [42, 166] erwies sich dies wie im Fall der Pump-Schalter als wesentlich genauer als die bloße Justage mithilfe des Mikroskopaufbaus.

6.4 Modellanalyse

Ein detailliertes Verständnis der Signalentstehung beim Photoleitungssampling ist mithilfe des in Abbildung 6.12 gezeigten Ersatzschaltbildes möglich. Das Ersatzschaltbild beschreibt jeweils einen der zwei Tastschal-

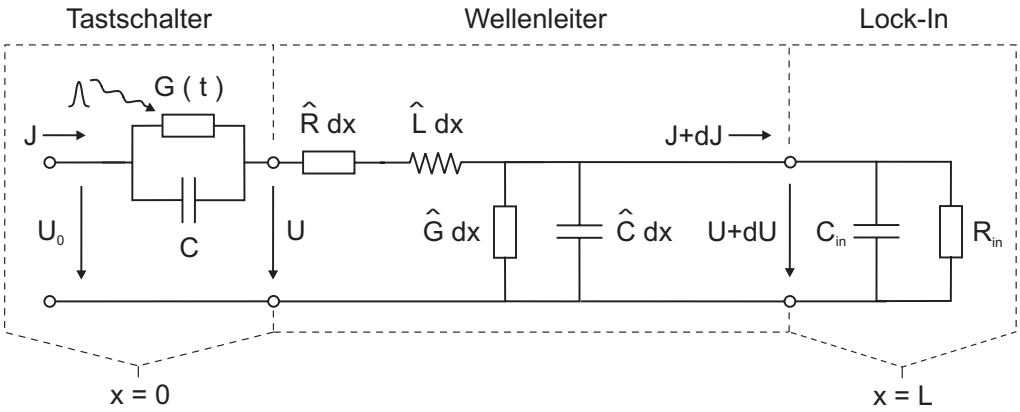


Abbildung 6.12: Ersatzschaltbild für einen der Tastschalter mit anschließendem Wellenleiter und Eingangswiderstand des Lock-In Verstärkers mit Parallelkapazität

ter der Strukturen aus den Abbildungen 6.8 und 6.9 als Parallelschaltung des zeitabhängigen Leitwertes $G(t)$ und der Kapazität C. Die Elemente $\hat{R}, \hat{L}, \hat{G}$ und $\hat{C}$ beschreiben ein Stück des sich an den Tastschalter bei $x = 0$ anschließenden Wellenleiters der differentiellen Länge dx [266, 276]. Der Abschluss des Wellenleiters wird durch die Eingangskapazität C_{in} sowie den Eingangswiderstand R_{in} des Lock-In Verstärkers gebildet.
$\hat{R}, \hat{L}, \hat{G}$ und $\hat{C}$ bezeichen den Widerstand, die Induktivität, den Leitwert beziehungsweise die Kapazität pro Längeneinheit des Wellenleiters. Diese Größen resultieren als effektive Parameter aus der Lösung der Maxwellgleichungen für eine gegebene Wellenleiterstruktur und besitzen im Allgemeinen eine ausgeprägte Frequenz- und Materialabhängigkeit. $\hat{R}$ trägt den Leitfähigkeitsverlusten der Metallbahnen des Wellenleiters Rechnung, während $\hat{G}$ die dielektrischen Verluste des Substratmaterials beschreibt. Die Parameter $\hat{C}$ und $\hat{L}$ spiegeln vorrangig die Dispersionseigenschaften

des Wellenleiters wieder. Bei der Beschreibung des Wellenleiters durch die Parameter $\hat{R}, \hat{L}, \hat{G}$ und $\hat{C}$ bleiben somit die Strahlungsverluste unberücksichtigt. Um diese Limitierung aufzuheben, werden im Verlauf der folgenden Betrachtungen auftretende Ausdrücke soweit möglich durch die in den Abschnitten 6.1.3 und 6.1.4 diskutierten Größen $\alpha(\omega), \beta(\omega)$ und $Z(\omega)$ ersetzt. Dabei wird ausgenutzt, dass sowohl mithilfe von $\alpha(\omega), \beta(\omega)$ und $Z(\omega)$ als auch durch $\hat{R}, \hat{L}, \hat{G}$ und $\hat{C}$ die Propagation von Signalen auf Wellenleitern vollständig beschrieben werden kann. Während die Beschreibung durch $\alpha(\omega), \beta(\omega)$ und $Z(\omega)$ den Propagationsaspekt des Problems betont, steht bei der Beschreibung durch $\hat{R}, \hat{L}, \hat{G}$ und $\hat{C}$ der schaltungstechnische Aspekt im Vordergrund.
Werden die Spannung $U(t,x)$ und der Strom $J(t,x)$ auf dem Wellenleiter als Fourierintegrale der Form

$$U(t,x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\omega,x)\, e^{i\omega t} d\omega \tag{6.34}$$

$$J(t,x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} J(\omega,x)\, e^{i\omega t} d\omega \tag{6.35}$$

dargestellt, lassen sich aus Abbildung 6.12 unter Verwendung der im Schaltbild eingeführten Bezeichnungen für die Spannungen (U_0, U und $U + dU$) und Ströme (J und $J + dJ$) mithilfe der Kirchhoffschen Regeln und des Ohmschen Gesetzes folgende Differentialgleichungen für $U(\omega,x)$ und $J(\omega,x)$ ableiten [276]:

$$\frac{dJ(\omega,x)}{dx} = -(\hat{G} + i\omega\hat{C})U(\omega,x) \tag{6.36}$$

$$\frac{dU(\omega,x)}{dx} = -(\hat{R} + i\omega\hat{L})J(\omega,x). \tag{6.37}$$

Am Tastschalter bei $x = 0$ gilt die zeitabhängige Randbedingung

$$C\,\frac{dU_0(t)}{dt} + G(t)U_0(t) = J(t,0) + C\,\frac{dU(t,0)}{dt} + G(t)U(t,0), \tag{6.38}$$

wobei zur Lösung des Differentialgleichungssystems $U_0(t)$ als gegeben vorausgesetzt wird. Die Randbedingung am Lock-In seitigen Ende des Wel-

lenleiters für $x = L$ ergibt sich unter der Annahme, dass die Eingangskapazität des Lock-In Verstärkers zu Beginn des Sampling-Vorganges keine Ladung trägt, aus dem Ersatzschaltbild als

$$C_{\text{in}} \frac{dU(t,L)}{dt} + \frac{U(t,L)}{R_{\text{in}}} = J(t,L). \tag{6.39}$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten EG&G Model 5210 Lock-In Verstärker gilt im Fall der Spannungsdetektion $R_{\text{in}} = 100\,\text{M}\Omega$ und $C_{\text{in}} = 25\,\text{pF}$. Im Fall der Stromdetektion ist $C_{\text{in}} = 0$, der Eingangswiderstand des Lock-In Verstärkers ist stark abhängig von der gewählten Modulationsfrequenz (Chopperfrequenz) sowie von der Ausgangsimpedanz der Probe. Als Richtgrößen können für konstante Ausgangsimpedanzen einer Teststromquelle von $1\,\text{M}\Omega$ bzw. $17.5\,\text{M}\Omega$ bei einer Modulationsfrequenz von $7.68\,\text{kHz}$ Eingangsimpedanzen von $2.2\,\text{k}\Omega$ bzw. $1.5\,\text{k}\Omega$ bestimmt werden. Aus Gleichungen (6.36) und (6.37) lässt sich einfach

$$\frac{d^2U(\omega,x)}{dx^2} - \tilde{\gamma}^2 U(\omega,x) = 0 \tag{6.40}$$

mit

$$\tilde{\gamma}(\omega) = \sqrt{(\hat{R} + i\omega\hat{L})(\hat{G} + i\omega\hat{C})} \equiv \alpha(\omega) + i\beta(\omega) \tag{6.41}$$

gewinnen. $\tilde{\gamma}(\omega)$ beschreibt die frequenzabhängige Dispersion und Dämpfung des Wellenleiters und wird im Folgenden mit den in Abschnitten 6.1.3 und 6.1.4 gefundenen Größen $\alpha(\omega)$ und $\beta(\omega)$ identifiziert. Aus Gleichung (6.40) folgen schließlich die Lösungen

$$U(\omega,x) = U_h(\omega)\, e^{-\tilde{\gamma}(\omega)x} + U_r(\omega)\, e^{\tilde{\gamma}(\omega)x} \tag{6.42}$$

$$J(\omega,x) = \frac{1}{Z_L(\omega)} \left(U_h(\omega)\, e^{-\tilde{\gamma}(\omega)x} - U_r(\omega)\, e^{\tilde{\gamma}(\omega)x} \right) \tag{6.43}$$

mit

$$Z_L(\omega) = \sqrt{\frac{\hat{R} + i\omega\hat{L}}{\hat{G} + i\omega\hat{C}}} = \sqrt{\frac{\hat{R}/\omega\hat{L}\hat{C} + i/\hat{C}}{\hat{G}/\omega\hat{L}\hat{C} + i/\hat{L}}}. \tag{6.44}$$

Die Größen $U_h(\omega)$ und $U_r(\omega)$ sind die hin- beziehungsweise rücklaufende Komponente des Wellenleitersignals für $x = 0$, $Z_L(\omega)$ gibt die Impedanz

des Wellenleiters an. Nach [268] sind im Fall semiisolierender GaAs-Substrate die durch $\hat{G}$ ausgedrückten dielektrischen Verluste vernachlässigbar. Im Fall von Metallisierungen guter Gleichstromleitfähigkeit ist $\frac{\hat{R}}{\omega\hat{L}} \ll 1$. $Z_L(\omega)$ geht damit über in

$$Z_L(\omega) \approx \sqrt{\frac{\hat{L}}{\hat{C}}} \equiv Z(\omega) \tag{6.45}$$

und kann mit $Z(\omega)$ aus Gleichung (6.26) identifiziert werden. Durch diese Näherung wird lediglich der Einfluss der dielektrischen und resistiven Verluste auf die Impedanz des Wellenleiters vernachlässigt, der eigentlichen Dämpfung der Signale auf dem Wellenleiter wird weiterhin durch $\alpha(\omega)$ Rechnung getragen.
Die Auswertung der Randbedingung für $x = L$ nach Gleichung (6.39) ergibt

$$U_r(\omega) = -a(\omega)\, e^{-2\tilde{\gamma}(\omega)L}\, U_h(\omega) \tag{6.46}$$

mit

$$a(\omega) = \frac{i\omega C_{\text{in}} R_{\text{in}} Z_L(\omega) + Z_L(\omega) - R_{\text{in}}}{i\omega C_{\text{in}} R_{\text{in}} Z_L(\omega) + Z_L(\omega) + R_{\text{in}}}. \tag{6.47}$$

Zusammenfassend folgt damit aus den Gleichungen (6.42) und (6.43)

$$U(\omega, x) = U_h(\omega) \left(e^{-\tilde{\gamma}(\omega)x} - a(\omega)\, e^{\tilde{\gamma}(\omega)(x-2L)} \right) \tag{6.48}$$

$$J(\omega, x) = \frac{U_h(\omega)}{Z_L(\omega)} \left(e^{-\tilde{\gamma}(\omega)x} + a(\omega)\, e^{\tilde{\gamma}(\omega)(x-2L)} \right). \tag{6.49}$$

Da der zeitabhängige Strom $J(t, x)$ im Allgemeinen nicht in einfacher Weise durch die zeitabhängige Spannung $U(t, x)$ ausgedrückt werden kann, wird zur Auswertung der Randbedingung für $x = 0$ mit der Fouriertransformierten von Gleichung (6.38) gearbeitet. Diese lautet

$$\begin{aligned} i\omega C U_0(\omega) &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U_0(\omega') G(\omega - \omega')\, d\omega' \\ &= J(\omega, 0) + i\omega C U(\omega, 0) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\omega', 0) G(\omega - \omega')\, d\omega' \,, \end{aligned} \tag{6.50}$$

wobei die Fouriertransformierten $U_0(\omega)$ und $G(\omega)$ der Größen $U_0(t)$ und $G(t)$ analog zu den Gleichungen (6.34) und (6.35) definiert sind. Einsetzen von $U(\omega, x)$ und $J(\omega, x)$ nach Gleichungen (6.48) und (6.49) ergibt schließlich

$$\begin{aligned} i\omega C U_0(\omega) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U_0(\omega') G(\omega - \omega')\, d\omega' \\ = U_h(\omega) \left[\frac{1 + h(\omega)}{Z_L(\omega)} + i\omega C \big(1 - h(\omega)\big) \right] \\ + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U_h(\omega') G(\omega - \omega') \big(1 - h(\omega')\big)\, d\omega' \end{aligned} \tag{6.51}$$

mit

$$h(\omega) = a(\omega)\, e^{-2\tilde{\gamma}(\omega) L}. \tag{6.52}$$

Die numerische Lösung dieser Integralgleichung für $U_h(\omega)$ erlaubt es, mithilfe der Gleichungen (6.48) und (6.49) den Zeitverlauf des auf dem Seitenarm der Wellenleiterstruktur durch den Tastvorgang induzierten Strom-Spannungspuls an jedem Ort des Wellenleiters zu bestimmen. Aufgrund des nicht impedanzangepassten Abschlusses des Tast-Wellenleiters sowohl bei $x = 0$ am Tastschalter als auch bei $x = L$ am Eingang des Lock-In Verstärkers besteht der Signalverlauf auf dem Tastwellenleiter aus einem vielfach zwischen den Enden des Wellenleiters hin- und herreflektierten Einzelpuls, der zum Zeitpunkt der Beleuchtung des Tastschalters erzeugt wird. Die Reflexionen des Pulses treten in periodischen, durch ihre Laufzeit entlang des Wellenleiters gegebenen Zeitabständen auf, verändern ihre Form und Amplitude gemäß den Dispersions- und Dämpfungseigenschaften des Wellenleiters und klingen schließlich aufgrund der Dämpfung vollständig ab. Die Zeit bis zum vollständigen Verschwinden des durch ein Beleuchtungsereignis am Tastschalter entstandenen Reflexionszuges liegt in der Größenordnung einer Nanosekunde und ist damit deutlich kleiner als die Laserrepetitionszeit, so dass die Analyse des Samplingsignals durch die Betrachtung eines einzelnen Samplingpulses gerechtfertigt ist. Das periodische Auftreten der Reflexionspulse führt zu einer ebenso periodischen Aufladung der Eingangskapazität des Lock-In Verstärkers, so

dass sich die durch den Lock-In Verstärker gemessenen Größen J_{LI} und U_{LI} als zeitliche Mittelwerte von $J(t,x)$ bzw. $U(t,x)$ am Ort $x = L$ über die Laserrepetitionszeit T_{L} ergeben. Aus Gleichungen (6.48) und (6.49) folgt damit

$$J_{\mathrm{LI}} = \frac{1}{2\pi\, T_{\mathrm{L}}} \int\limits_{-T_{\mathrm{L}}/2}^{T_{\mathrm{L}}/2} dt \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{1+a(\omega)}{Z_L(\omega)}\, U_h(\omega)\, e^{-\tilde{\gamma}(\omega)L}\, e^{i\omega t} d\omega \tag{6.53}$$

$$U_{\mathrm{LI}} = \frac{1}{2\pi\, T_{\mathrm{L}}} \int\limits_{-T_{\mathrm{L}}/2}^{T_{\mathrm{L}}/2} dt \int\limits_{-\infty}^{+\infty} (1-a(\omega)) U_h(\omega)\, e^{-\tilde{\gamma}(\omega)L}\, e^{i\omega t} d\omega\ . \tag{6.54}$$

Da in guter Näherung $T_{\mathrm{L}} \gg \tau_{\mathrm{s}}, \tau_e$ gilt, kann in den Integralgrenzen der Gleichungen (6.53) und (6.54) der Grenzübergang $T_{\mathrm{L}} \to \infty$ vollzogen werden, so dass sich schließlich

$$J_{\mathrm{LI}} = \frac{1}{T_{\mathrm{L}}}\, \frac{1+a(0)}{Z_{\mathrm{L}}(0)}\, U_h(0)\, e^{-\gamma(0)L} \tag{6.55}$$

$$U_{\mathrm{LI}} = \frac{1}{T_{\mathrm{L}}} \big(1-a(0)\big)\, U_h(0)\, e^{-\gamma(0)L} \tag{6.56}$$

ergibt. Unter der Annahme eines zeitlichen Verlaufs sowohl des Leitwertes $G(t)$ als auch der Eingangsspannung $U_0(t)$ können die Gleichungen (6.55) und (6.56) mithilfe von Gleichung (6.51) numerisch ausgewertet werden. Wird dabei der Eingangspuls in der Form $U_0(t-\tau)$ ausgedrückt, so kann als Funktion der Verzögerung τ der durch Photoleitungs-Sampling gewonnene Verlauf der Größen J_{LI} und U_{LI} berechnet werden.
Unter der Annahme verschwindender Schalterkapazität C, frequenzunabhängiger Wellenleiterimpedanz Z_0 sowie $Z_0 G(t) \ll 1$ soll im Folgenden eine einfache Näherungslösung des Samplingproblems vorgestellt werden, wobei $U_0(t)$ unter Berücksichtigung der experimentellen Situation als $U_0(t-\tau)$ Eingang findet. Unter diesen Annahmen folgt aus Gleichung (6.38)

$$U(t,0) = Z_0 G(t) U_0(t-\tau). \tag{6.57}$$

Gleichung (6.48) ergibt für $x = L$

$$U(t,L) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U_h(\omega)\big(1 - a(\omega)\big)\, e^{-\tilde{\gamma}(\omega)L}\, e^{i\omega t} d\omega \ , \tag{6.58}$$

woraus

$$\int_{-\infty}^{+\infty} U(t,L)\, dt \ = U_h(\omega)\big(1 - a(\omega)\big)\, e^{-\tilde{\gamma}(\omega)L}\Big|_{\omega=0} \tag{6.59}$$

folgt. In gleicher Weise ergibt Gleichung (6.48) für $x = 0$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} U(t,0)\, dt \ = U_h(\omega)\left(1 - a(\omega)\, e^{-2\tilde{\gamma}(\omega)L}\right)\Big|_{\omega=0}, \tag{6.60}$$

so dass für sich für $U_h(0)$

$$U_h(0) = \frac{1}{1 - a(0)\, e^{-2\gamma(0)L}} \int_{-\infty}^{+\infty} U(t,0)\, dt \tag{6.61}$$

ergibt. Mithilfe von Gleichungen (6.57) und (6.59) sowie der Definition von U_{LI} als zeitlichem Mittelwert von $U(t,L)$ folgt daraus schließlich mit

$$U_{\mathrm{LI}} = \frac{\big(1 - a(0)\big)\, e^{-\gamma(0)L}}{1 - a(0)\, e^{-2\gamma(0)L}} \frac{Z_0}{T_{\mathrm{L}}} \int_{-\infty}^{+\infty} G(t) U_0(t - \tau)\, dt \tag{6.62}$$

die gesuchte Näherungslösung der Integralgleichung als Faltungsintegral über den am Tastschalter einlaufenden Puls $U_0(t - \tau)$ und den zeitlichen Verlauf des Leitwertes $G(t)$ des Tastschalters. Ein Vergleich zwischen der exakten Lösung des Samplingproblems mithilfe von Gleichung (6.51) und dieser Näherungslösung wird in Abschnitt 6.7 im Rahmen des Vergleiches theoretischer und experimenteller Resultate gezogen.
Sowohl die exakte Lösung als auch die Näherungslösung des Samplingproplems erfordern Modellannahmen für den Leitwert $G(t)$ und die Eingangsspannung $U_0(t)$, die im Folgenden angegeben werden sollen. Der zeitliche

Verlauf des Leitwertes $G(t)$ eines mit einem kurzen Laserpuls beleuchteten Photoleitungsschalters kann durch die Faltung des Intensitätsprofiles des Laserpulses mit dem Zerfall der photogenerierten Ladungsträgerpopulation beschrieben werden. Damit ist

$$G(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(t')N(t-t')\,dt'. \tag{6.63}$$

Unter Annahme eines hyperpelsekans-förmigen Laserpulses

$$I(t) \propto \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{s}}\right) \tag{6.64}$$

und einer exponentiell zerfallenden Ladungsträgerpopulation

$$N(t) \propto \Theta(t)\,e^{-\frac{t}{\tau_e}}, \tag{6.65}$$

wobei $\Theta(t)$ die Stufenfunktion bezeichnet, ergibt sich daraus

$$G(t) \propto e^{-\frac{t}{\tau_e}} \int_{-\infty}^{t} \operatorname{sech}^2\left(\frac{t'}{\tau_\mathrm{s}}\right) e^{\frac{t'}{\tau_e}}\,dt'. \tag{6.66}$$

Die zur Lösung von Gleichung (6.51) benötigte Fouriertransformierte $G(\omega)$ des Leitwertes $G(t)$ ergibt sich aufgrund der Faltungsstruktur von $G(t)$ aus den Fouriertransformierten der Intensität mit

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_\mathrm{s}}\right) e^{-i\omega t}dt \;= \pi\tau_\mathrm{s}\,\frac{\omega\tau_\mathrm{s}}{\sinh\left(\frac{\pi}{2}\omega\tau_\mathrm{s}\right)} \tag{6.67}$$

und des Zeitverhaltens der Ladungsträgerpopulation mit

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Theta(t)\,e^{-\frac{t}{\tau_e}}\,e^{-i\omega t}dt \;= \frac{\tau_e}{1+i\omega\tau_e} \tag{6.68}$$

aus dem Faltungssatz für Fourierintegrale zu

$$G(\omega) \propto \pi\tau_\mathrm{s}\tau_e\,\frac{1}{1+i\omega\tau_e}\,\frac{\omega\tau_\mathrm{s}}{\sinh\left(\frac{\pi}{2}\omega\tau_\mathrm{s}\right)}. \tag{6.69}$$

Durch eine Modifikation der Randbedingungen kann mithilfe des Ersatzschaltbildes aus Abbildung 6.12 auch die Erzeugung und Propagation schneller elektrischer Pulse mithilfe von Photoleitungsschaltern untersucht werden. Zunächst wird für $x = L$ die Randbedingung $U(\omega, L) = Z_L(\omega)J(\omega, L)$ angenommen. Dies entspricht einem ideal abgeschlossenen oder unendlich langem Wellenleiter und ergibt $U_r(\omega) = 0$ und damit

$$U(t,x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U_h(\omega)\, e^{-\tilde{\gamma}(\omega)x}\, e^{i\omega t} d\omega \tag{6.70}$$

$$J(t,x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{U_h(\omega)}{Z_L(\omega)}\, e^{-\tilde{\gamma}(\omega)x}\, e^{i\omega t} d\omega\ . \tag{6.71}$$

Für $x = 0$ kann eine konstante Vorspannung des Photoleitungsschalters angenommen werden. Dies bedeutet $U_0(t) = U_0 = const.$ und führt durch Einsetzen von Gleichungen (6.70) und (6.71) in Gleichung (6.38) in völliger Analogie zu Gleichung (6.51) auf

$$U_0 G(\omega) = U_h(\omega) \left(\frac{1}{Z_L(\omega)} + i\omega C \right) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega - \omega') U_h(\omega')\, d\omega'\ . \tag{6.72}$$

Wie bereits Gleichung (6.51) kann auch Gleichung (6.72) lediglich numerisch gelöst werden. Ausgehend von dieser Lösung kann mithilfe von Gleichung (6.70) der Einfluss der Schalterkapazität C auf die Pulsform sowie die zeitliche Form des Pulses als Funktion der Propagationsdistanz auf einem Wellenleiter untersucht werden. Der so modellierte Spannungspuls kann schließlich als Eingangsspannung $U_0(t)$ für den Detektionsarm zur Bestimmung der Größen J_{LI} und U_{LI} nach Gleichungen (6.55) und (6.56) herangezogen werden.
Unter Vernachlässigung der Schalterkapazität C und der Frequenzabhängigkeit von $Z_L(\omega)$ folgt aus Gleichung (6.38) für $U_0(t) = U_0$ an der Stelle $x = 0$ mit

$$U(t,0) = U_0\, \frac{G(t)}{1/Z_0 + G(t)} \tag{6.73}$$

der bereits aus der Betrachtung des einfachen Ersatzschaltbildes in Abbildung 4.12 gewonnene Zusammenhang zwischen Schalter-Ausgangspuls

$U(t,0)$ und Leitwert $G(t)$. Für $Z_0G(t) \ll 1$ ergibt sich daraus mit

$$U(t,0) = U_0 Z_0 G(t) \tag{6.74}$$

der zur Beschreibung der Ergebnisse der Kurzstrecken-Pulspropagationsexperimente in Abschnitt 5.4 verwendete Ausdruck.
Die Überlegungen dieses Abschnittes wurden von R. R. Gerhardts numerisch umgesetzt [277]. Mithilfe dieser Programme gewonnene Ergebnisse werden in den Abschnitten 6.5 und 6.7 vorgestellt und mit experimentellen Daten verglichen.

6.5 Pulsgeneration und Propagation - Simulationen

Ausgehend von den in Abschnitt 6.4 hergeleiteten Gleichungen und den in Abschnitt 6.3 angegebenen Parametern der experimentell realisierten Strukturen kann nun die Generation schneller elektrischer Pulse mithilfe von Photoleitungsschaltern sowie die Propagation dieser Pulse auf verschiedenen Wellenleitern untersucht werden.[4]
Um die Ergebnisse der Simulationen in enger Verbindung mit dem Experiment zu halten, werden die Werte einiger Parameter im Vorgriff auf ihre spätere experimentelle Bestimmung verwendet. Tabelle 6.1 fasst die, soweit nicht anders angegeben, in den Simulationen verwendeten Parameter zusammen. G_0 bezeichnet dabei das zeitliche Maximum des Photo-Leitwertes des Photoleitungsschalters. Die Größe von G_0 wird außer durch Material- und Geometrieparameter in erster Linie durch die Intensität der auf den Photoleitungsschalter treffenden Laserpulse sowie die Zeitkonstanten τ_p und τ_e bestimmt. Der hier angegebene Wert ist für Schalter des in Abbildung 6.9 gezeigten Typs auf LTG-GaAs bei einer mittleren Laserleistung von 3.4 mW und ganzflächiger Ausleuchtung für die Zeitkonstanten aus Tabelle 6.1 gültig (siehe Abschnitt 6.7.1).
Zunächst soll mithilfe der Gleichungen (6.70) bis (6.72) der Einfluss der Schalterkapazität und der Wellenleiterimpedanz auf den zeitlichen Verlauf des photogenerierten elektrischen Pulses am Punkt seiner Entstehung

[4] Zur Durchführung der Simulationsrechnungen wurde die von R. R. Gerhardts realisierte numerische Umsetzung der Gleichungen aus Abschnitt 6.4 genutzt [277].

Parameter	Wert	Parameter	Wert
C	4.0 fF	s	22.3 μm
d	420 nm	σ	$3.3 \times 10^7 \frac{1}{\Omega \mathrm{m}}$
ϵ_r	13.1	$1.763\,\tau_\mathrm{s} = \tau_\mathrm{p}$	160 fs
G_0	3.1 mS	τ_e	675 fs
h	500 μm	w	9.4 μm

Tabelle 6.1: Simulationsparameter

($x = 0$) betrachtet werden. Abbildung 6.13 zeigt die Ausgangspulse eines in zwei verschiedene CPW eingebetteten Photoleitungsschalters für Kapazitäten von $C = 12.0\,\mathrm{fF}, 8.0\,\mathrm{fF}, 4.0\,\mathrm{fF}$ und $C = 0$.
Im Verlauf der Pulsgeneration wird die Kapazität des Photoleitungsschalters über die Impedanz des Wellenleiters entladen. Die dadurch auftretende RC-Zeitkonstante bewirkt neben einer zunehmenden Verbreiterung der Ausgangspulse mit steigender Kapazität einen Rückgang der Pulsamplitude sowie eine Verlängerung der Zeitspanne zwischen dem Intensitätsmaximum des Laserpulses und dem Maximum des elektrischen Pulses. Eine genauere Analyse zeigt, dass durch das Anwachsen der Kapazität sowohl die steigende als auch die fallende Flanke der Pulse verlängert wird. Die Betrachtung verschiedener Ladungsträgerlebenszeiten und Pulsdauern ergibt, dass im hier betrachteten, durch $\tau_\mathrm{p} \approx CZ_0 \ll \tau_e$ gekennzeichneten Regime bei festgehaltener Schalterkapazität die steigende Flanke des Pulses in erster Linie durch die Laserpulsdauer bestimmt wird, die fallende Flanke hingegen durch die Ladungsträgerlebenszeit.
Die Veränderung der Wellenleiterimpedanz $Z(\omega)$ beim Übergang von der schmalen Wellenleiterstruktur zur breiteren Wellenleiterstruktur wirkt sich in erster Linie im Bereich der steigenden Pulsflanke aus. Aufgrund der spektralen Eigenschaften der effektiven Dielektizitätszahl $\epsilon_\mathrm{eff}(\omega)$ (siehe Abschnitt 6.1.3) besitzt der breite Wellenleiter im Frequenzbereich der betrachteten Pulse mit einer spektralen Halbwertsbreite von bis zu 4 THz eine wesentlich stärkere Dispersion in $Z(\omega)$ als der schmale Wellenleiter. Dies führt zu einer geringfügigen zusätzlichen Verbreiterung der steigenden Flanke des Ausgangspulses. Die fallende Flanke des Pulses bleibt auch in diesem Fall im Wesentlichen durch die Ladungsträgerlebenszeit bestimmt.

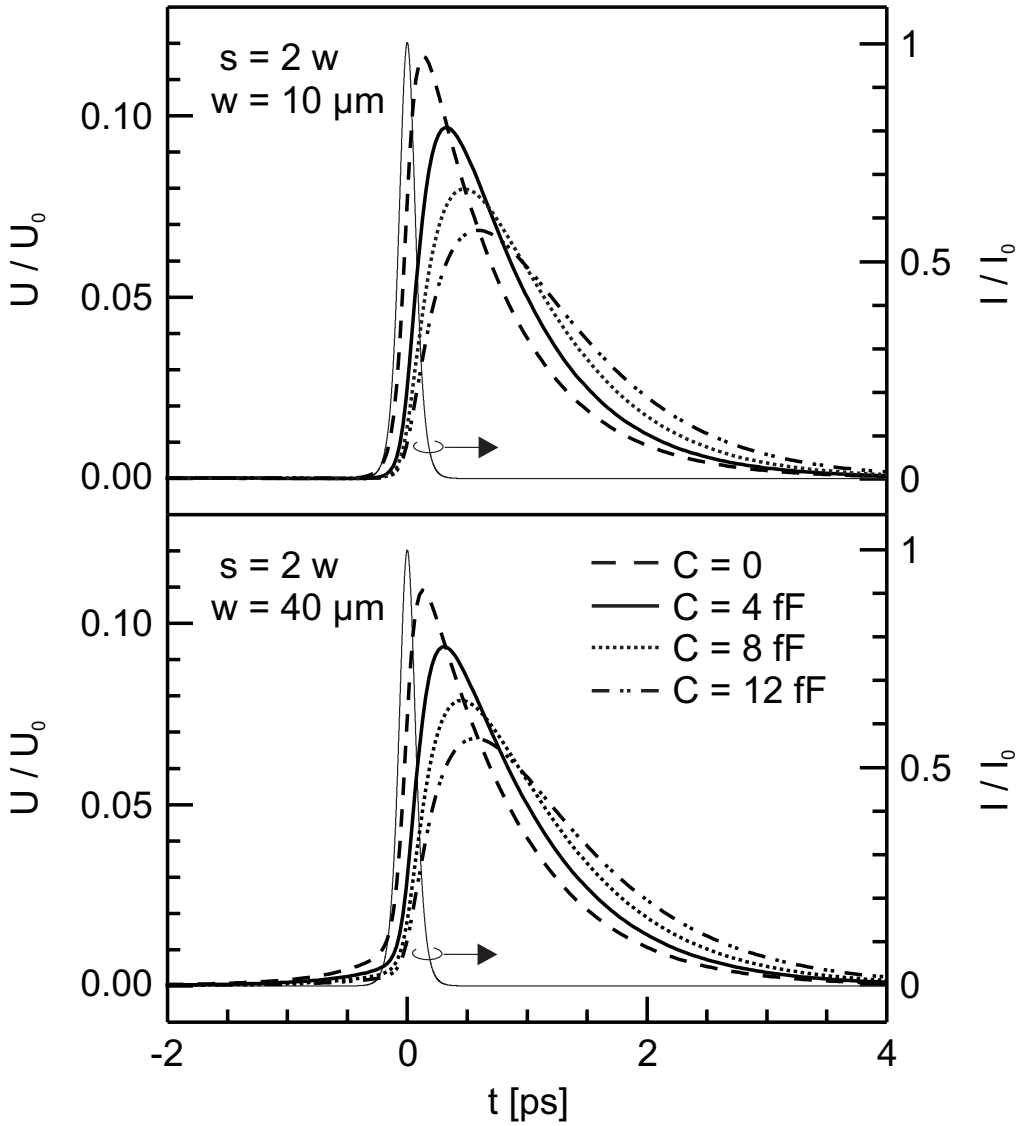


Abbildung 6.13: Ausgangspulse von Photoleitungsschaltern verschiedener Kapazität eingebettet in zwei unterschiedliche CPW Geometrien. Die dünne Linie zeigt den zur Pulserzeugung verwendeten Laserpuls. Der Ursprung der Zeitachse wird durch das Maximum der Laserintensität festgelegt.

Parameter	$w = 10\,\mu$m	$w = 40\,\mu$m
Halbwertsbreite	962 fs	1.01 ps
steigende Flanke (10% - 90%)	253 fs	282 fs
fallende Flanke (90% - 10%)	1.62 ps	1.79 ps
Amplitude	0.097 U_0	0.094 U_0

Tabelle 6.2: Charakteristische Größen der Ausgangspulse für $C = 4.0$ fF.

Die Amplitude der Pulse ergibt sich zu 0.097 U_0 im Fall des schmalen CPW und zu 0.094 U_0 im Fall des breiten CPW. Tabelle 6.2 fasst die charakteristischen Größen der Ausgangspulse des Photoleitungsschalters für eine Kapazität von $C = 4.0$ fF im Fall beider Wellenleiter zusammen. Abbildung 6.14 zeigt die zeitliche Form dieser Pulse nach einer Propagationsdistanz von 1.47 mm entlang der beiden ideal abgeschlossenen Wellenleitergeometrien. Dargestellt sind die Fälle berücksichtigter und vernachlässigter Dämpfung. Deutlich zu erkennen ist, dass mit steigender Gesamtbreite des CPW sowohl die Dispersion als auch die Dämpfung des Wellenleiters ansteigen. Während der Puls nach der Propagation entlang der schmaleren Wellenleiterstruktur auf eine Amplitude von 0.059 U_0 bei einer Halbwertsbreite von 1.45 ps gedämpft wurde, besitzt der entlang der breiteren Struktur propagierte Puls eine Amplitude von 0.039 U_0 bei einer Halbwertsbreite von 3.04 ps. Dies entspricht einem Verlust durch Dämpfung von 39 % bzw. 59 %.
Deutlich sichtbar ist auch die bereits aus Abbildung 6.6 zu erkennende niedrigere Gesamtausbreitungsgeschwindigkeit des Pulses auf dem breiteren CPW. Auf der schmalen Wellenleiterstruktur trifft das Maximum des Signals nach 13.74 ps ein, auf der breiten Struktur erst nach 14.82 ps. Dies ergibt eine mittlere Ausbreitunggeschwindigkeit von 0.366 c bzw. 0.338 c. Während auf dem schmalen Wellenleiter der Hauptteil des Frequenzspektrums des Ausgangspulses mit der für den quasistatischen Grenzfall gültigen Gruppengeschwindigkeit propagiert, fällt auf dem breiten Wellenleiter ein nennenswerter Anteil des Spektrums in die fallende Flanke der Gruppengeschwindigkeitsdispersionskurve. Dies führt einerseits zu verstärkter Dispersion, andererseits zu einer deutlich langsameren mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit. Tabelle 6.3 fasst die charakteristischen Größen der propagierten Pulse im Fall beider Wellenleiter zusammen.

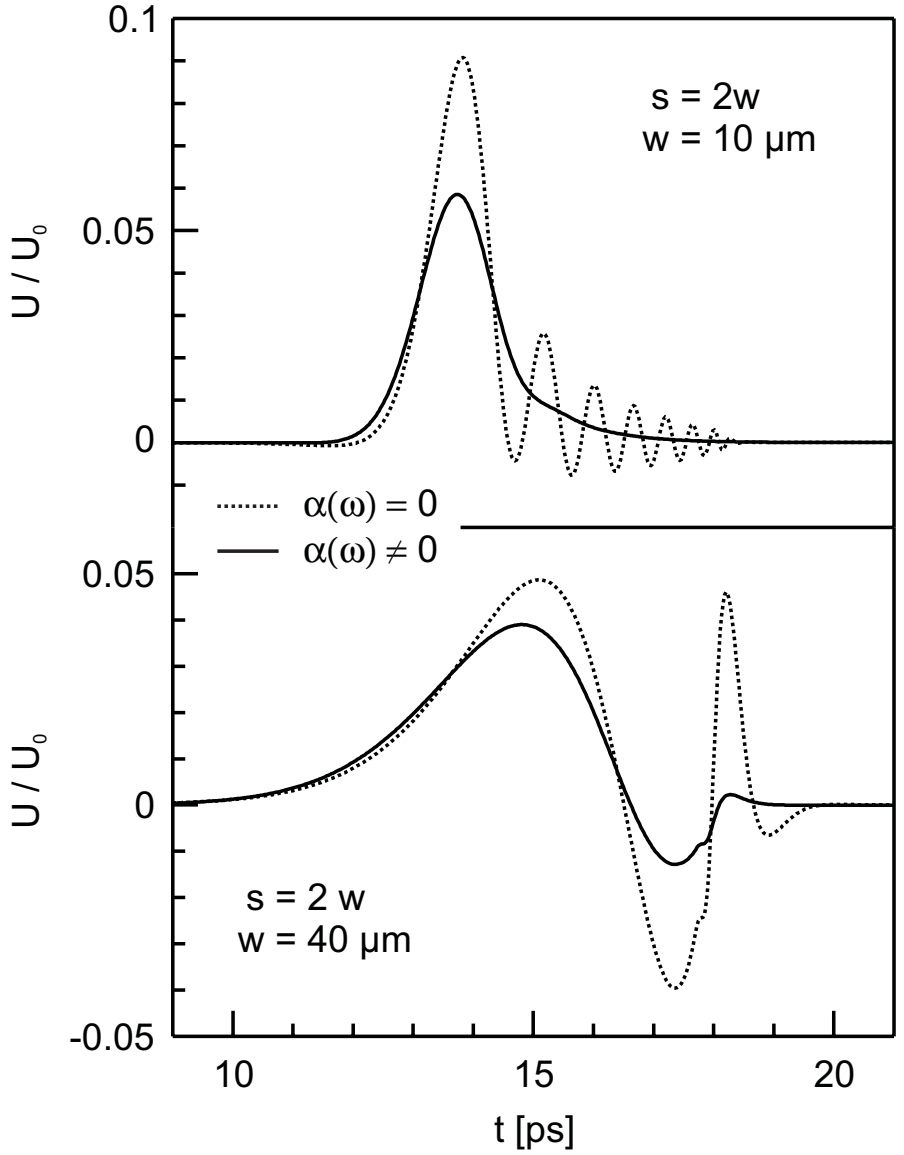


Abbildung 6.14: Zeitliche Form der Pulse für $C = 4.0\,\mathrm{fF}$ aus Abbildung 6.13 nach einer Propagationsdistanz von 1.47 mm entlang zweier verschiedener Wellenleitergeometrien. Dargestellt sind die Fälle berücksichtigter und vernachlässigter Dämpfung.

Parameter	$w = 10\,\mu$m	$w = 40\,\mu$m
Halbwertsbreite	1.45 ps	3.04 ps
steigende Flanke (10% - 90%)	1.10 ps	3.10 ps
fallende Flanke (90% - 10%)	1.61 ps	–
Amplitude	0.059 U_0	0.039 U_0
Ausbreitungsgeschwindigkeit	0.366 c	0.338 c

Tabelle 6.3: Charakteristische Größen der propagierten Pulse.

Eine genauere Betrachtung der Pulsformen für den ungedämpften Fall zeigt die niedrigere Gruppengeschwindigkeit hoher Frequenzkomponenten in Form einer Zunahme der Frequenz der auf das Hauptmaximum des Pulses folgenden Oszillationen mit der Zeit. Da hochfrequente Pulskomponenten aufgrund ihrer niedrigeren Gruppengeschwindigkeit zu einem späteren Zeitpunkt als niederfrequente Pulskomponenten eintreffen, erhalten elektrische Pulse durch die Propagation entlang eines Wellenleiters positiven Chirp. Aufgrund der in den betrachteten Frequenzbereichen mit steigender Frequenz stark wachsenden Dämpfung beider Wellenleiter werden im gedämpften Fall die hochfrequenten Pulsanteile nahezu komplett unterdrückt.
Ein Vergleich der für den gedämpften Fall mithilfe der Gleichungen (6.70) bis (6.72) berechneten Pulsformen aus Abbildung 6.14 mit Ergebnissen, die mithilfe der wesentlich einfacheren Gleichungen (6.9) und (6.74) gewonnen wurden, zeigt sehr gute Übereinstimmung. Für beide Wellenleiter stimmen die mithilfe des vollen und des vereinfachten Modells simulierten Ausbreitungsgeschwindigkeiten besser als 1 % überein, die Halbwertsbreiten weichen in beiden Fällen um weniger als 4 % ab. Lediglich die Amplituden der Pulse weisen mit 12 % im Fall des schmalen Wellenleiters und 10 % im Fall des breiten Wellenleiters eine größere Abweichung auf. Das qualitative Erscheinungsbild der Pulse stimmt ebenfalls in beiden Fällen sehr gut überein.
Eine genaure Analyse mithilfe der Gleichungen (6.9) und (6.74) berechneter Pulsformen zeigt jedoch, dass die Qualität der Näherungen mit sinkender Propagationsdistanz und im Fall vernachlässigter Dämpfung deutlich schlechter wird.
Zusammenfassend kann aus den Betrachtungen dieses Abschnitts gefolgert

werden, dass zur Übertragung von elektrischen Pulsen mit Frequenzkomponenten von einigen THz zur Minimierung der Pulsverbreiterung durch Dispersion die Gesamtbreite der verwendeten Wellenleiter möglichts gering gewählt werden sollte. Die untere Grenze für die Breite der Wellenleiter wird dabei durch die Leitfähigkeitsdämpfung gesetzt. Mit sinkender Wellenleiterbreite sinken im Frequenzbereich einiger THz zwar die Strahlungsverluste, die Leitfähigkeitsverluste steigen jedoch stark an. Die Auslegung der Gesamtbreite des Wellenleiters muß also in Abwägung der Dispersionsverringerung und einer eventuellen Vergrößerung der Dämpfung geschehen.

6.6 Sampling-Amplitude

Das in Abschnitt 6.4 vorgestellte Modell beschreibt das durch die momentane Amplitude des am Tastschalter vorbeipropagierenden Spannungspulses $U_0(t-\tau)$ bestimmte Samplingsignal innerhalb einer Laserrepetitionsperiode. Es vernachlässigt allerdings die über mehrere Repetitionszyklen andauernde Aufladung der Eingangskapazität C_{in} des Lock-In Verstärkers. Da die RC-Zeit für die Aufladung dieser Eingangskapazität über den beleuchteten Tastschalter im Bereich einiger Nanosekunden und damit um Größenordnungen über der durch die Elektronenlebensdauer τ_e gegebenen Schließzeit des Tastschalters liegt, bedarf es vieler Samplingzyklen zur vollständigen Aufladung von C_{in} auf die momentane Amplitude des am Tastschalter vorbeipropagierenden Spannungspulses.
Ebenfalls unberücksichtigt in dem in Abschnitt 6.4 diskutierten Modell bleibt die Modulation des Pump- und des Taststrahls. Da die RC-Zeit für die Entladung der Eingangskapazität über den unbeleuchteten Tastschalter sowie den Eingangswiderstand R_{in} des Lock-In Verstärkers im Bereich einiger hundert Mikrosekunden liegt und somit von der Größenordnung der Chopperöffnungszeiten ist, kann auch die Choppermodulation zur Beschreibung des kompletten Samplingvorganges nicht vernachlässigt werden.
Zusammenfassend erlaubt das bereits vorgestellte Modell eine gute Beschreibung des Samplingsignals als Funktion der zeitlichen Verzögerung zwischen Pump- und Tastpuls (siehe Abschnitt 6.7), kann aber die Amplituden der gemessenen Signale weder im Fall niedriger Eingangsimpe-

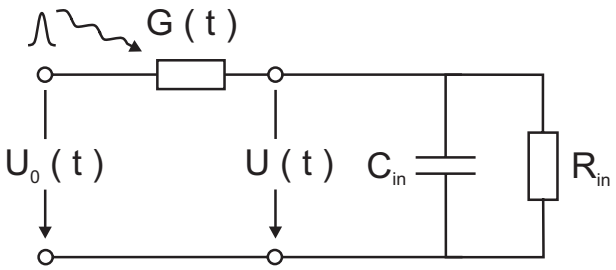


Abbildung 6.15: Vereinfachtes Ersatzschaltbild zur Untersuchung der Ladezyklen der Eingangskapazität des Lock-In Verstärkers.

danzen noch im Fall hoher Eingangsimpedanzen des Lock-In Verstärkers erklären.
Die Analyse der Lade- und Entladezyklen der Lock-In Eingangskapazität kann Anhand der in Abbildung 6.15 gezeigten Vereinfachung des Ersatzschaltbildes aus Abbildung 6.12 vorgenommen werden. Die Vernachlässigung der Schalterkapazität sowie des gesamten Wellenleiters führt zu einer instantanen sowie dispersions- und dämpfungsfreien Übertragung des Pulses vom Tastschalter zum Lock-In Verstärker und damit zu einer wenig realitätstreuen Wiedergabe der Pulsform, erlaubt jedoch die Berücksichtigung sowohl der Beleuchtung durch einen Pulszug als auch der Choppermodulation der Laserstrahlen und damit eine korrekte Behandlung der Signalamplitude.
Die über R_{in} abfallende Spannung $U_0(t)$ wird durch

$$\frac{dU(t)}{dt} + U(t)\,\frac{R(t) + R_{\mathrm{in}}}{R_{\mathrm{in}} C_{\mathrm{in}} R(t)} = -\frac{U_0(t)}{R(t)\,C_{\mathrm{in}}} \tag{6.75}$$

mit $R(t) = G^{-1}(t)$ beschrieben. Die folgenden Betrachtungen sollen exemplarisch für den Fall synchron modulierter Tast- und Pumpstrahlen durchgeführt werden.
Während einer Öffnungsperiode des Choppers können in einfachster Näherung sowohl $R(t)$ als auch $U_0(t)$ durch Rechteckfunktionen der Form

$$R(t) = \begin{cases} R_{\mathrm{an}} & (l-1)\,T_{\mathrm{L}} < t < (l-1)\,T_{\mathrm{L}} + \tau_e \\ R_{\mathrm{aus}} & (l-1)\,T_{\mathrm{L}} + \tau_e < t < l\,T_{\mathrm{L}} \end{cases} \tag{6.76}$$

und

$$U_0(t) = \begin{cases} U_0 & (l-1)\,T_\mathrm{L} < t < (l-1)\,T_\mathrm{L} + \tau_e \\ 0 & (l-1)\,T_\mathrm{L} + \tau_e < t < l\,T_\mathrm{L} \end{cases} \tag{6.77}$$

beschrieben werden. l durchläuft dabei die natürlichen Zahlen und bezeichnet aufeinanderfolgende Laserrepetitionszyklen. Für $U(t)$ ergibt sich durch separates Lösen der Differentialgleichung (6.75) in den Definitionsintervallen von $R(t)$ und $U_0(t)$

$$U(t) = \begin{cases} A_l e^{-\frac{t}{t_\mathrm{an}}} - \frac{R_\mathrm{in}}{R_\mathrm{an}+R_\mathrm{in}}\,U_0 & (l-1)\,T_\mathrm{L} < t < (l-1)\,T_\mathrm{L} + \tau_e \\ B_l e^{-\frac{t}{t_\mathrm{aus}}} & (l-1)\,T_\mathrm{L} + \tau_e < t < l\,T_\mathrm{L} \end{cases} \tag{6.78}$$

Die Zeitkonstanten t_an und t_aus sind dabei durch

$$t_\mathrm{an} = \frac{R_\mathrm{an} R_\mathrm{in} C_\mathrm{in}}{R_\mathrm{an} + R_\mathrm{in}} \tag{6.79}$$

und

$$t_\mathrm{aus} = \frac{R_\mathrm{aus} R_\mathrm{in} C_\mathrm{in}}{R_\mathrm{aus} + R_\mathrm{in}} \tag{6.80}$$

gegeben. Die Koeffizienten A_l und B_l sind rekursiv definiert und folgen aus der Stetigkeit von $U(t)$. Es gilt

$$A_1 = U_\mathrm{init} + \frac{R_\mathrm{in}}{R_\mathrm{an} + R_\mathrm{in}}\,U_0 \tag{6.81}$$

$$\begin{aligned} B_l &= A_l\, e^{-(\tau_e + (l-1)T_\mathrm{L})(\frac{1}{t_\mathrm{an}} - \frac{1}{t_\mathrm{aus}})} \\ &\quad - \frac{R_\mathrm{in}}{R_\mathrm{an} + R_\mathrm{in}}\,U_0\, e^{\frac{\tau_e + (l-1)T_\mathrm{L}}{t_\mathrm{aus}}} \end{aligned} \tag{6.82}$$

$$\begin{aligned} A_{l+1} &= A_l\, e^{-(\tau_e - T_\mathrm{L})(\frac{1}{t_\mathrm{an}} - \frac{1}{t_\mathrm{aus}})} \\ &\quad + \frac{R_\mathrm{in}}{R_\mathrm{an} + R_\mathrm{in}}\,U_0\, e^{l\frac{T_\mathrm{L}}{t_\mathrm{an}}} \left(1 - e^{\frac{\tau_e - T_\mathrm{L}}{t_\mathrm{aus}}}\right). \end{aligned} \tag{6.83}$$

U_init bezeichnet dabei die zu Beginn des Ladezyklus über dem Kondensator abfallende Spannung.

Während einer Dunkelperiode des Chopppers ist $R(t) = R_{\text{aus}}$ und $U_0(t) = 0$. Damit ergibt sich unter Beachtung der Stetigkeit von $U(t)$

$$U(t) = B_{l_{\max}} e^{-\frac{t}{t_{\text{aus}}}}. \tag{6.84}$$

$l_{\max}$ ergibt sich aus der Chopperfrequenz f_{mod} und der Laserrepetitionsrate T_{L} zu

$$l_{\max} = \left\lceil \frac{1}{2 f_{\text{mod}} T_{\text{L}}} \right\rceil \tag{6.85}$$

und gibt die Zahl der Laserrepetitionszyklen während einer halben Chopperperiode an.
Abbildung 6.16 zeigt die über R_{in} abfallende Spannung nach Gleichung (6.78) bzw. (6.84) während der ersten zwei Chopperperioden. Neben den bereits angegebenen Parametern wurde $U_0 = 0.55\,\text{V}$, $f_{\text{mod}} = 4.48\,\text{kHz}$, $R_{\text{an}} = G_0^{-1} = 323\,\Omega$ und $R_{\text{aus}} = 10\,\text{M}\Omega$ verwendet. Nach den Resultaten aus Abschnitt 6.5 bedeutet die Wahl von U_0 die Normierung von $U(t)$ auf die Pulsamplitude am Pumpschalter. Mit diesen Parametern ergeben sich Zeitkonstanten von $t_{\text{an}} = 8\,\text{ns}$ und $t_{\text{aus}} = 227\,\mu\text{s}$.
Anhand des oberen Teils von Abbildung 6.16 ist erkennbar, dass bei der gewählten Modulationsfrequenz die Eingangskapazität des Lock-In Verstärkers weder während einer Hellphase vollständig aufgeladen wird noch während einer Dunkelphase komplett entladen wird. Dies führt zunächst zu einer Abhängigkeit der über R_{in} abfallenden Maximalspannung von der Modulationsfrequenz und zu einer Gesamtaufladung von C_{in} über mehrere Modulationsperioden hinweg. Da durch den Lock-In Verstärker allerdings lediglich der f_{mod}-periodische Anteil der Spannung über R_{in} detektiert wird, führt vor allen Dingen die inkomplette Entladung von C_{in} zu einem deutlichen Signalverlust. Verglichen mit dem Fall kompletter Entladung werden lediglich 39 % des möglichen Signals detektiert. Eine Verbesserung dieser Situation wäre durch die Wahl einer deutlich niedrigeren Modulationsfrequenz möglich. Aufgrund des Laserrauschens führt dies jedoch zu erhöhtem Signalrauschen, so dass in den Experimenten dieser Arbeit unter Inkaufnahme einer Signalreduzierung mit möglichst hohen Chopperfrequenzen gearbeitet wurde.
Eine sehr elegante Möglichkeit, auch bei hoher Chopperfrequenz annähernd das maximal mögliche Signal zu detektieren, ist die Verwendung einer synchron mit f_{mod} arbeitenden Entladungsschaltung, die während

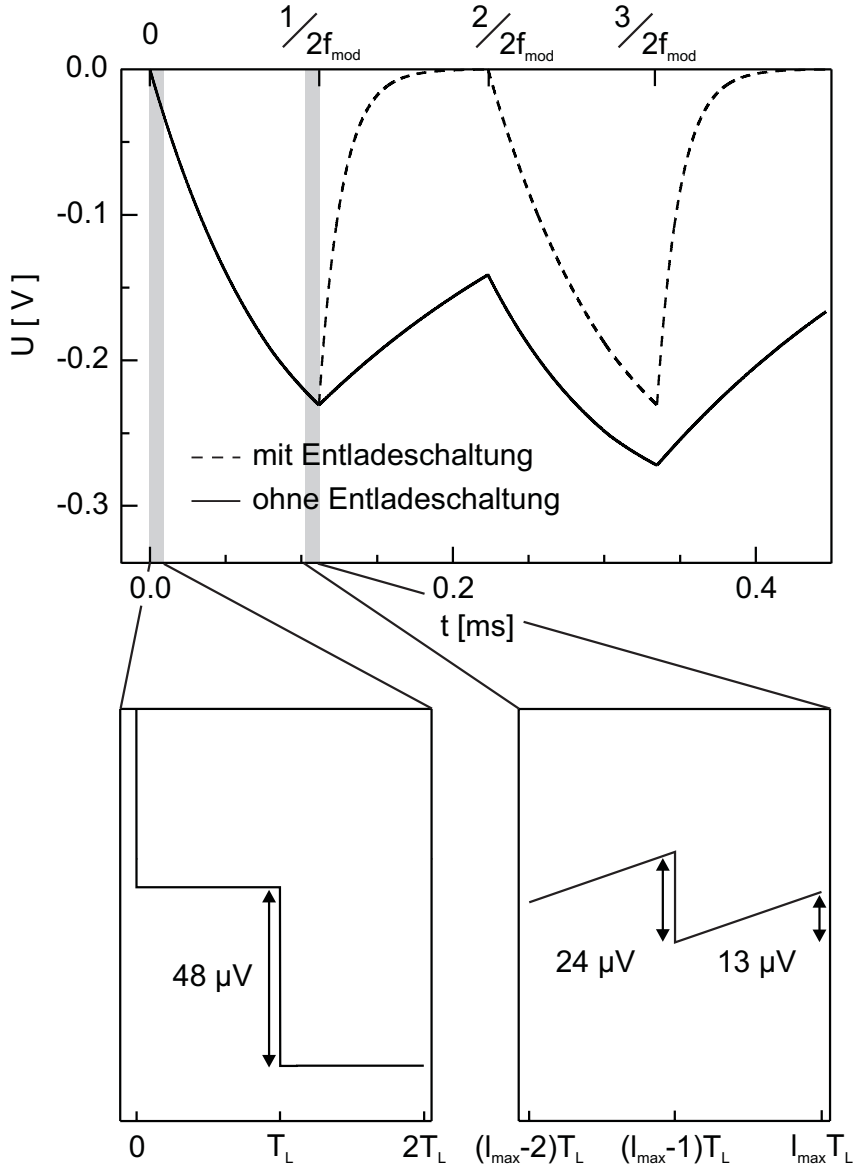


Abbildung 6.16: Über R_{in} abfallende Spannung während der ersten zwei Chopperperioden für $f_{\mathrm{mod}} = 4.48\,\mathrm{kHz}$. Dargestellt sind die Fälle mit und ohne Entladeschaltung. Die beiden Detailansichten zeigen die Substruktur der Aufladekurve während der ersten Halbperiode der Choppermodulation zu Beginn und am Ende der Hellphase.

der Dunkelphasen des Choppers C_{in} mit einer angepassten Zeitkonstante entlädt. Abbildung 6.16 zeigt den aus der Verwendung einer Entladungsschaltung mit einer Zeitkonstante von $15\,\mu$s resultierenden Signalverlauf. Neben der unvollständigen Entladung von C_{in} wird durch die Entladungsschaltung auch die Aufladung von C_{in} über mehrere Modulationsperioden hinweg ausgeschlossen. Es verbleibt lediglich eine Abhängigkeit der maximal über R_{in} abfallenden Spannung von der Chopperfrequenz.
Die beiden Detailansichten in Abbildung 6.16 zeigen die Substruktur der Aufladekurve während der ersten Halbperiode der Choppermodulation zu Beginn und am Ende der Hellphase. Die Aufladung von C_{in} während einer Hellphase der Chhoppermodulation erfolgt in Ladeschritten der Dauer τ_e mit der Zeitkonstanten t_{an} sowie daran anschließenden Entladeschritten der Dauer $T_{\mathrm{L}} - \tau_e$ mit der Zeitkonstanten t_{aus}. Aufgrund ihrer kurzen Dauer erscheint die Aufladung von C_{in} nahezu instantan. Zu Beginn einer Hellphase ist die Entladung während jedes Laserrepetitionszyklus vernachlässigbar, am Ende der gezeigten Hellphase wird 54 % der in der Zeitdauer τ_e auf C_{in} übertragenen Ladung während der Zeitdauer zwischen zwei Laserpulsen wieder abgebaut.
Wird nur einer der beiden Laserstrahlen moduliert, so bleiben die Verhältnisse während einer Hellperiode des Choppers und damit während der Aufladung des Kondensators unverändert. Die Entladezyklen von C_{in} weisen dann jedoch wie die Ladezyklen eine stufenförmige Substruktur auf. Wird der Taststrahl moduliert, ist $R(t)$ während einer Dunkelperiode unverändert durch R_{aus} gegeben, $U_0(t)$ wird jedoch durch Gleichung (6.77) beschrieben. Da $R_{\mathrm{aus}} < R_{\mathrm{in}}$ setzt sich der Entladezyklus des Kondensators damit aus einer Folge aus Aufladezyklen für $T_{\mathrm{L}} < t < (l-1)\,T_{\mathrm{L}} + \tau_e$ und Entladezyklen für $(l-1)\,T_{\mathrm{L}} + \tau_e < t < l\,T_{\mathrm{L}}$ zusammen. Da $\tau_e \ll T_{\mathrm{L}}$ ist eine Netto-Entladung der Kapazität gewährleistet, diese ist allerdings noch unvollständiger als im Fall der synchronen Modulation beider Strahlen.
Wird lediglich der Pumpstrahl moduliert, ist während einer Dunkelperiode $U_0(t) = 0$ und $R(t)$ wird durch Gleichung (6.76) beschrieben. Der Entladezyklus der Kapazität setzt sich damit aus Entladungsschritten über ${}^{R_{\mathrm{an}}R_{\mathrm{in}}}/_{R_{\mathrm{an}}+R_{\mathrm{in}}}$ für $T_{\mathrm{L}} < t < (l-1)\,T_{\mathrm{L}} + \tau_e$ und Entladeschritten über ${}^{R_{\mathrm{aus}}R_{\mathrm{in}}}/_{R_{\mathrm{aus}}+R_{\mathrm{in}}}$ für $(l-1)\,T_{\mathrm{L}} + \tau_e < t < l\,T_{\mathrm{L}}$ zusammen. Da ${}^{R_{\mathrm{an}}R_{\mathrm{in}}}/_{R_{\mathrm{an}}+R_{\mathrm{in}}} \ll {}^{R_{\mathrm{aus}}R_{\mathrm{in}}}/_{R_{\mathrm{aus}}+R_{\mathrm{in}}}$, ist die Entladung in diesem Fall effektiver als im Fall der synchronen Modulation beider Strahlen aber immer

noch unvollständig.
Im Fall der Modulation beider Laserstrahlen mit verschiedenen Frequenzen $f_{\mathrm{mod}}^{(1)}$ und $f_{\mathrm{mod}}^{(2)}$ nimmt $U(t)$ eine wesentlich kompliziertere Form an. Für $jf_{\mathrm{mod}}^{(1)} = lf_{\mathrm{mod}}^{(2)}$ mit kleinstmöglichen ganzen Zahlen j und l sowie $f_{\mathrm{mod}}^{(1)} < f_{\mathrm{mod}}^{(2)}$ ist die resultierende Signalmodulation mit der Frequenz $f_{\mathrm{mod}}^{(1)}/l$ periodisch, $U(t)$ besitzt innerhalb einer Gesamtmodulationsperiode $2(j+l)-1$ Definitionsintervalle und es sind ebensoviele zusätzliche Stetigkeitsbedingungen für $U(t)$ zu berücksichtigen. Die Substruktur in $U(t)$ während der einzelnen Aufladungsperioden von C_{in} bleibt davon unberührt erhalten. Ebenso behält die vorgeschlagene Entladeschaltung ihre Wirksamkeit.
Zur quantitativen Abschätzung der experimentell beobachteten Signalamplitude müßte der durch den Lock-In Verstärker detektierte, harmonisch mit der Frequenz $f_{\mathrm{mod}}^{(1)} + f_{\mathrm{mod}}^{(2)}$ schwingende Anteil dieses Signals durch Fouriertransformation bestimmt werden. Die quantitative Abschätzung der Sampling-Amplitude erfordert zudem gute Kenntnis parasitärer Elemente wie Leitungskapazitäten und -widerstände, die zu einer deutlichen Veränderung der angegebenen Zeitkonstanten führen können.
Die Abschätzung der Signalamplitude im Fall der Stromdetektion wird zusätzlich durch die Modulationsfrequenz- und Probenimpedanzabhängigkeit der Eingangsimpedanz des Strom-Spannungswandlers des Lock-In Verstärkers erschwert.

6.7 Ultrakurze elektrische Pulse - Experimente

In diesem Abschnitt werden Photoleitungs-Sampling Messungen an Strukturen nach den Abbildungen 6.8 und 6.9 vorgestellt und diskutiert. Desweiteren werden einige Abwandlungen dieser Strukturdesigns eingeführt und ihre funktionellen Vor- und Nachteile erläutert.

6.7.1 Vierfachdioden-Strukturen auf LTG-GaAs

Abbildung 6.17 zeigt die Ergebnisse einer zeitaufgelösten Pulspropagations-Messung der in Abbildung 6.9 dargestellten Vierfachdioden-Struktur auf LTG-GaAs Substrat. Hierbei wurden Spannungen von $\mathrm{U}_1 = 10.1\,\mathrm{V}$

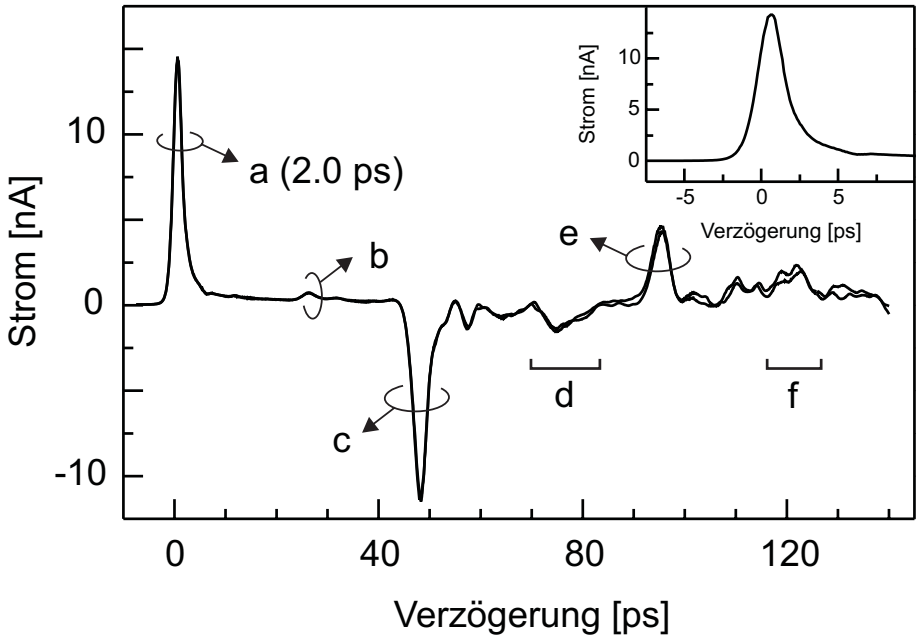


Abbildung 6.17: Zeitaufgelöste Pulspropagations-Messung an der in den Abbildungen 6.9 und 6.10 dargestellten Vierfachdioden-Struktur für $U_1 = 10.1\,V$ und $U_2 = 12.5\,V$. Die Pump- und Tastschalter wurden jeweils mit einer mittleren optischen Leistung von P= 3.4 mW beleuchtet. Die beiden Linien zeigen den Signalstrom im unteren bzw. oberen Arm der Tastschalteranordnung, der Einschub gibt den Hauptpeak der Mesuung auf einer gestreckten Zeitskala wieder.

und $U_2 = 12.5\,V$ verwendet. Es wurde ein Dunkelstrom von $1.1\,\mu A$ beobachtet. Daraus ergibt sich ein mittlerer Dunkelwiderstand von $10.3\,M\Omega$. Sowohl die Pumpschalter als auch die Tastschalter wurden mit einer mittleren optischen Leistung von P= 3.4 mW beleuchtet. Die Abmessungen der Strukturdetails entsprechen den in Abbildung 6.10 angegebenen Größen.

In dieser sowie in allen folgenden Abbildungen ist die Zeitachse so gewählt, dass ihr Ursprung (Verzögerung $\tau = 0$) den Zeitpunkt der Koinzidenz des optischen Tastpulses und des elektrischen Pulses am Tastschalter bezeichnet.

Ebenfalls in allen Abbildungen zeitaufgelöster Messungen wird das Sig-

nal beider Arme der Tastschalteranordnung gezeigt. Dies erlaubt es, die Symmetrie der durch die Pumpschalteranordnung angeregten Wellenleitermode zu bestimmen. Sind die Kurven spiegelsymmetrisch zur Nulllinie des Photostroms (J = 0), so sind die Vorzeichen der transienten Spannung über den Tastdioden ungleich, es propagiert also lediglich die gerade Mode. Sind entsprechend beide Kurven deckungsgleich, so wurde ausschließlich die ungerade Wellenleitermode angeregt.

Reflexionen

Das auffälligste Merkmal der gezeigten Messung ist, dass neben dem elektrischen Hauptpuls (Puls a) zum Zeitpunkt $\tau = 0$ eine Vielzahl weiterer Pulse (Pulse b bis f) aufgelöst wird. Diese Signalanteile können als partielle Reflexionen des Hauptpulses an Diskontinuitäten der Wellenleiterstruktur identifiziert werden. Deutlich zu erkennen ist auch, dass erst ab Puls d ein über die Linienstärke hinausgehender Unterschied zwischen den im oberen und im unteren Arm der Tastschalteranordnung gemessenen Strömen erkennbar ist. Dies zeigt, dass durch die verwendete Pumpschaltergeometrie ausschließlich die ungerade Mode angeregt wird. Erst durch Vielfachreflexion des ursprünglichen Pulses an Wellenleiterdiskontinuitäten kommt es zu partieller Anregung der geraden Mode und somit zu einem Verlust der Deckungsgleichheit beider Kurven.
Eine genauere Analyse der Längen der einzelnen Wellenleiterarme sowie der Zeitverzögerungen der einzelnen Peaks relativ zum Hauptpeak a erlaubt die Zuordnung der Reflexionspeaks b-f zu den in den Abbildungen 6.18 und 6.19 gezeigten Propagationspfaden. Aufgrund der Symmetrieeigenschaften der Wellenleiterstruktur sind die Peaks c-f entartet, es tragen jeweils mehrere Propagationspfade gleicher Länge zu einem einzigen Peak bei. Zur Erklärung der Vorzeichen der Peaks c und d ist zu beachten, dass sich bei der Reflexion an einem kurzgeschlossenen Wellenleiterende das Vorzeichen der Spannung umkehrt.
Aus den Differenzen der Propagationsdistanz der einzelnen Reflexionen zur Propagationsdistanz des Hauptsignals und ihrer Verzögerung relativ zu Peak a kann die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit des Wellenleiters bestimmt werden. Für die einzelnen Peaks ergibt dies die in Tabelle 6.4 aufgeführten Werte. Zusätzlich wurden in die Tabelle die Amplitude J der Peaks sowie ihre auf Peak a normierte Amplitude aufgenommen.

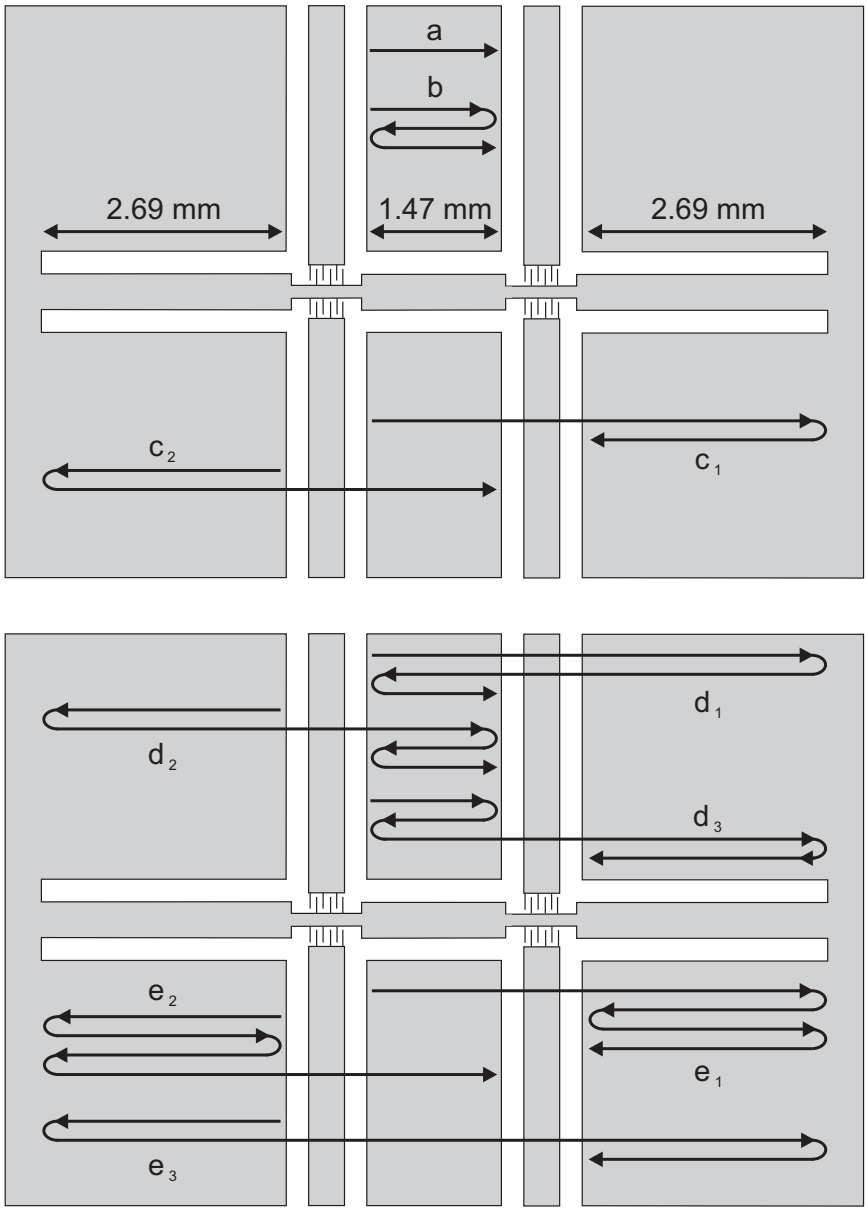


Abbildung 6.18: Zuordnung verschiedener Propagationspfade gleicher Länge zu den Peaks a-e aus Abbildung 6.17.

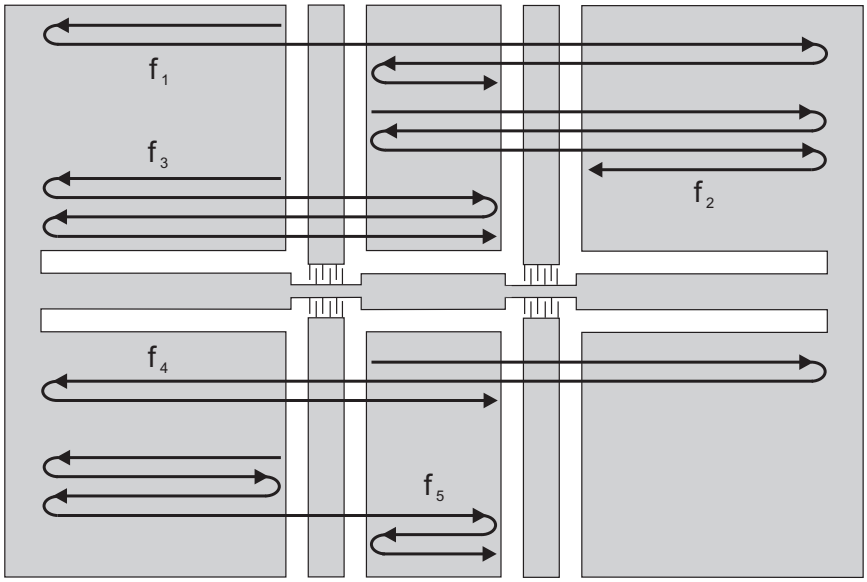


Abbildung 6.19: Zu Peak f aus Abbildung 6.17 zugeordnete Propagationspfade.

Aus der Tabelle ergibt sich eine mittlere Gruppengeschwindigkeit von $\overline{v}_{\mathrm{g}} = 0.378 \pm 0.003\,\mathrm{c}$, in guter Übereinstimmung mit diesem Wert findet sich aus Propagations-Simulationen für die verwendete Wellenleitergeometrie eine Gruppengeschwindigkeit von 0.365 c. Die Abweichung der theoretisch und experimentell ermittelten Werte beträgt damit lediglich 3.4 %. Allam et al. [7] betrachten sowohl experimentell als auch theoretisch eine identische Wellenleiterstruktur und finden gleiche Werte für die Pulspropagationsgeschwindigkeit.
Neben den mit a bis f bezeichneten Peaks tritt in Abbildung 6.17 für Verzögerungen größer als 50 ps eine Vielzahl weiterer Reflexionen auf. Auffällig ist vor allem der dicht auf Peak c folgende Peak bei einer Verzögerung von 57.6 ps. Obwohl es nicht möglich ist, diese Signale eindeutig bestimmten geometrischen Eigenschaften der Probe zuzuordnen, rühren sie höchstwahrscheinlich von Reflexionen und Vielfachreflexionen an den Enden der Seitenarme der Pumpschalter her. Die Seitenarme der verwendeten Proben haben eine Länge von 2775 μm und sind damit nur wenig länger als die Anfangs- und Endstücke des Hauptwellenleiters, was das Auftreten der beobachteten Peaks kurz nach Peak c erklärt. Der Reflexionspunkt am Ende

Peak	ΔL [mm]	Verz. [ps]	v_g/c	J [nA]	J/J_a
a	0	0	-	14.55	1
b	2.94	25.749	0.381	0.75	0.052
c	5.38	47.398	0.378	-11.39	-0.783
d	8.32	74.007	0.375	-1.55	-0.136
e	10.76	94.607	0.379	4.67	0.321
f	13.70	121.310	0.376	2.35	0.162

Tabelle 6.4: Daten zur Bestimmung der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit auf dem Wellenleiter.

dieser Wellenleiter ist allerdings schlecht definiert, da die letzten 175 μm dieser Wellenleiter durch ein Bondpad gebildet werden. Die Geometrie dieses Pads ist zwar impedanzangepasst, allein die Tatsache der Wellenleiterverbreiterung und die Anwesenheit eines Bonddrahtes führen jedoch zu einem schlecht definiertem Reflexionspunkt mit einer wahrscheinlich nicht zu vernachlässigenden Frequenzabhängigkeit. Zudem variiert die Position des Bonddrahtes von Probe zu Probe, so dass die Gestalt der dort entstehenden Reflexionen probenspezifisch ist. Derartig reflektierte Pulse müssen zudem während ihrer Propagation zu den Tastschaltern über den dann unbeleuchteten Pumpschalter koppeln, was aller Voraussicht nach zu weiteren Signalverzerrungen, eventuell sogar Pulsaufspaltungen führt. Dies ergibt das beobachtete, komplizierte Erscheinungsbild einer Vielzahl amplitudenschwacher Peaks.

Hauptpuls

Abbildung 6.20 zeigt den Hauptpeak der Pulssequenz aus Abbildung 6.17 im Vergleich zu Modellrechnungen[5] mithilfe der in Abschnitt 6.4 hergeleiteten Gleichungen. Die Amplituden der Modellrechnungen wurden durch Skalierung an die experimentelle Kurve angepasst. Da im Fall der experimentellen Kurven das Auftreten des Maximums des Hauptpulses als zeitlicher Nullpunkt definiert wird, wurden außerdem die Ergebnisse der

[5] Für diese und alle weiteren im Verlauf dieses Abschnittes diskutierten Simulationsrechnungen wurde die von R. R. Gerhardts realisierte numerische Umsetzung der Gleichungen aus Abschnitt 6.4 genutzt [277].

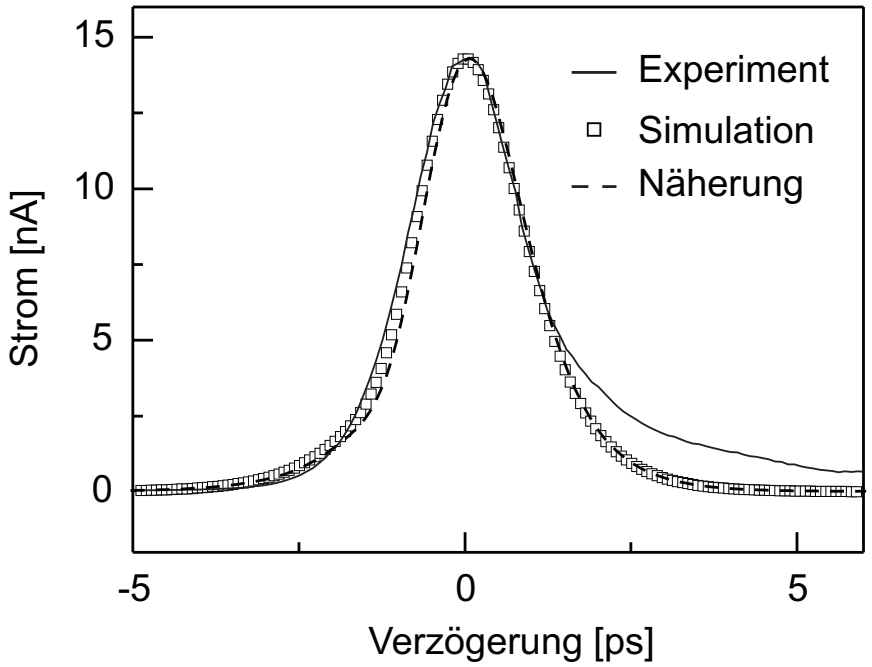


Abbildung 6.20: Der Hauptpuls der bereits in Abbildung 6.17 gezeigten Pulssequenz im Vergeleich zu Simulationsrechnungen nach Abschnitt 6.4. Während die durchgezogene Linie die experimentellen Daten zeigt, geben die Quadrate eine aus der exakten Lösung der Integralgleichung (6.51) berechnete Simulation wieder. Die gestrichelte Linie zeigt die in Gleichung (6.62) angegebene Näherungslösung.

Simulationsrechnungen entsprechend auf der Zeitachse verschoben.
Die experimentell ermittelte Kurve besitzt eine Halbwertsbreite von 2.0 ps. Die Anstiegszeit (10 % bis 90 % der Amplitude) des gezeigten Pulses beträgt 1.6 ps, demgegenüber steht eine Dauer der fallenden Flanke des Pulses von 3.4 ps. Die gezeigte Pulserzeugungs-, Übertragungs- und Detektionsstrecke kann damit durch eine Gesamtzeitauflösung von 2.0 ps charakterisiert werden. Dies entspricht einer Grenzfrequenz von 500 GHz oder der Möglichkeit, Anregungen auf einer Energieskala von 2 meV zu untersuchen.
Die fallende Flanke des Pulses ist durch einen mehrere 10 ps andauernden Ausläufer gekennzeichnet. Nach [222,278,279] ist dieser Ausläufer auf eine verstärkte Dämpfung niederfrequenter Pulskomponenten im Falle geringer

Metallisierungsdicken zurückzuführen. Für dünne Wellenleiter-Metallisierungen wird für niedrige Frequenzen die Skin-Tiefe größer als die Metallisierungsdicke, die Leitfähigkeitsverluste niedriger Frequenzkomponenten werden damit durch die DC-Leitfähigkeit der Wellenleitermetallisierung bestimmt. Dies führt nach [222] zu deutlich erhöhter Dämpfung für diese Frequenzen und resultiert in langandauernden quasi-DC Ausläufern. Klingenstein et al. [39] geben als Ursache für quasi-DC Ausläufer im Falle von MSM-Dioden auf LTG-GaAs langanhaltende, thermisch aktivierte Hüpfleitfähigkeit über benachbarte Störstellen im Photoleitungsschalter an.
In Einklang mit beiden Erklärungen geht der beobachtete quasi-DC Ausläufer bei einer Verringerung der Temperatur auf 4.2 K stark zurück (siehe Kapitel 7). Da allerdings eine Verringerung der Metallisierungsdicke von 420 nm auf 200 nm im Widerspruch zu den Beobachtungen in [278, 279] keinen Einfluss auf den quasi-DC Ausläufer hat, kann im Fall der hier vorgestellten Experimente die Leitfähigkeit der Wellenleitermetallisierung als Ursache für die beobachteten quasi-DC Ausläufer ausgeschlossen werden. Hüpfleitfähigkeit im Photoleitungsschalter bleibt in den Simulationen unberücksichtigt. Dies erklärt den im Vergleich zu den experimentellen Daten deutlich schnelleren Abfall der theoretischen Ergebnisse. Die rechnerisch ermittelte Dauer der fallenden Flanke weicht mit 1.8 ps deutlich vom experimentell gefundenen Wert ab. In guter Übereinstimmung mit dem Experiment ergeben die Simulationen für eine Ladungsträgerlebenszeit von 675 fs eine Anstiegszeit von 1.7 ps und eine Halbwertsbreite von 2.0 ps.
Mithilfe der durch die exakte Lösung der Integralgleichung (6.51) gewonnenen Simulationsergebnisse können verschiedene Ursachen für die Halbwertsbreite des durch Photoleitungs-Sampling gemessenen Signals festgehalten werden. Ein ideal mit einer Zeitkonstante von $\tau_e = 675\,\mathrm{fs}$ einseitig exponentiell abklingender Puls besitzt eine Halbwertsbreite von $\tau_e \ln 2 = 470\,\mathrm{fs}$. Aufgrund der endlichen Dauer des anregenden Laserpulses sowie durch kapazitive Effekte wird der Puls jedoch bereits bei seiner Entstehung auf eine Halbwertsbreite von 940 fs verbreitert. Vornehmlich durch Dispersion wird dieser Puls während der Propagation vom pulserzeugenden Schalter zum Detektionsschalter auf eine Dauer von 1.5 ps verlängert. Durch die Abtastung des Pulses mit einem Schalter endlicher Öffnungszeit, gegeben durch die Ladungsträgerlebenszeit sowie die

Laserpulsdauer, ist das Tastsignal gegenüber dem Eingangspuls um weitere 500 fs auf 2.0 ps verlängert. Die Abweichung der Halbwertsbreite des Samplingsignals von der Halbwertsbreite des tatsächlich am Tastschalter eintreffenden elektrischen Pulses beträgt damit 33 %.
Ebenfalls anhand von Simulationsrechnungen kann der Einfluss der Kapazitäten der Pump- und der Tastschalter abgeschätzt werden. Eine Erhöhung der Kapazität entweder der Pump- oder der Tastschalter um eine Größenordnung von 4 fF auf 40 fF führt bei ansonsten festgehaltenen Parametern zu einem Anstieg der Halbwertsbreite des Samplingsignals von 2.0 ps auf 3.1 ps. Eine symmetrische Erhöhung beider Schalterkapazitäten auf 40 fF ergibt eine Halbwertsbreite von 4.7 ps. Diese Resultate zeigen, dass die Zeitauflösung der Gesamtanordnung bei als Materialkonstante festgehaltener Ladungsträgerlebensdauer im Wesentlichen durch die Wellenleiterdispersion sowie die Schalterkapazitäten bestimmt ist. Bei einer Variation der Ladungsträgerlebenszeit von 200 fs auf 2 ps steigt die Halbwertsbreite des Samplingsignals im Fall gleicher Schalterkapazitäten von 4 fF linear von 1.4 ps auf 3.8 ps an.
Der in Abbildung 6.20 gezeigte Vergleich der Näherungslösung des Sampling-Problems nach Gleichung (6.62) mit den durch die exakte Lösung der Integralgleichung (6.51) gewonnenen Simulationsergebnissen ergibt im Fall der hier verwendeten experimentellen Parameter sehr gute Übereinstimmung sowohl der beiden theoretischen Kurven untereinander als auch der theoretischen Ergebnisse mit den experimentellen Resultaten. Lediglich die Anstiegszeit des Pulses wird durch die Näherungslösung aufgrund der in diesem Fall als verschwindend angenommenen Schalterkapazität unterschätzt. Dies drückt sich in Form einer im Vergleich zu den experimentellen sowie den exakt simulierten Ergebnissen mit 1.9 ps leicht geringeren Halbwertsbreite des Pulses aus. Die Vernachlässigung der Kapazität führt im Fall größerer Schalterkapazitäten zu deutlich höheren Abweichungen der einfachen Näherung von der exakt bestimmten Lösung des Samplingproblems, so dass nur im Fall niedriger Schalterkapazitäten mit dieser einfachen Näherung gearbeitet werden kann.
Aus dem mittleren Eingangsstrom der beiden Pumpschalter unter Beleuchtung von jeweils 2.0 μA und ihrem Dunkelstrom von 1.1 μA ergibt sich ein Photostrom von 0.9 μA. Bei einer mittleren Vorspannung von 11.3 V kann unter Berücksichtigung eines Faktors 2 aufgrund der Choppermodulation des Laserstrahls sowie des An- zu Auszeit Verhältnisses der

Schalter ihre maximale Photoleitfähigkeit zu $G_0 = 2\,\frac{0.9\,\mu\mathrm{A}}{11.3\,\mathrm{V}}\,\frac{T_\mathrm{L}}{\tau_e} = 3.1\,\mathrm{mS}$ abgeschätzt werden. Dieser Wert wurde gemeinsam mit der Ladungsträgerlebenszeit $\tau_e = 675\,\mathrm{fs}$ selbstkonsistent aus Simulationen ermittelt und liegt soweit nicht anders angegeben allen gezeigten Simulationsresultaten zugrunde.

Spannungs- und Intensitätsabhängigkeiten

Die Erhöhung entweder der Vorspannung der Pumpschalter oder der mittleren Beleuchtungsleistung für die Pump- bzw. die Tastschalter führt zu einem deutlichen Anstieg der Halbwertsbreiten der in Pulspropagations-Messungen beobachteten Hauptpeaks. Abbildung 6.21 zeigt den Hauptpeak einer Messung bei einer mittleren optischen Leistung von $\mathrm{P} = 8.6\,\mathrm{mW}$ pro Strahl. Die für die Messung verwendeten Vorspannungen der Pumpschalter waren $\mathrm{U}_1 = 40\,\mathrm{V}$ und $\mathrm{U}_2 = 42\,\mathrm{V}$. Die Halbwertsbreite des gezeigten Pulses beträgt 3.3 ps und liegt damit um 65 % über dem für $\mathrm{U}_1 = 10.1\,\mathrm{V}$, $\mathrm{U}_2 = 12.5\,\mathrm{V}$ und $\mathrm{P} = 3.4\,\mathrm{mW}$ gefundenen Wert von 2.0 ps (siehe Abbildung 6.20). Der Vergleich der Anstiegs- und Abfallzeiten des Pulses von 1.8 ps bzw. 8.7 ps mit den entsprechenden Zeiten des Pulses aus Abbildung 6.20 von 1.6 ps bzw. 3.3 ps zeigt, dass der Anstieg der Halbwertsbreite in erster Linie auf eine steigende Dauer der fallenden Pulsflanke zurückzuführen ist. Dieses Verhalten ergibt sich dabei sowohl für eine Erhöhung der Vorspannungen der Pumpschalter als auch für eine Steigerung der mittleren auf die Schalter treffenden Beleuchtungsleistung. Die in den Abschnitten 5.7 und 5.8 diskutierten spannungs- und intensitätsabhängigen Messungen der Elektronenlebensdauer τ_e zeigen einen deutlichen Anstieg von τ_e als Funktion sowohl der Intensität als auch des elektrischen Feldes, so dass die Ursache für den beobachteten Anstieg der Halbwertsbreite wahrscheinlich der Anstieg der Elektronenlebensdauer ist. Nach den Überlegungen in Abschnitt 4.1 wird die Dauer der steigenden Flanke des auf dem Wellenleiter propagierenden Pulses bzw. des zeitlichen Verlaufes des Leitwertes der Tastschalter hauptsächlich durch das Zeitverhalten des Laserpulses und die Schalterkapazitäten bestimmt, während die fallende Flanke beider Größen im Fall geringer Schalterkapazität durch τ_e dominiert wird. In Übereinstimmung damit sind die Effekte der als Funktion der Spannung und der Intensität steigenden Elektronenlebensdauer in erster Linie auf die fallende Flanke des abgetasteten Wellenleiterpulses

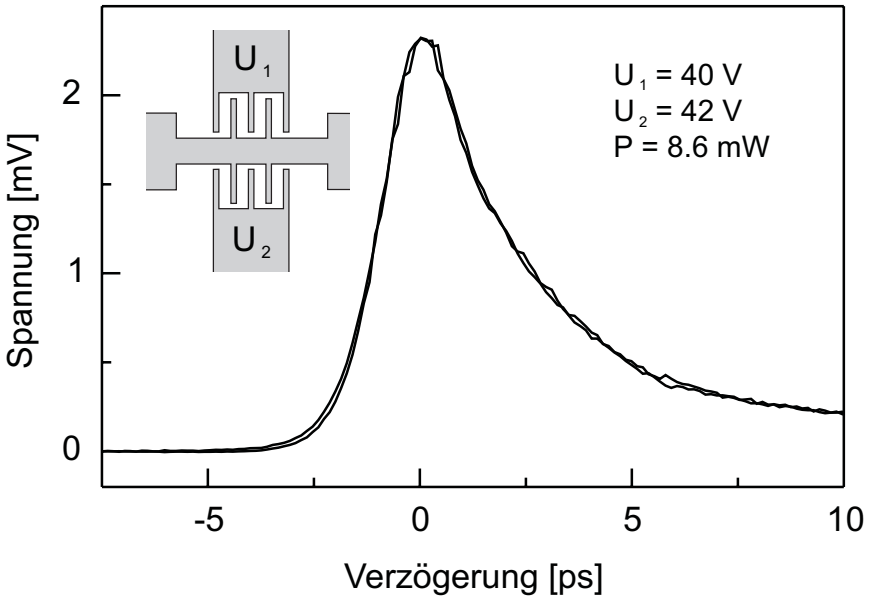
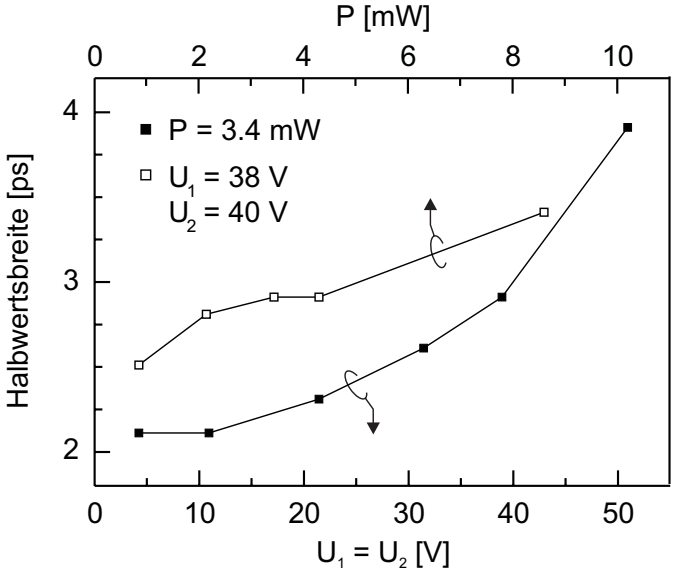


Abbildung 6.21: Hauptpeak einer Pulspropagations-Messung an der bereits für die in Abbildung 6.17 gezeigte Messung verwendeten Vierfachdioden-Struktur auf LTG-GaAs. Die Vorspannungen der Pumpschalter waren $U_1 = 40\,V$ und $U_2 = 42\,V$, die mittlere optische Leistung pro Strahl betrug 8.6 mW.

beschränkt.
Abbildung 6.22 zeigt die Halbwertsbreite und die Amplitude des Hauptpeaks in Photoleitungs-Sampling Messungen an der bereits in Abbildung 6.21 betrachteten Probe als Funktion der Vorspannung der Pumpschalter bzw. der mittleren optischen Leistung pro Strahl. Deutlich zu erkennen ist die bereits diskutierte Zunahme der Halbwertsbreite als Funktion beider Parameter. Während die Amplitude des Photoleitungs-Sampling Peaks als Funktion der Vorspannung der Pumpschalter linear wächst und damit in Überseinstimmung mit den Ergebnissen aus Abbildung 4.5 auf das näherungsweise ohmsche Verhalten von Photoleitungsschaltern auf LTG-GaAs schließen läßt, gehorcht sie als Funktion der Intensität einem superlinearem Potenzgesetz. Dies ist unter der Annahme einer Proportionalität zwischem maximalem Leitwert G_0 der Photoleitungsschalter und ihrem mittleren Photostrom J_{photo} qualitativ konsistent mit der in Abschnitt 4.3.2 diskutierten Abhängigkeit $J_{\text{photo}} \propto P^{\alpha}$ mit einem Exponen-



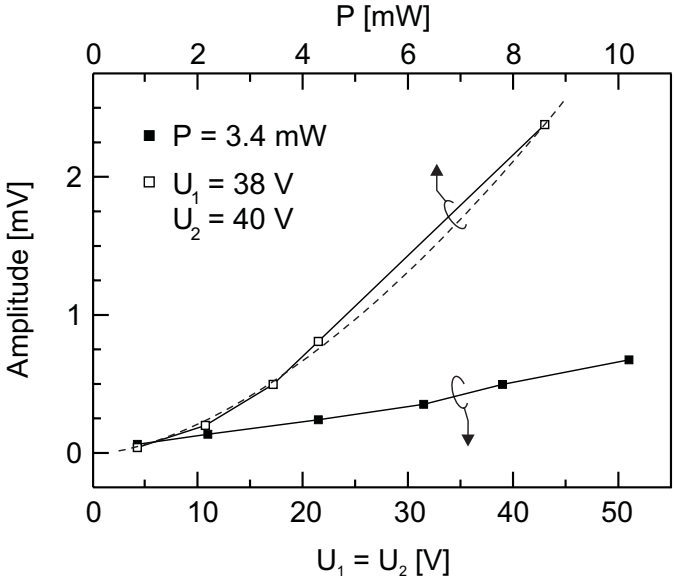


Abbildung 6.22: Halbwertsbreite und Amplitude des Hauptpeaks in Photoleitungs-Sampling Messungen an der bereits in Abbildung 6.21 betrachteten Probe als Funktion der Vorspannung der Pumpschalter bzw. der mittleren optischen Leistung pro Strahl. Die gestrichelte Linie zeigt eine an die experimentellen Daten angepasste Potenzfunktion mit einem Exponenten von 1.65.

ten $\alpha = 0.64$, da die maximalen Leitwerte der Pump- und Tastschalter in erster Näherung als Produkt in die Amplitude des Samplingsignals eingehen. Die Amplitude des Samplingsignals ist somit proportional zu $P^{2\alpha}$. Abbildung 6.22 zeigt als gestrichelte Linie eine an die experimentellen Daten angepasste Potenzfunktion mit einem Exponenten von 1.65.
Im Hinblick auf eine Anwendung der Photoleitungsschalter in zeitaufgelösten Messungen an mesoskopischen Bauelementen ist es zur Erzielung eines möglichst guten Signal-Rauschverhältnisses bei bestmöglicher Zeitauflösung von Interesse, die Amplitude des Tastsignals zu steigern, während die Zeitauflösung weitgehend konstant bleibt. Abbildung 6.22 zeigt, dass hierzu eine Intensitätserhöhung wesentlich besser als eine Erhöhung der Vorspannung der Pumpschalter geeignet ist. Bei einer Erhöhung der mittleren optischen Leistung auf den Pump- und Tastschaltern von 0.9 mW auf 8.6 mW steigt die Amplitude für Spannungen von $U_1 = 38$ V und $U_2 = 40$ V von 0.04 mV auf 2.38 mV. Dies geht einher mit einer Zunahme der Halbwertsbreite von 2.5 ps auf 3.4 ps. Im Vergleich dazu steigt bei einer Erhöhung der Spannung von 4.3 V auf 51 V bei einer mittleren optischen Leistung von 3.4 mW die Amplitude lediglich von 0.07 mV auf 0.68 mV, während gleichzeitig die Halbwertsbreite des Hauptpeaks von 2.1 ps auf 3.9 ps steigt und sich damit fast verdoppelt. Problematisch im Anwendungsfall ist bei einer Erhöhung der Amplitude durch eine Steigerung der mittleren optischen Leistung lediglich die Zunahme der in den Kryostaten eingekoppelten Wärmeleistung.
Der mittlere Eingangsstrom in die Pumpschalter steigt unter den genannten Veränderungen der Vorspannung der Pumpschalter bzw. der mittleren optischen Leistung ungefähr linear von 0.7 μA auf 23 μA bzw. von 9 μA auf 30 μA an. Bei einer Erhöhung der Spannung verteilt sich die Zunahme des mittleren Stromes dabei sowohl auf den Dunkelstrom als auch auf den Photostrom, bei einer Erhöhung der mittleren optischen Leistung steigt lediglich der Photostrom an, was wiederum deutlich vorzuziehen ist, da lediglich dieser Stromanteil zur Signalamplitude beiträgt.

6.7.2 Vierfachdioden-Strukturen auf ErAs:GaAs

Abbildung 6.23 zeigt eine Pulspropagationsmessung an einer zu der im vorhergehenden Abschnitt diskutierten LTG-GaAs Probe nominell identischen Struktur auf ErAs:GaAs-Substrat. Die für die Messung ver-

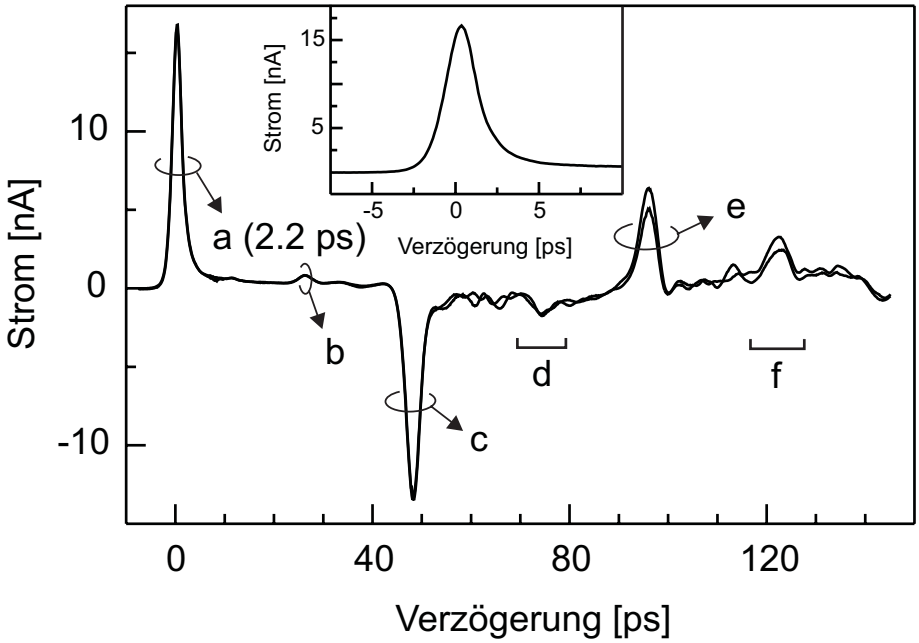


Abbildung 6.23: Pulspropagations-Messung an einer Vierfachdioden-Struktur auf ErAs:GaAs.

wendeten Vorspannungen der Pumpschalter waren $U_1 = 10.1\,V$ und $U_2 = 11.3\,V$, die mittlere Laserleistung betrug P= 3.4 mW. Aus dem Dunkelstrom von 10.5 μA ergibt sich ein mittlerer Dunkelwiderstand der Dioden von 1.0 MΩ. Unter Beleuchtung fließt ein zusätzlicher mittlerer Photostrom von 1.7 μA. Mithilfe der aus Kapitel 5 bekannten Ladungsträgerlebenszeit von 450 fs lässt sich somit eine maximale Photoleitfähigkeit der Schalter von 9.3 mS abschätzen.
Simulationsrechnungen für diese ErAs:GaAs Samplingstruktur lassen eine im Vergleich zu den LTG-GaAs Strukturen um einen Faktor 2.1 höhere Amplitude des auf dem Wellenleiter propagierenden Pulses am Tastschalter erwarten. Für die Amplituden der Samplingsignale ergeben diese Rechnungen ein Verhältnis 4.8.
Zur Erklärung des experimentell beobachteten Verhältnisses der Samplingamplituden von 1.2 muß die in Abschnitt 6.6 diskutierte Problematik beachtet werden. Aufgrund der stark nichtlinearen Strom-Spannungskennlinie der Photoleitungsschalter auf ErAs:GaAs (siehe Kapitel

4.3) ist der Dunkelwiderstand des Tastschalters wesentlich höher anzunehmen als der des Pumpschalters. Eine Abschätzung des Dunkelwiderstandes des Tastschalters für Spannungen unter 1 V anhand der Daten aus Kapitel 4.3 unter Berücksichtigung der von den dort verwendeten Strukturen abweichenden Geometrie des Tastschalters ergibt 200 MΩ. Dies führt zu einer gegenüber den LTG-GaAs Proben mit einem Dunkelwiderstand von 10.3 MΩ deutlich verschiedenen effektiven Ausgangsimpedanz der ErAs:GaAs Proben und somit zu einem geänderten Verhältnis zwischen Pulsamplitude und Amplitude des Samplingsignals, so dass aus dem Verhältnis der experimentell beobachteten Samplingamplituden nicht auf das Amplitudenverhältnis der auf dem Wellenleiter propagierenden Pulse geschlossen werden kann.
Die Halbwertsbreite des Hauptpeaks liegt mit 2.2 ps im Bereich der Streuung dieses Wertes für nominell identische Vierfachdioden-Strukturen auf LTG-GaAs und kann als identisch zur Halbwertsbreite des Hauptpeaks der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Messung angesehen werden. Unter Berücksichtigung der im Vergleich zum verwendeten LTG-GaAs wesentlich kürzeren Ladungsträgerlebenszeit des hier verwendeten ErAs:GaAs Übergitters zeigt dieses Ergebnis, dass die Zeitauflösung der vorgestellten Photoleitungs-Samplingstruktur durch die Wellenleiterdispersion und die Kapazität der Photoleitungsschalter bestimmt wird.
Die Möglichkeit, mit Photoleitungsschaltern auf ErAs:GaAs Substraten unter gleichen Betriebsbedingungen im Vergleich zu LTG-GaAs höhere Pulsamplituden bei gleicher Zeitauflösung zu erzeugen, offenbart neben den in den Kapiteln 3 und 5 diskutierten Struktur- und Abstimmbarkeitsvorteilen einen weiteren Vorzug dieses neuartigen Materialsystems.
Die zeitliche Position der Reflexionspeaks b bis f entspricht den bereits anhand von Abbildung 6.17 diskutierten Reflexionsmustern. In guter Übereinstimmung mit dem Experimenten an Schaltern auf LTG-GaAs Substrat sowie den theoretischen Überlegungen aus Abschnitt 6.5 ergibt sich eine mittlere Propagationsgeschwindigkeit von 0.375 c.
Die Gestalt der einzelnen Peaks unterscheidet sich im Detail leicht von den in Abbildung 6.17 gezeigten Reflexionsmustern. Dies ist auf individuelle Hochfrequenzeigenschaften verschiedener Proben aufgrund leicht verschieden positionierter Bonddrähte sowie Strukturvariationen innerhalb der Lithografietoleranzen zurückzuführen.

6.7.3 Dreifachdioden-Strukturen

Vergleichende Messungen zu den in den vorangegangenen Abschnitten untersuchten Vierfachdioden-Strukturen wurden an einer Dreifachdioden-Struktur der in Abbildung 6.8 gezeigten Art auf LTG-GaAs durchgeführt. Die Abmessungen der verwendeten Struktur entsprechen den in Abbildung 6.10 angegebenen Größen. Abbildung 6.24 zeigt die Ergebnisse dieser Messung. Die Vorspannung des Pumpschalters betrug 10.0 V, die mittlere Laserleistung war 3.4 mW. Dem Dunkelstrom von 1.1 μA

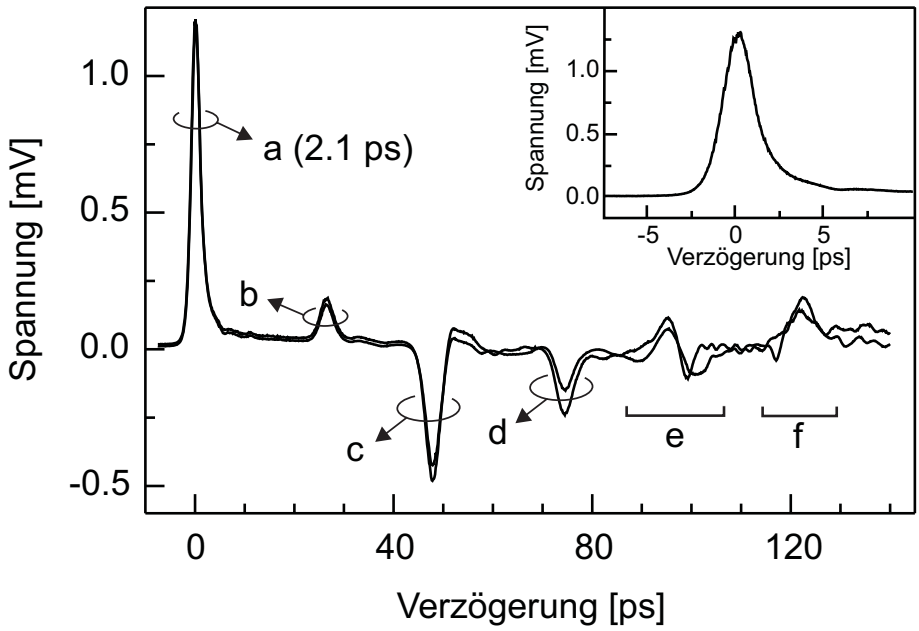


Abbildung 6.24: Pulspropagation auf einer Wellenleiterstruktur nach Abbildung 6.8. Im Gegensatz zu den bisher gezeigten Messungen wird hier zur Pulserzeugung ein einzelner Photoleitungsschalter verwendet.

steht ein Eingangsstrom des Photoleitungsschalters unter Beleuchtung von 5.5 μA gegenüber. Aus dem Photostrom von 4.4 μA folgt eine maximale Photoleitfähigkeit des Schalters von 16.5 mS. Dieser Wert liegt um einen Faktor 2.7 über der in Abschnitt 6.7.1 für die Pumpschalter in Vierfachdioden-Strukturen ermittelten maximalen Photoleitfähigkeit.

Im Fall der Doppeldioden fällt das Intensitätsmaximum der gaußförmigen Intensitätsverteilung des Laserstrahls bei symmetrischer Ausleuchtung der Schalter auf den Metallsteg zwischen den beiden Fingerstrukturen des Zwillingsschalters, wird dort vollständig reflektiert und trägt so nicht zur Modulation der Schalterleitfähigkeit bei. Im Fall eines Einzelschalters fällt die gesamte Intensität des Laserstrahls auf die Fingerstruktur des Schalters, die Empfindlichkeit der Einzelschalter ist damit inhärent größer. Unter gleichen Bedingungen weisen Einzelschalter also einen höheren Strom auf als entsprechende Zwillingsschalter.
Aufgrund des Verhältnisses der Photoleitfähigkeiten der Pumpschalter in Drei- und Vierfachdioden-Strukturen wäre bei identischen Tastschaltern ein Verhältnis der Samplingamplituden von ebenfalls 2.7 zu erwarten. Tatsächlich wird jedoch ein Verhältnis von 1.2 beobachtet. Zur Erklärung dieser Diskrepanz ist in erster Linie die bereits in Abschnitt 6.6 diskutierte Problematik zu beachten, dass von der Amplitude des Samplingsignals nur begrenzt auf die Pulsamplitude rückgeschlossen werden kann.
Durch die zu den Vierfachdioden-Strukturen identischen Wellenleiterabmessungen ergibt sich auch an dieser Probe das bereits bekannte Reflexionsmuster. Das veränderte Wellenleiterdesign dieser Probe spiegelt sich allerdings in der Form und Amplitude der beobachteten Reflexionspeaks wieder.
Im Gegensatz zu den Vierfachdioden-Strukturen besteht bei den Dreifachdioden-Strukturen keine metallische Verbindung des Hauptwellenleiters über die Pumpschalteranordnung hinweg. Dies führt im Fall der Dreifachdioden-Strukturen zu einem deutlich erhöhten Reflexionsfaktor am Pumpschalter, der zu einer Erhöhung aller Peaks führt, die Reflexionen am Pumpschalter involvieren. Gleichzeitig werden die Amplituden aller Peaks verringert, die eine Transmission über den Pumpschalter erfordern. Die stark erhöhte Amplitude von Peak b ist auf dieses Phänomen zurückzuführen.
Durch die Zuführung der Vorspannung über die linke Seite des Hauptwellenleiters ist dieser Arm der Wellenleiterstruktur nicht kurzgeschlossen sondern besitzt ein offenes Ende. Zwar ist eine Reflexion am offenen Ende eines Wellenleiters ebenso wie eine Reflexion am kurzgeschlossenen Ende vollständig, invertiert allerdings nicht das Vorzeichen der Spannung. Dies führt dazu, dass die verschiedenen Beiträge zu den Peaks c, d, e und f nicht mehr notwendigerweise gleiche Vorzeichen besitzen und sich bei

ihrer Überlagerung teilweise aufheben. Gemeinsam mit den verschieden großen Reflexionskoeffizienten der Pump- und der Tastschalteranordnung führt dies zu einem Bruch der Spiegelsymmetrie der Reflexionspunkte.
Wie die Seitenarme der Wellenleiterstruktur wird in diesem Fall auch der linke Arm des Hauptwellenleiters durch ein Bondpad mit entsprechendem Bonddraht abgeschlossen. Dadurch wird der linke Arm geringfügig länger als der rechte, was zu einem leichten Propagationszeitunterschied der Teilkomponenten der Reflexionspeaks höherer Ordnung führt. Zudem treten Teilreflexionen des Pulses im linken Arm am Bondpadansatz und am Bonddraht selbst auf und verleihen dem Reflexionsbild zusätzliche Struktur.
Im Vergleich zu den Vierfachdioden-Strukturen tritt bei der Propagation elektrischer Pulse entlang der Wellenleiter der Dreifachdioden-Struktur ab Peak c eine stärkere Anregung der geraden Wellenleitermode auf. Dies ist ebenfalls auf die Unterbrechung des Hauptwellenleiters am Pumpschalter zurückzuführen, die nur durch kapazitive Kopplung überwunden werden kann. Offensichtlich führt dies zu einer Teilanregung der geraden Mode, sichtbar in Form des Auseinanderlaufens der Kurven des oberen und des unteren Tastschalters.

6.7.4 Impedanz-Fehlanpassung der parasitären Wellenleiter

In diesem und den folgenden Abschnitten werden Wellenleitergeometrien vorgestellt und experimentell charakterisiert, die eine Unterdrückung der Reflexionspeaks oder eine Verlängerung des reflexionsfreien Intervalls zwischen Peak a und Peak b bewirken sollen. Beides bekommt großes Gewicht, sobald zwischen Pump- und Tastschalter ein Bauelement in den Hauptwellenleiter eingebracht wird. In diesem Fall ist eine gute Unterscheidbarkeit durch das Bauelement z.B. durch Pulsaufbrechen generierter Signalpeaks und durch Wellenleiterdiskontinuitäten hervorgerufener Reflexionspeaks zu gewährleisten. Einerseits kann dies durch die Unterdrückung der Reflexionspeaks erreicht werden, andererseits kann versucht werden, das Eintreffen des ersten Reflexionspeaks hinter das Eintreffen des letzten Signalpeaks hinauszuzögern.
Nach Zamdmer [166] kann das Verhältnis der Amplituden der am Pumpschalter in den Hauptwellenleiter bzw. in die parasitären Arme des Wel-

lenleiters eingekoppelten Pulse durch eine bewusste Impedanz-Fehlanpassung der parasitären Wellenleiter verändert werden. Eine gegenüber dem Hauptwellenleiter erhöhte Impedanz der parasitären Wellenleiter führt dabei nach dem Prinzip einer Spannungsteilerschaltung zu einer Verschiebung des Kopplungsverhältnisses zu Gunsten des Pulses auf dem Hauptwellenleiter. Zur experimentellen Untersuchung impedanzfehlangepasster Wellenleiter im Hinblick nicht nur auf dieses Amplitudenverhalten sondern auch auf ein eventuell verändertes Reflexionsmuster wurde die in Abbildung 6.25 gezeigte Probengeometrie als Vierfachdioden-Struktur auf

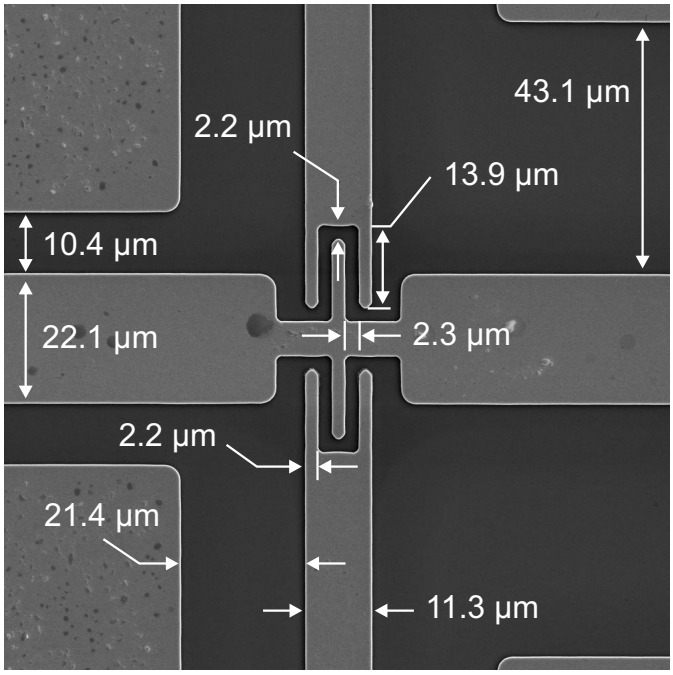


Abbildung 6.25: REM-Aufnahme des Tastschalters einer Wellenleitergeometrie mit impedanzfehlangepassten parasitären Wellenleitern.

LTG-GaAs angefertigt. Die Impedanz des Hauptwellenleiters ergibt sich aus den gezeigten Abmessungen bei einer Metallisierungsdicke von 410 nm zu 43 Ω, die Tast- und Vorspannungsarme der Wellenleiterstruktur besitzen eine Impedanz von 64.4 Ω, der linke und der rechte Seitenarm unter-

scheiden sich mit einer Impedanz von 65.8 Ω nur leicht von diesem Wert. Die veränderte Diodengeometrie führt zu einer Kapazität von 1.7 fF. Die Längen aller Wellenleiterarme entsprechen unverändert der in Abbildung 6.18 gezeigten Struktur.
Abbildung 6.26 zeigt eine Pulspropagationsmessung an dieser Struktur. Die Vorspannungen der Pumpschalter waren $U_1 = 5.6$ V und $U_2 = 8.0$ V,

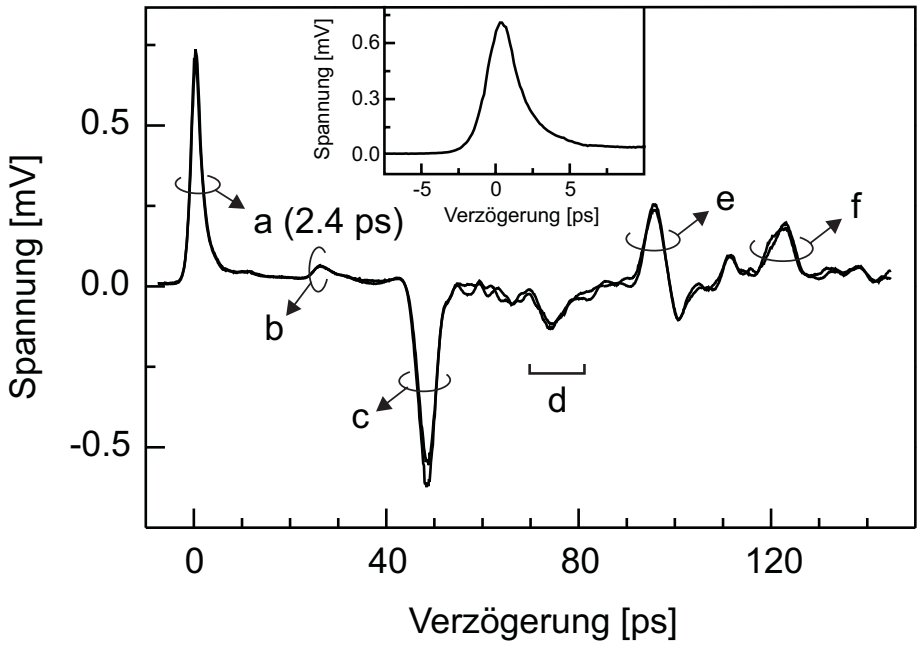


Abbildung 6.26: Pulspropagationsmessung an einer Wellenleitergeometrie mit impedanzfehlangepassten parasitären Wellenleitern.

die mittlere Laserleistung betrug P= 3.4 mW.
Peak c der gezeigten Messung weist eine relative Amplitude von 81.6 % auf und unterscheidet sich somit nur um 3.3 % von dem an der Vierfachdiodenstruktur mit impedanzangepassten parasitären Wellenleitern beobachteten Reflexionspeak (siehe Abschnitt 6.7.1). Da diese Abweichung innerhalb der Streuung der Messungen an identischen Strukturen liegt, kann keine signifikante Beeinflussung der relativen Peakamplituden durch den hier realisierten Impedanzunterschied zwischen Hauptwellenleiter und

den parasitären Wellenleitern festgestellt werden.
Die Impedanz-Fehlanpassung führt jedoch zu einem erhöhten Reflexionskoeffizienten der Schalteranordnungen, die sich in einer erhöhten Amplitude von Peak b ausdrückt. Peak b weist für diese Struktur eine relative Amplitude von 8.7 % auf. Der Vergleich mit der in Abschnitt 6.7.1 bestimmten Amplitude von Peak b von 5.2 % sowie der typischen Streuung der Amplituden von Peak b zeigt, dass in diesem Fall von einer signifikanten Erhöhung ausgegangen werden kann.
Die Halbwertsbreite des Hauptpeaks liegt mit 2.4 ps leicht oberhalb der üblicherweise beobachteten Halbwertsbreiten von 2.0 ps bis 2.2 ps. Da das für diese Probe verwendete Substratmaterial jedoch vom Rand des Wafers stammte, ist hier eher von einer individuellen Probeneigenschaft aufgrund inhomogener Waferqualität als von einer systematisch bedingten Eigenschaft der Wellenleitergeometrie auszugehen.

6.7.5 Antennen als parasitäre Wellenleiter

Ein zweiter Ansatz zur Unterdrückung der Reflexionspeaks c bis f ist die Abstrahlung auf den parasitären Wellenleitern propagierender Moden. Sowohl für Schlitzleitungen [280–282] als auch für koplanare Streifenleitungen [283, 284] wurden in der Vergangenheit breitbandige Hornantennen vorgestellt, die durch eine entweder exponentielle oder lineare Vergrößerung der Gesamtbreite des jeweiligen Wellenleiters bei konstanter Impedanz realisiert wurden. Dieses Konzept wurde auf die hier verwendeten koplanaren Wellenleiter übertragen und in eine Vierfachdioden-Struktur umgesetzt. Abbildung 6.27 zeigt das auf LTG-GaAs realisierte Probendesign. Die Gesamtbreite der parasitären Wellenleiter steigt linear von $s + 2w = 40\,\mu$m auf $s + 2w = 1.2$ mm, das Verhältnis s/w wird dabei konstant auf 2 gehalten. Bei einer Metallisierungsdicke von 410 nm resultiert daraus ein Anstieg der Impedanz der parasitären Wellenleiter von 43.5 Ω auf 48.3 Ω, die Impedanz des Hauptwellenleiters beträgt 43.5 Ω. Die Längen der Wellenleiter entsprechen unverändert den in Abbildung 6.18 angegebenen Größen.
Abbildung 6.28 zeigt eine an dieser Probe durchgeführte Pulspropagationsmessung. Die Spannungen der beiden Pumpschalter waren $U_1 = 10.0$ V und $U_2 = 12.7$ V, die mittlere Laserleistung betrug P= 3.4 mW.
Auch in dieser Messung ist das bereits aus den vorhergehenden Messun-

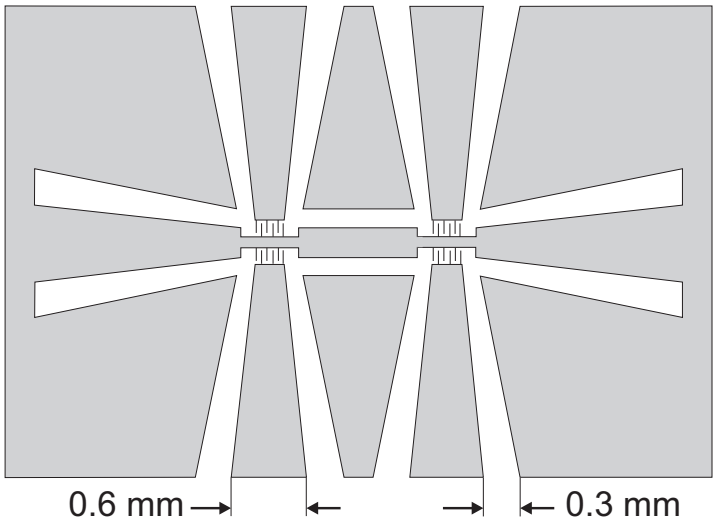


Abbildung 6.27: Wellenleiterdesign mit hornantennen-förmigen parasitären Wellenleitern zur Abstrahlung dort propagierender Moden.

gen bekannte Reflexionsbild erkennbar. Außer Peak d sind alle in den Abbildungen 6.18 und 6.19 bezeichneten Peaks anhand ihres Eintreffzeitpunktes an den Tastschaltern eindeutig zu identifizieren. Die mittlere relativen Amplitude von Peak c ist mit 32 % deutlich geringer als in den Strukturen ohne verstärkt abstrahlende parasitäre Wellenleiter und zeigt die generrelle Schlüssigkeit des verfolgten Konzeptes. Anhand der starken Verbreiterung der Reflexionspeaks höherer Ordnung ist die im Vergleich zum Hauptpeak deutlich geringere spektrale Breite der an den Enden der Antennenarme reflektierten Pulse zu erkennen. Sowohl die mit steigender Wellenleiterbreite zunehmende Konvertierung von Wellenleitermoden in frei propagierende elektromagnetische Strahlung als auch die vermehrte Abstrahlung hochfrequenter Pulskomponenten ist in Übereinstimmung mit den in Abschnitt 6.1.4 diskutierten Eigenschaften der Strahlungsdämpfung.
Ab Peak c ist sowohl eine ausgeprägte Anregung der geraden Wellenleitermode, identifizierbar am deutlichen Auseinanderlaufen der beiden Samplingkurven, als auch eine steigende quasi-DC Aufladung der gesamten zentralen Wellenleiterstruktur zu erkennen. Da während des experimentell zur Verfügung stehenden Verzögerungsintervalles keine stetige Zunahme

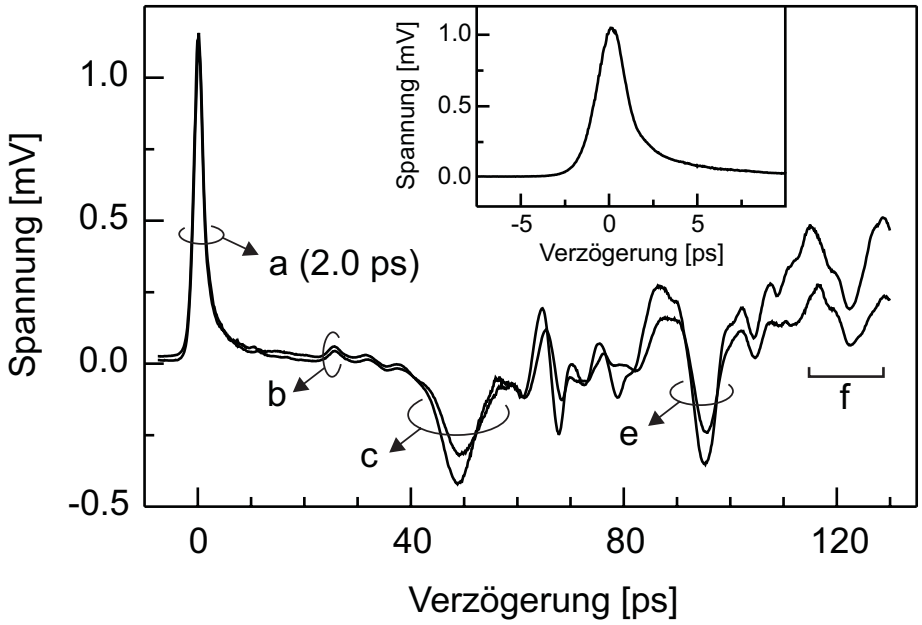


Abbildung 6.28: Zeitaufgelöste Messung der Pulspropagation und -reflexion auf einer Wellenleiterstruktur mit hornantennen-förmigen parasitären Wellenleitern.

dieser Aufladung zu erkennen war, handelt es sich hierbei vermutlich um einen zeitlich extrem breiten Signalanteil. Allerdings konnte auch kein Rückgang des Signals auf Null beobachtet werden.
Überraschend ist, dass ungeachtet der enormen Dispersion der Pulse auf den Antennenarmen aus den Positionen der Reflexionspeaks eine gegenüber den Strukturen mit unverbreiterten parasitären Wellenleitern kaum veränderte mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit von 0.376 c folgt.
Aus dem sehr strukturreichen Erscheinungsbild der in Abbildung 6.28 gezeigten Messung muß geschlussfolgert werden, dass zwar das generelle, diesem Wellenleiterdesign zugrunde liegende Konzept tragfähig ist, die Abstrahlung der auf den parasitären Wellenleitern propagierenden Pulse jedoch für eine Unterdrückung der Reflexionspeaks bei weitem nicht groß genug ist. Vielmehr bewirkt die sehr starke Dispersion der verbreiterten parasitären Wellenleiterarme eine zusätzliche Strukturierung des Reflexionsbildes und damit eine deutliche Erschwerung der Abtrennbarkeit eventueller Nutzsignale.

Zur Beurteilung der Frequenzcharakteristik der Abstrahlung der parasitären Wellenleiter zeigt Abbildung 6.29 die Spektren der Hauptpeaks sowie der Peaks c der Vierfachdioden-Strukturen mit impedanzangepassten, impedanzfehlangepassten und antennenförmigen parasitären Wellenleitern.
Der obere Teil der Abbildung zeigt in Übereinstimmung mit der annähernd gleichen Halbwertsbreite der betrachteten Peaks die sehr ähnlichen Spektren des Hauptpeaks der Strukturen. Einen nahezu identischen Verlauf besitzen die Spektren der Hauptpeaks der Wellenleiterstrukturen mit impedanzangepassten und mit antennenförmigen parasitären Wellenleitern. Die Halbwertsfrequenzen betragen 149 GHz bzw. 141 GHz. Leicht abweichend davon findet sich für die Struktur mit impedanzfehlangepassten parasitären Wellenleitern einhergehend mit ihrem etwas breiteren Hauptpeak eine Halbwertsfrequenz von 127 GHz. In Anbetracht der annähernden Gleichheit der Spektren der Hauptpeaks der Strukturen mit angepassten und mit antennenförmigen parasitären Wellenleitern ist nicht anzunehmen, dass die Abweichung des dritten Spektrums systematisch bedingt ist. Da alle drei betrachteten Strukturen dieselbe Hauptwellenleitergeometrie besitzen, ist hier vielmehr von einer individuellen Probeneigenschaft auszugehen.
In den Spektren der Reflexionspeaks c hingegen tritt deutlich der Einfluss der unterschiedlichen Geometrien der parasitären Wellenleiter hervor. Während die Spektren des Peaks c der impedanzangepassten bzw. impedanzfehlangepassten Wellenleiter Halbwertsfrequenzen von 106 GHz und 99 GHz aufweisen, besitzt das entsprechende Spektrum des antennenförmigen Wellenleiters eine Halbwertsfrequenz von 50 GHz. Die im Vergleich zu den impedanzangepassten Wellenleitern stärkere Dispersion und Dämpfung der breiteren, impedanzfehlangepassten Wellenleiter äußert sich durch einen deutlich steileren Abfall des Spektrums für Frequenzen über 150 GHz. Die Abstrahlung insbesondere hoher Frequenzkomponenten durch die antennenförmigen Wellenleiter drückt sich durch einen steilen Abfall des zugehörigen Spektrums auch für Frequenzen unterhalb von 50 GHz aus.

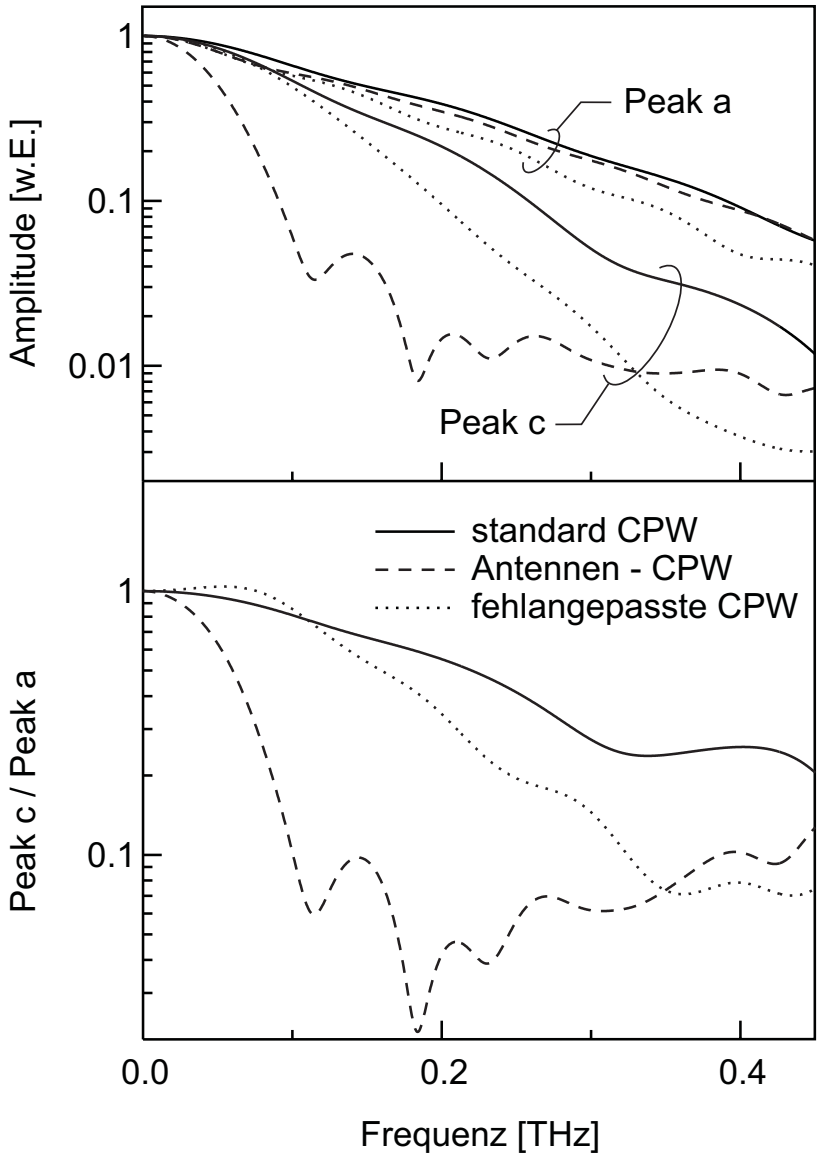


Abbildung 6.29: Spektren der Peaks a und c der Vierfachdioden-Strukturen mit angepassten, fehlangepassten und hornantennen-förmigen parasitären Wellenleitern. Der obere Teil der Abbildung zeigt jeweils mit gleichem Linientyp die zu einer Wellenleitergeometrie gehörigen Spektren der einzelnen Peaks, der untere Teil zeigt die auf das Spektrum des jeweiligen Hauptpeaks normierten Spektren der Peaks c.

6.7.6 Alternative Probenlayouts zur Reflexionsvermeidung

Durch die Einführung eines zusätzlichen Lithografie- und Bedampfungsschrittes ist es möglich, impedanzangepasste Dünnfilm-Abschlusswiderstände in die kurzgeschlossenen Seitenarme des CPW dicht vor die Kurzschluss-Stelle einzubringen. Ein über den gesamten Frequenzbereich des einlaufenden Pulses auf die Wellenleiterimpedanz abgestimmter Abschlusswiderstand führt zu vollständiger Dissipation der Leistung des einlaufenden Pulses und verhindert dadurch seine Reflexion.
In einer im Rahmen der vorliegenden Dissertation betreuten Praktikumsarbeit wurden von C. Goldmann Titan-Dünnfilmwiderstände lithografisch hergestellt (siehe Anhang A) und mithilfe der in Abbildung 6.30 gezeigten Teststruktur durch Messung ihres DC-Vierpunktwiderstandes charakterisiert. Die Breite der Widerstände wurde an die Breite der Wel-

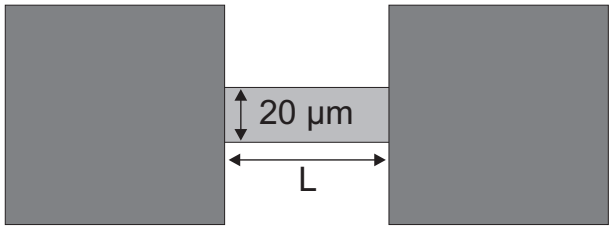


Abbildung 6.30: Teststruktur zur Bestimmung des DC-Widerstandes der Titan-Dünnfilmwiderstände. Die Abbildung zeigt einen streifenförmigen Widerstand mit seinen zwei zur Kontaktierung benötigten Bondpads aus Gold.

lenleiter von 20 μm angepasst, ihre Länge sowie die verwendete Metallisierungsdicke wurden experimentell auf die Erzielung eines Widerstandes von 43 Ω abgestimmt. Zur reproduzierbaren Herstellung der Dünnfilmwiderstände erwies es sich als notwendig, zuerst die Titan Metallisierung der Widerstandsfilme und anschließend die Gold Metallisierung der Bondpads bzw. einer Wellenleiterstruktur aufzubringen.
Abbildung 6.31 zeigt die Abhängigkeit des Widerstandes der Titanschichten von der Streifenlänge für Metallisierungsdicken von d = 53 nm bei Raumtemperatur sowie d = 49 nm bei T = 4.2 K. Die Charakterisierung

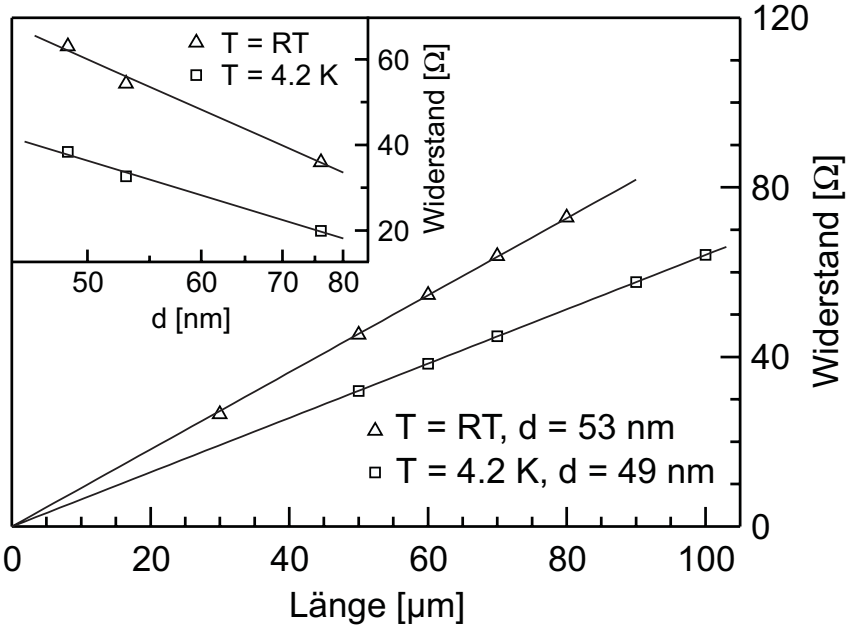


Abbildung 6.31: Abhängigkeit des Widerstandes der Titan Dünnfilmwiderstände von der Streifenlänge bei Raumtemperatur und bei T = 4.2 K. Der obere linke Teil der Abbildung zeigt die Abhängigkeit des Widerstandes von der Metallisierungsdicke bei einer Streifenlänge von 60 μm. Die Metallisierungsdicke ist hierbei über einer reziprok skalierten Achse aufgetragen.

der Dünnfilmwiderstände bei 4.2 K wurde dabei im Hinblick auf eine spätere Verwendung bei tiefen Temperaturen durchgeführt. Aus den Steigungen der an die experimentellen Daten angepassten Ursprungsgeraden in Abbildung 6.31 kann der spezifische Widerstand der Titanfilme ermittelt werden. Aus einer Serie von insgesamt fünf Proben ähnlicher Metallisierungsdicke mit jeweils fünf verschiedenen Widerständen ergibt sich bei Raumtemperatur ein spezifischer Widerstand von $(9.7 \pm 0.5) \times 10^{-7}\,\Omega$m, bei T = 4.2 K resultiert $(5.5 \pm 0.5) \times 10^{-7}\,\Omega$m. Da der spezifische Widerstand aufgedampfter Metalle sehr empfindlich von der Reinheit der Metallschichten und damit von den Aufdampfbedingungen abhängt, sind die angegebenen Werte als spezifisch für die in dieser Arbeit verwendete Aufdampfanlage[6] sowie die während der Aufdampfung herrschenden

[6] Leybold Univex 450

Restdrücke von typischerweise 10^{-6} mbar anzusehen. Für die in Abbildung 6.31 gezeigten Metallisierungen ergibt sich der angestrebte Widerstand von $43\,\Omega$ für Streifenlängen von $47\,\mu$m bei Raumtemperatur und von $67\,\mu$m bei 4.2 K.
Der linke obere Teil von Abbildung 6.31 zeigt die Abhängigkeit des Widerstandes der Titanschichten von der Metallisierungsdicke d bei festgehaltener Streifenlänge von $60\,\mu$m für Raumtemperatur und für 4.2 K. Wie Abbildung 6.31 zeigt, verhält sich der Widerstand erwartungsgemäß proportional zur reziproken Metallisierungsdicke. Anders als die hier gezeigten Ergebnisse suggerieren, skalieren die Widerstände dünner Metallfilme im Allgemeinen nicht mit dem Inversen der Filmdicke. Wird die Filmdicke soweit reduziert, dass sie in den Bereich der mittleren freien Weglänge des Volumenmaterials kommt, wirkt die Elektronenstreuung an den Schichtgrenzflächen als zusätzlicher, widerstandserhöhender Streumechanismus [285,286]. Der spezifische Widerstand dünner Metallfilme liegt damit deutlich über dem Volumenwert des jeweiligen Materials. Für Titan beobachten Panchishin et al. bei Raumtemperatur mittlere freie Weglängen in der Größenordnung von 20 nm [287], so dass derartige anomale Dickeneffekte bei einer weiteren Dickenreduzierung der hier verwendeten Widerstandsschichten durchaus zu erwarten sind.
Eine Hochfrequenzcharakterisierung der Dünnfilmwiderstände wurde bislang nicht durchgeführt. Bulzacchelli et al. [288] realisierten jedoch im wesentlich komplizierteren Fall von Mikrostreifenleitungen ein ähnliches Design sehr erfolgreich für Pulse mit Halbwertsbreiten von 800 fs. Mithilfe von Platin-Rhodium Dünnfilmwiderständen gelang in dieser Arbeit die vollständige Unterdrückung von Reflexionspulsen.
Ebenfalls in [288] wurde ein zweites Konzept zur Reflexionsunterdrückung demonstriert. Indem die parasitären Wellenleiterarme aus einer Metallisierung deutlich verringerter Gleichstromleitfähigkeit, z.B. PtRh oder Ti, angefertigt werden, können die Leitfähigkeitsverluste dort propagierender Signale derartig erhöht werden, dass sie nahezu komplett gedämpft werden.

6.7.7 Gekrümmte Wellenleiter

Eine Verlängerung des reflexionsfreien Intervalls zwischen den Peaks a und b ist durch die Verlängerung der Distanz zwischen Pump- und Tastschalter

möglich. Um unter diesen Umständen das Eintreffen der Reflexion c vor Peak b zu verhindern, müssen auch die parasitären Wellenleiter verlängert werden. Da allerdings bei der Anwendung des Photoleitungs-Samplings bei tiefen Temperaturen und in Magnetfeldern die maximale Probengröße durch die Magnetbohrung des Kryostaten vorgegeben ist, bedingt dies in den meisten Fällen, die parasitären Wellenleiter durch Kurven an die zur Verfügung stehende Probenfläche anzupassen.
Um den Einfluss derartiger Kurven auf Photoleitungs-Sampling Experimente abschätzen zu können, wurden eine Vierfach- und eine Dreifachdioden-Struktur mit gekrümmten parasitären Wellenleitern entworfen und untersucht. Abbildung 6.32 zeigt das Layout dieser beiden Strukturen.
Alexandrou et al. untersuchen in [24–26] die Propagation stufenförmiger Signale entlang meanderförmiger koplanarer Wellenleiter. Zentrales Ergebnis dieser Experimente ist, dass die Signale in den beiden Lücken des Wellenleiters unabhängig voneinander mit der für den Wellenleiter charakteristischen Geschwindigkeit propagieren. Dies führt dazu, dass der im Kurveninneren propagierende Signalanteil aufgrund seiner kürzeren Propagationsdistanz die Kurve vor dem in der äußeren Lücke propagierenden Signal durchlaufen hat. Derartige Effekte sollten in den Layouts aus Abbildung 6.32 ab Peak c sichtbar werden.
Das am Tastschalter als Peak c detektierte Signal setzt sich nach Abbildung 6.18 aus einem von links und einem von rechts einfallenden Anteil zusammen. Da die Krümmungen der Kurven im linken und im rechten parasitären Wellenleiterarm gegenläufig sind, treffen an beiden Tastschaltern sowohl Signalanteile mit kurzer als auch mit langer Propagationsdistanz ein und der beobachtete Verzögerungseffekt führt allenfalls zu einer Verbreiterung von Peak c.
Abbildung 6.33 zeigt eine Pulspropagationsmessung an einer Vierfachdiodenstruktur der in Abbildung 6.32 gezeigten Art auf LTG-GaAs. Die nominellen Abmessungen des CPW sind $s = 2w = 20\,\mu$m bei einer Metallisierungsdicke von 210 nm, die Photoleitungsschalter entsprechen den in Abbildung 6.10 gezeigten. Für die Messung wurden Spannungen von $U_1 = 10.1$ V und $U_2 = 12.6$ V bei einer mittleren Laserleistung von P= 3.4 mW verwendet.
Aufgrund der durch wesentlich längere Propagationswege stark gestiegenen Dämpfung der einzelnen Peaks können im Reflexionsmuster dieser Wellenleitergeometrie lediglich die Peaks a, b und c identifiziert werden.

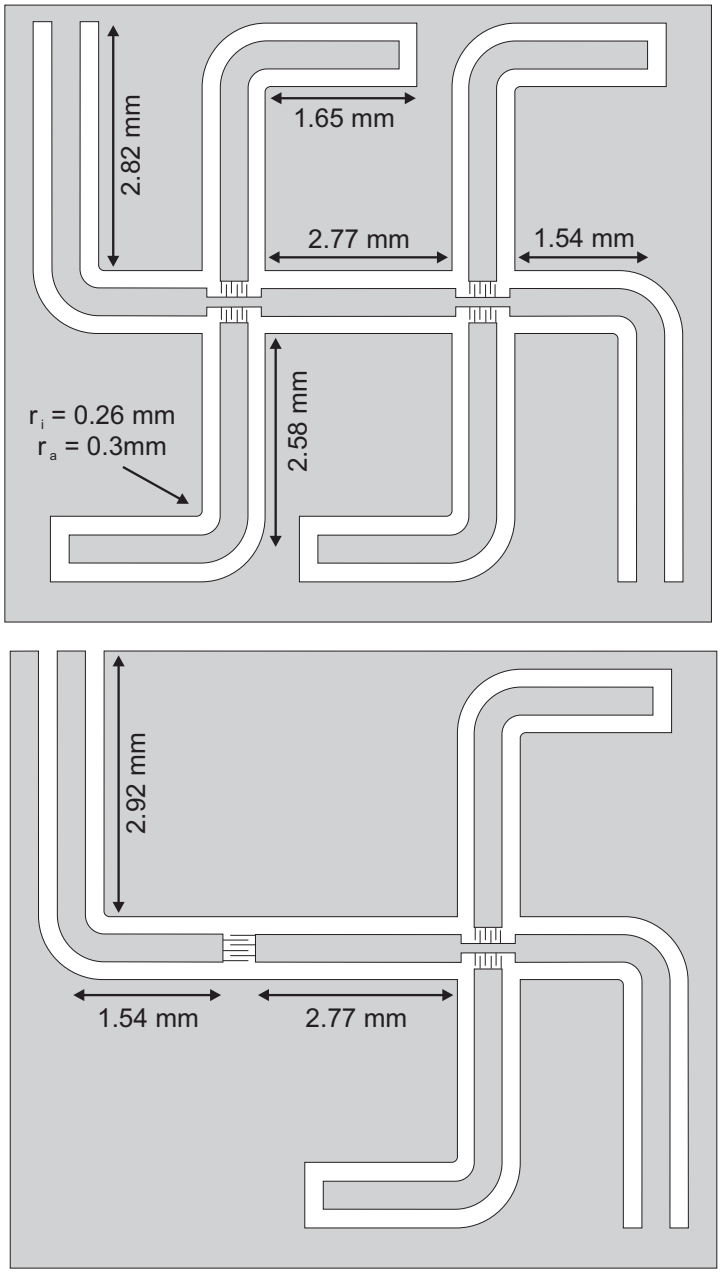


Abbildung 6.32: Vierfach- bzw. Dreifachdioden-Struktur mit gekrümmten parasitären Wellenleitern zu Verlängerung des reflexionsfreien Intervalls unter Beibehaltung der Probenfläche.

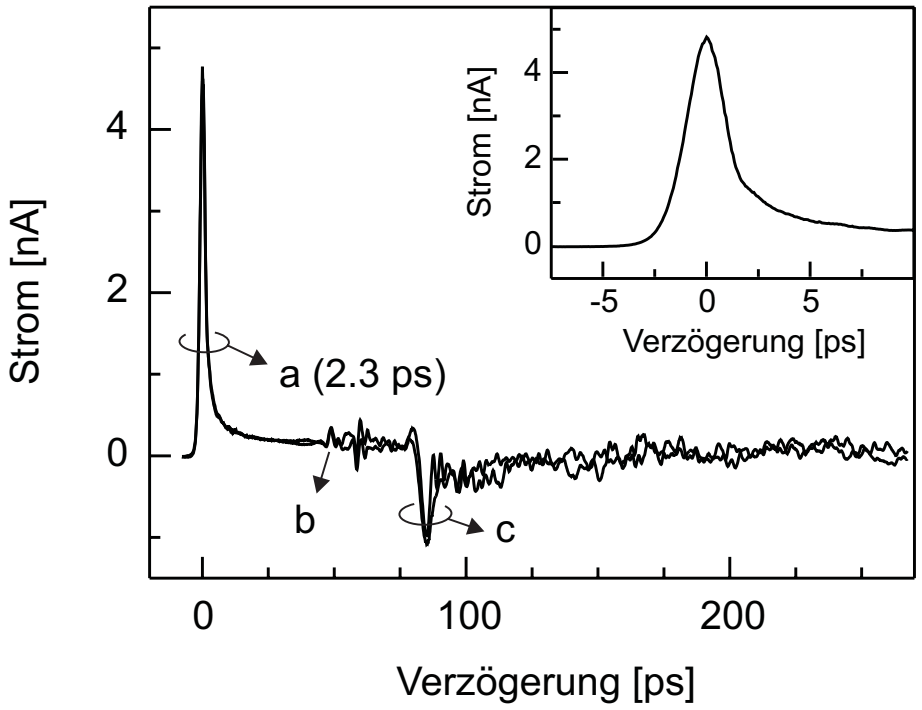


Abbildung 6.33: Pulspropagationsmessung an einer Vierfachdioden-Struktur mit gekrümmten parasitären Wellenleitern. Die Abmessungen des Wellenleiters sind $s = 2w = 20\,\mu$m.

Der Verlängerung der Distanz zwischen den beiden Schalteranordnungen entsprechend ergibt sich ein reflexionsfreies Intervall von 48.5 ps. Aus den Positionen der drei identifizierbaren Peaks, insbesondere aus der Position von Peal c, folgt mit 0.378 c eine gegenüber den gestreckten Wellenleitern nicht veränderte mittlere Pulsausbreitungsgeschwindigkeit.
Aus der Halbwertsbreite des Hauptpeaks von 2.3 ps kann abgelesen werden, dass die Verlängerung des zentralen Wellenleiterteils lediglich eine geringe zusätzliche Verbreiterung des einlaufenden Pulses bewirkt, die zu einer Vergrößerung der Halbwertsbreite des beobachteten Hauptpeaks um 0.3 ps im Vergleich zu den in Abschnitt 6.7.1 diskutierten Vierfachdioden-Strukturen führt. Simulationsrechnungen ergeben eine Halbwertsbreite des auf dem Hauptwellenleiter propagierenden Pulses von 1.7 ps am Tastschalter. Dies ist mit dem für den in Abschnitt 6.7.1 betrachteten Haupt-

wellenleiter von 1.47 mm Länge ermittelten Wert von 1.5 ps zu vergleichen. In guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis zeigen Simulationsrechnungen für diese Struktur eine Halbwertsbreite des Samplingpeaks von 2.2 ps.
Eine, wie Messungen an weiteren Strukturen zeigen, generelle Eigenschaft der in dieser Arbeit verwendeten Proben mit gekrümmten parasitären Wellenleitern und verlängerten Hauptwellenleitern ist der erhöhte quasi-DC Ausläufer des Hauptpulses. Dieser, wie in Abschnitt 6.7.1 diskutiert wurde, durch Hüpfleitfähigkeit im Pumpschalter hervorgerufene Signalanteil besitzt Frequenzkomponenten bis in den Gigahertz-Bereich und unterliegt somit ebenfalls der Wellenleiterdispersion. Im Gegensatz zur nahezu unveränderten Halbwertsbreite des Hauptpeaks scheint sich in der Form des als quasi-DC Ausläufers bezeichneten Signalanteils die mit der Verlängerung der Propagationsdistanz einhergehende Erhöhung der Dispersion deutlich widerzuspiegeln.
Ebenfalls eine generelle Eigenschaft gekrümmter parasitärer Wellenleiter sind die ab Peak b einsetzenden Signalfluktuationen. Abbildung 6.34 zeigt eine Detailmessung dieser Fluktuationen. Obwohl insbesondere der Zeitpunkt des Auftretens der Fluktuationen ab Peak b unverstanden ist, ist ihre Ursache in der Überlagerung beim Durchlaufen gekrümmter Wellenleitersegmente gegeneinander zeitverzögerter Signale in den beiden Wellenleiterlücken zu suchen.
Eine derartige Potential- und Stromverteilung auf dem Wellenleiter muß als Superposition der ungeraden und der geraden Wellenleitermode betrachtet werden. Das Überlagerungssignal unterliegt damit teilweise der Dispersionsrelation der geraden Wellenleitermode, teilweise der Dispersionsrelation der ungeraden Mode und wird so wahrscheinlich bis hin zum Pulsaufbrechen verzerrt. Ein Indiz für einen hohen Anteil der geraden Mode am beobachteten Fluktuationssignal liefert das Auftreten spiegelsymmetrischer Komponenten in dem in Abbildung 6.34 gezeigten Signalzug.

6.7.8 Verbreiterte Hauptwellenleiter

Um die Auswirkungen einer Verbreiterung des Hauptwellenleiters auf die seine Dispersionseigenschaften und damit auf die Form des übertragenen Hauptpulses experimentell untersuchen zu können, wurden sowohl eine

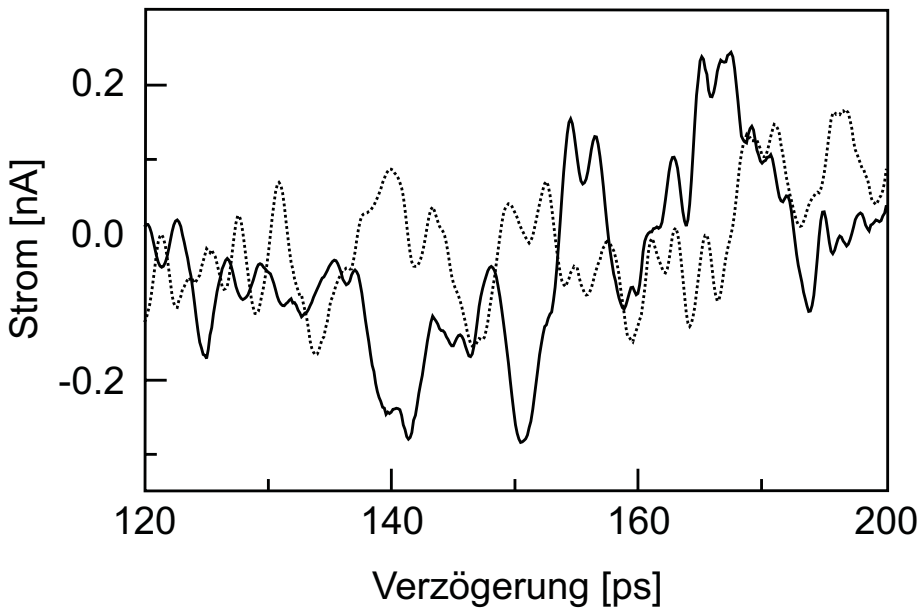


Abbildung 6.34: Detailansicht der ab Peak b an Proben mit gekrümmten parasitären Wellenleitern einsetzenden Signalfluktuationen. Das gezeigte Signal ist in Wiederholungsmessungen exakt reproduzierbar.

Vierfach- als auch eine Dreifachdioden-Struktur mit Wellenleiterabmessungen von $s \approx 2w \approx 30\,\mu$m auf LTG-GaAs hergestellt. Um eine genügend lange Propagationsdistanz gewährleisten zu können, wurden Strukturen mit gekrümmten parasitären Wellenleitern gewählt. Abbildung 6.35 zeigt REM-Aufnahmen der Pump- und Tastschalter der Dreifachdioden-Struktur mit einer Metallisierungsdicke von 250 nm. Die Abmessungen der Vierfachdioden-Struktur entsprechen den in Abbildung 6.35 gezeigten, die Metallisierungsdicke beträgt 410 nm.
Aus den in der Abbildung angegebenen Wellenleiterabmessungen folgen für die Dreifach- bzw. Vierfachdioden-Struktur Impedanzen von 43.5 Ω und 43.1 Ω. Nach Gleichung (6.32) besitzt der Pumpschalter der Dreifachdioden-Struktur eine Kapazität von 12.4 fF, für den Tastschalter der Dreifachdioden-Struktur bzw. die Schalter der Vierfachdioden-Struktur ergibt sich eine Kapazität von 8.8 fF. Dies resultiert in RC-Zeiten von 540 fs bzw. 385 fs. Simulationsrechnungen analog zu den in Abschnitt 6.5 durchgeführten ergeben für den einfachen Pumpschalter eine Halbwerts-

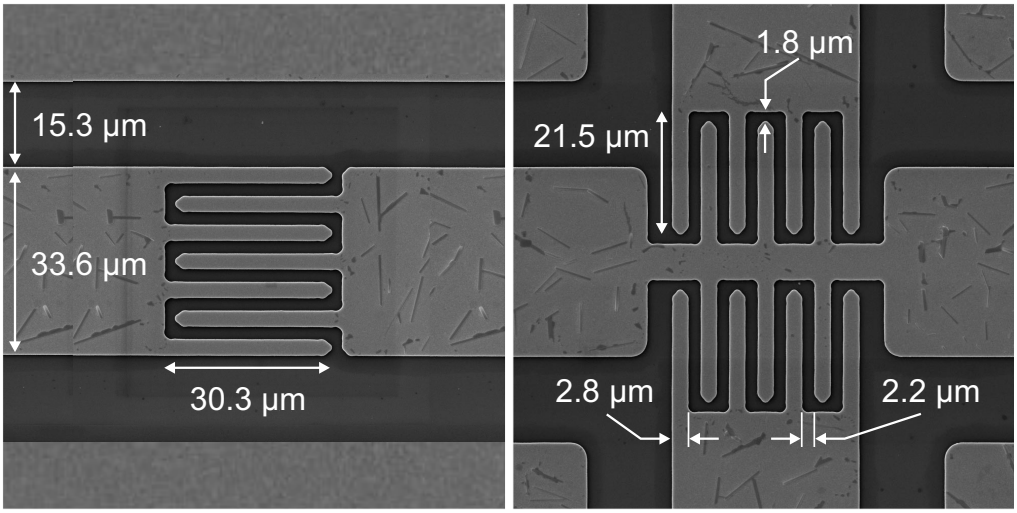


Abbildung 6.35: REM-Aufnahmen der Pump- und Tastschalter einer Wellenleitergeometrie mit $s \approx 2w \approx 30\,\mu$m.

breite des Pulses von 1.5 ps am Schalter und von 2.3 ps nach der Propagation entlang des Hauptwellenleiters. Für den Doppel-Pumpschalter ergeben sich Halbwertsbreiten von 1.3 ps und ebenfalls 2.3 ps. Die geringere Halbwertsbreite der durch den Doppel-Pumpschalter erzeugten Pulse ist durch die geringere Kapazität dieses Schalters zu erklären. Die im Vergleich zu den in Abschnitt 6.7.1 diskutierten Wellenleitern mit $s \approx 2w \approx 20\,\mu$m und einer Propagationsdistanz von 1.47 mm wesentlich stärkere Verlängerung der Pulse während der Propagation vom Pumpschalter zu den Tastschaltern zeigt deutlich die stärkere Dispersion der hier verwendeten Samplinganordnung. Sowohl für die Vierfach- als auch für die Dreifachdioden-Struktur ergibt sich die Halbwertsbreite des Samplingsignals zu 2.8 ps.

Abbildung 6.36 zeigt eine Pulspropagationsmessung an der Vierfachdioden-Struktur. Die Vorspannungen der Pumpschalter waren $U_1 = 10.0$ V und $U_2 = 12.0$ V, die mittlere Laserleistung pro Strahl betrug P = 3.4 mW. Aus dem Dunkelstrom von 1.0 μA ergibt sich ein mittlerer Dunkelwiderstand der Dioden von 11 MΩ. Unter Beleuchtung fließt ein zusätzlicher mittlerer Photostrom von 3.2 μA. Mithilfe einer Ladungsträgerlebenszeit von 700 fs lässt sich somit eine maximale Photoleitfähigkeit

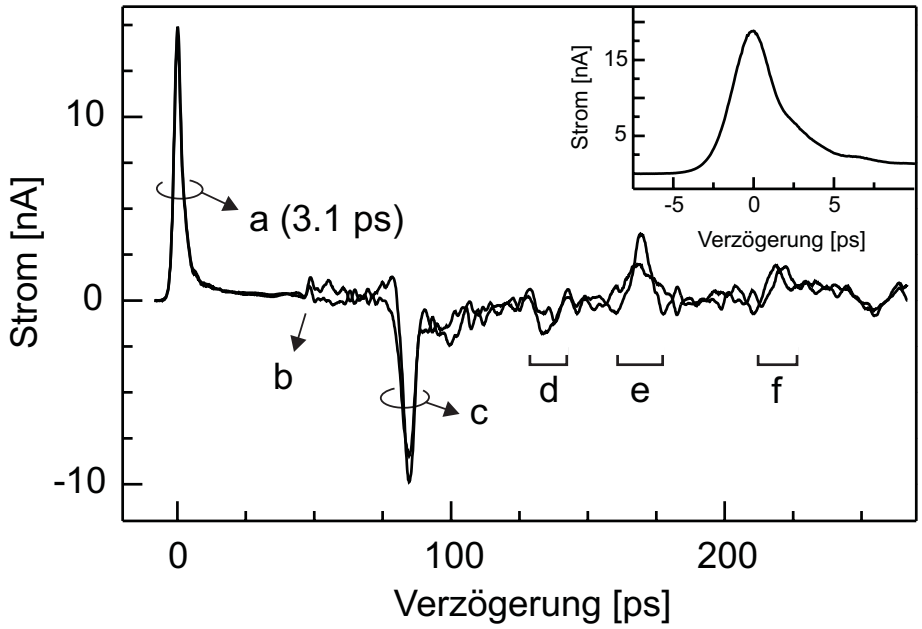


Abbildung 6.36: Pulspropagationsmessung an einer Vierfachdioden-Struktur mit Wellenleiterabmessungen von $s \approx 2w \approx 30\,\mu$m und gekrümmten parasitären Wellenleitern.

der Schalter von 10.9 mS abschätzen.
Die Vergrößerung der Photoleitfähigkeit im Vergleich zu den Pumpschaltern in den zuvor betrachteten Wellenleiterstrukturen mit $s \approx 2w \approx 20\,\mu$m ist auf die Erhöhung der Fingerzahl der Dioden bei gleichem Fingerabstand sowie die Verlängerung der Finger zurückzuführen. Die ganzflächige Ausleuchtung dieser größeren Schalter führt bei gleicher mittlerer Strahlleistung zwar zu einer geringeren Intensität als im Fall der Schalter in den schmaleren Wellenleitern, dieser Effekt wird allerdings offensichtlich durch die veränderte Geometrie kompensiert.
Abbildung 6.36 zeigt das bereits bekannte Reflexionsbild. Die Peaks a bis f sind identifizierbar, ihre Positionen ergeben eine mittlere Propagationsgeschwindigkeit von 0.377 c. Ab Peak b überlagern die bereits diskutierten Signalfluktuationen das Reflexionsmuster.
Die Halbwertsbreite des Hauptpeaks zeigt mit 3.1 ps deutlich den Einfluss der erhöhten Dispersion aufgrund der verlängerten Propagationsdistanz

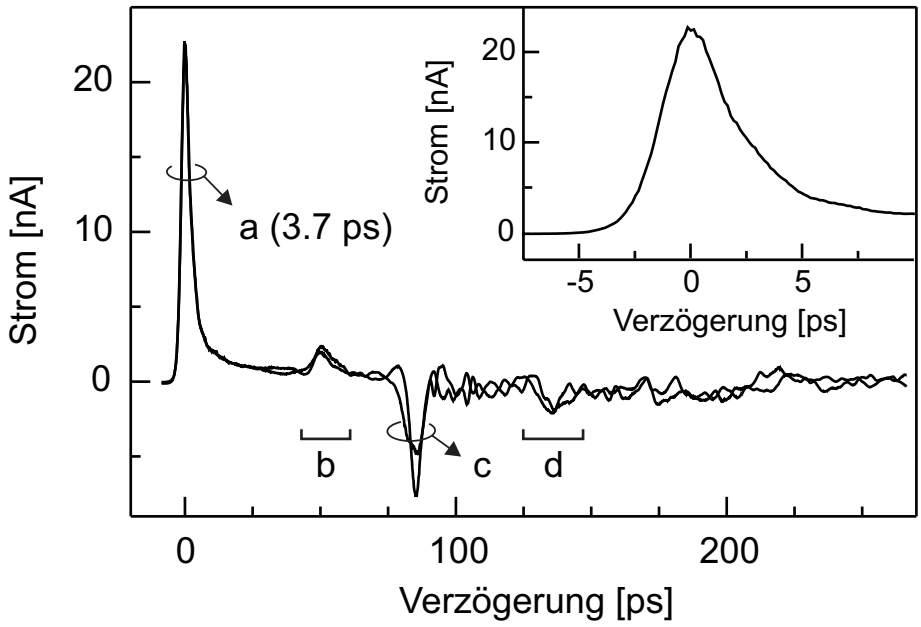


Abbildung 6.37: Pulspropagationsmessung an einer Dreifachdioden-Struktur mit Wellenleiterabmessungen von $s \approx 2w \approx 30\,\mu$m und gekrümmten parasitären Wellenleitern.

sowie der breiteren Wellenleitergeometrie. Aus dem Vergleich der numerischen Ergebnisse mit dem experimentellen Wert der Halbwertsbreite folgt eine Abweichung der Simulationsrechnungen von weniger als 10 %.
Abbildung 6.37 zeigt eine Messung an der Dreifachdioden-Struktur für eine Spannung von U= 10.1 V und eine mittlere Laserleistung pro Strahl von P= 3.4 mW. Sicher identifizierbar sind aus der Messung lediglich die Peaks a bis d, die Peaks e und f sind mit einer Amplitude von der Größe der fluktuationsartigen Signalanteile zu erahnen. Erwartungsgemäß ist die Amplitude von Peak b im Vergleich zur Vierfachdioden-Struktur aufgrund des höheren Reflexionskoeffizienten des Pumpschalters erhöht (siehe Abschnitt 6.7.3).
Abweichend von den zwei Vierfachdioden-Strukturen mit gekrümmten parasitären Wellenleitern sind die amplitudenschwachen Signalfluktuationen an dieser Strukturen zwischen Peak b und c lediglich schwach ausgeprägt, ab Peak c treten sie in der bereits beobachteten Stärke auf.
Die Halbwertsbreite des Hauptpeaks liegt mit 3.7 ps deutlich oberhalb der

für die Vierfachdioden-Struktur beobachteten Halbwertsbreite. Obwohl im Fall der Dreifachdioden-Struktur aufgrund der erhöhten Kapazität ihres Pumpschalters sowie der durch seine geringere Metallisierungsdicke leicht höheren Leitfähigkeitssdispersion des Wellenleiters eine geringfügig größere Halbwertsbreite des Samplingsignals als im Fall der Vierfachdioden-Struktur nicht überraschend ist, scheint die beobachtete Differenz von 0.6 ps nicht allein durch diese Effekte erklärbar zu sein. Da allerdings das für diese Probe verwendete Substratmaterial vom Rand des Wafers stammte, ist hier wie bereits im Fall der in Abschnitt 6.7.4 diskutierten Probe eher von einer individuellen Probeneigenschaft aufgrund inhomogener Waferqualität als von einer systematisch bedingten Eigenschaft der Wellenleitergeometrie auszugehen.

6.7.9 Fazit

Sowohl experimentell als auch durch Simulationsrechnungen konnte in den vorausgehenden Abschnitten gezeigt werden, dass koplanare Wellenleiter der Dimensionen $s = 2w = 20\,\mu$m im Hinblick auf ihre Dispersions- und Dämpfungseigenschaften sehr gut sowohl für die Übertragung von elektrischen Sub-Pikosekunden Pulsen als auch für die Einbettung der pulserzeugenden und -detektierenden Photoleitungsschalter geeignet sind. Ebenfalls sowohl rechnerisch ($s = 2w = 80\,\mu$m) als auch experimentell ($s = 2w = 30\,\mu$m) konnte demonstriert werden, dass die Verwendung breiterer Wellenleiterstrukturen aufgrund ihrer erhöhten Dispersion zu signifikanten Pulsverbreiterungen führt.
Die Länge des reflexionsfreien Intervalls der Pulspropagationsmessungen kann durch die Abstimmung der Distanz zwischen den Pump- und Tastschaltern sowie eine entsprechende Verlängerung der parasitären Wellenleiterarme bestimmt werden. Bei konstanter Probenfläche bedingt die Verlängerung der parasitären Wellenleiter die Verwendung gekrümmter Segmente, die außerhalb des reflexionsfreien Intervalls zu Signalfluktuationen geringer Amplitude führen.
Versuche, die auftretenden Reflexionspeaks durch die Verwendung antennenförmiger oder impedanz-fehlangepasster parasitärer Wellenleiter zu unterdrücken, zeigen zwar Wirkung, allerdings nicht in genügendem Maße. Eine wirkungsvolle Reflexionsunterdrückung scheint daher nur durch den impedanzangepassten Abschluss der parasitären Wellenleiter mit in-

tegrierten Dünnfilmwiderständen oder durch die Verwendung parasitärer Wellenleiter mit erhöhtem Gleichstromwiderstand möglich zu sein. Beide Varianten erfordern jedoch die Strukturierung einer zweiten Metallisierungsschicht.
Hinsichtlich der Auswahl des Substratmaterials, LTG-GaAs oder ErAs:GaAs, zeigt sich, dass ErAs:GaAs bei Raumtemperatur in gleichem Maße für die Erzeugung und Detektion elektrischer Sub-Pikosekunden Pulse auf Wellenleitern geeignet ist wie LTG-GaAs. Die Amplitude der erzeugten Pulse scheint im Fall von ErAs:GaAs basierten Photoleitungsschaltern leicht größer zu sein. Unter Berücksichtigung der in den Kapiteln 3 und 5 beleuchteten Vorteile von ErAs:GaAs wird dieses Material damit zu einem sehr geeigneten Startpunkt für Tieftemperaturuntersuchungen.

7 Fasergekoppelte schnelle optoelektronische Schalter bei tiefen Temperaturen

Basierend auf den in Kapitel 6 untersuchten Wellenleitergeometrien wurde eine Prototyp-Anordnung zur Durchführung hoch-zeitaufgelöster Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen mit fasergekoppelten Photoleitungsschaltern zum Einsatz in Kryostaten ohne optische Fenster entwickelt und durch Photoleitungs-Sampling Experimente bei einer Temperatur von 4.2 K und in Magnetfeldern bis 6 T charakterisiert.
Sowohl Klingenstein et al. [39, 40] als auch Gallagher et al. [31, 38] berichten über Photoleitungs-Sampling Messungen bei Temperaturen unterhalb von 10 K. Beide Gruppen verwenden durch frei propagierende Laserpulse beleuchtete Photoleitungsschalter in Helium Durchfluss-Kryostaten mit optischen Fenstern. Während diese Methode im Temperaturbereich um 4 K gute Ergebnisse liefert, ist sie ungeeignet zum Einsatz bei Temperaturen im Bereich von 100 mK oder darunter. Die Kühlleistung der Kryostaten in diesem Temperaturbereich liegt bei einigen hundert Mikrowatt, wohingegen der Wärmeeintrag durch ein Quartzfenster von 1 cm Durchmesser bei 77 K ungefähr 7 mW beträgt [41]. Im Vergleich hierzu koppelt ein 20 cm langes Stück Monomodenfaser lediglich 8 μW Wärmeleistung ein [41].
Diese Abschätzungen zeigen, dass zur Durchführung zeitaufgelöster Messungen an mesoskopischen Bauelementen mit charakteristischen Energieskalen im Bereich unterhalb von 1 meV vollständig wärmestrahlungsisolierte, d.h. fensterlose, Kryostaten verwendet werden müssen. Die Verwendung von Glasfasern bietet den für diese Experimente notwendigen tieftemperaturtauglichen optischen Zugang.
Durch die Verwendung faserbeleuchteter Photoleitungsschalter ist eine fle-

xible Wahl der Einbaulage der Probe möglich, so dass kryogene Hochfeldmagnete mit vertikaler Feldachse genutzt werden können, um senkrecht zur Probenoberfläche stehende Magnetfelder zu erzeugen. Um eine derartige Feldkonfiguration mit freistrahlbeleuchteten Dioden zu erreichen, ist die Verwendung sogenannter optischer split-coil Kryostaten mit eingeschränkten Temperaturbereichen und Magnetfeldern erforderlich.
Verghese et al. konnten in einem Photoleitungs-Sampling Experiment unter Verwendung fasergekoppelter Schalter eine Zeitauflösung von 4.7 ps bei einer Temperatur von 4.2 K demonstrieren [41]. Als limitierend für die Zeitauflösung dieses Experimentes erwies sich die Dispersion der Laserpulse in den nur 50 cm langen Glasfasern.
Im Vergleich dazu erfordern die zur Erzielung tiefster Temperaturen notwendigen ^{3}He-^{4}He Mischkryostatensysteme aufgrund ihrer großen Distanz zwischen Raumtemperaturbereich und Probenkammer Faserlängen von einigen Metern. Um die in Kapitel 6 demonstrierte, lediglich durch die Schalterkapazitäten und die Wellenleiterdispersion limitierte Zeitauflösung von 2 ps auch unter diesen Bedingungen erreichen zu können, ist die Kompensation der Glasfaserdispersion notwendig.
Das im Rahmen dieser Dissertation entwickelte Probendesign sowie die zugehörige Optik erlauben die Kompensation der Dispersion von bis zu 20 m langen Monomodenfasern. Außer bei der Wahl der möglichen Glasfaserlänge wurde auch bei der Wahl aller weiteren technischen und experimentellen Parameter auf vollständige Kompatibilität und einfache Transferierbarkeit in Mischkryostatensysteme geachtet.

7.1 Experimentelles

Um den Anforderungen der Faserbeleuchtung durch die Schaltergeometrie begegnen zu können, wurden für die in den folgenden Abschnitten diskutierten Pulspropagationsmessungen bei tiefen Temperaturen sowohl Vierfach- als auch Dreifachdioden-Strukturen mit Wellenleiterabmessungen von $s = 2w = 20\,\mu$m verwendet. Im Sinne einer möglichst einfachen Probenherstellung wurde auf eine zweite Metallisierungsschicht zur Reflexionsunterdrückung verzichtet. Zur Gewährleistung einer einfachen Interpretierbarkeit des Reflexionsmusters wurde auf Proben mit geraden parasitären Wellenleitern zurückgegriffen. Im Hinblick auf die unbekann-

ten Tieftemperatureigenschaften von ErAs:GaAs sowie die unbekannten Auswirkungen hoher Magnetfelder sowohl auf LTG-GaAs als auch auf ErAs:GaAs wurden Vergleichsmessungen an Strukturen aus beiden Materialien durchgeführt.
Während damit sowohl das Probendesign als auch die Beschaltung der Proben zur Durchführung der eigentlichen Messungen unverändert von den in Kapitel 6 diskutierten Raumtemperaturmessungen übernommen werden können, muß der optische Aufbau aufgrund der Einkopplung der optischen Pulse in die Glasfasern und der erforderlichen Dispersionskompensation modifiziert werden. Desweiteren muß eine zuverlässige Justage- und Klebetechnik für die Kopplung der Glasfasern an die Photoleitungsschalter auf den Proben zur Verfügung gestellt werden.

7.1.1 Optischer Aufbau

Abbildung 7.1 zeigt den für die Tieftemperatur-Sampling Experimente verwendeten optischen Aufbau. Der eigentliche Interferometeraufbau sowie die Polarisationsoptiken zur Leistungsabschwächung der Einzelstrahlen und die Chopperanordnung zur Intensitätsmodulation der Laserstrahlen sind identisch zu dem bereits in Abbildung 6.11 gezeigten Aufbau für die Photoleitungs-Sampling Experimente bei Raumtemperatur. Im Unterschied zum dort verwendeten Aufbau werden die beiden Strahlen nach der Leistungsabschwächung über jeweils eine Linse in die zur Probe führenden Glasfasern eingekoppelt.

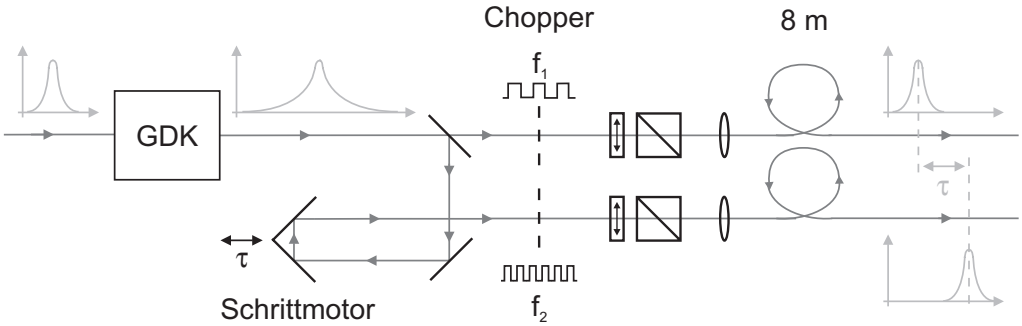


Abbildung 7.1: Optischer Aufbau der Tieftemperatur-Photoleitungs-Sampling Experimente.

Da optische Multimodenfasern für jede ihrer propagationsfähigen Moden unterschiedliche Dispersion aufweisen und dadurch immense Pulsverzerrungen hervorrufen, sind ausschließlich optische Monomodenfasern für die Propagation kurzer Laserpulse geeignet.
Für Wellenlängen im Bereich von 800 nm ausgelegte Monomodenfasern besitzen typischerweise Dispersionskoeffizienten im Bereich von $10^4\,\frac{\mathrm{fs}^2}{\mathrm{m}}$ bis $10^5\,\frac{\mathrm{fs}^2}{\mathrm{m}}$ [76]. Für eine Eingangspulsdauer von 100 fs führt dies nach Gleichung (2.28) zu einer Ausgangspulsdauer von mehr als 2 ps nach Propagation durch 5 m Faser und damit zu optischen Pulslängen, die die Zeitauflösung der Photoleitungs-Sampling Experimente bei Raumtemperatur deutlich übertreffen und damit eine Dispersionskompensation notwendig machen.
Neben dem generellen Fasertyp und der Betriebswellenlänge sind die numerische Apertur sowie der Modenfeld-Durchmesser einer Glasfaser weitere wichtige Kenngrößen. Die numerische Apertur gibt den Sinus des halben Öffnungswinkels des aus dem Ende der Faser austretenden Lichtkegels an, der Modenfeld-Durchmesser bezeichnet den $\frac{1}{e^2}$-Durchmesser der in einer Monomodenfaser propagierenden Mode.
Beide Parameter sind zunächst für die Einkopplung eines frei propagierenden Strahles in eine Faser von Bedeutung. Der fokussierte Durchmesser des einzukoppelnden Strahls muß kleiner oder gleich dem Modenfeld-Durchmesser der Faser sein. Außerdem darf die numerische Apertur der fokussierten Laserstrahlung die numerische Apertur der Faser nicht übertreffen. Die Verletzung dieser Bedingungen führt dazu, dass ein Teil der einzukoppelnden Strahlleistung nicht in propagationsfähige Moden gekoppelt wird, sondern in sogenannte strahlende Moden im Fasermantel. Diese werden nach kurzer Propagationsdistanz aus dem Fasermantel abgestrahlt und gehen verloren.
Für einen gegebenen Fasertyp werden durch diese beiden Bedingungen die Kriterien für die Auswahl der Einkopplungsoptik festgelegt. Andererseits legen diese beiden Kriterien die Wahl einer Faser sowohl mit möglichst großem Modenfelddurchmesser als auch mit möglichst großer numerischer Apertur nahe. Ein weiteres Argument für die Auswahl einer Faser mit großer numerischer Apertur ist Abnahme der Abstrahlungsverluste eines gekrümmten Faserabschnittes mit steigender numerischer Apertur. Durch die Verwendung der Glasfasern im Inneren von Kryostaten-Probenstäben

werden gerade im Hinblick auf diese Eigenschaft erhöhte Anforderungen an die Glasfasern gestellt.
Da die Höhe, in der sich das Ende der Glasfaser über der zu beleuchtenden Probe befindet, im Wesentlichen durch Materialeigenschaften des verwendeten optischen Klebstoffes auf deutlich unter 100 μm limitiert ist, wirkt sich eine große numerische Apertur ebenfalls günstig auf die ausgeleuchtete Fläche der Photoleitungsschalter aus.
Für die Experimente dieser Arbeit wurden zwei Stücke von je 8 m Länge des Fasertyps FS-SC-4314 der Firma 3M verwendet. Die Grenzwellenlänge, oberhalb derer in dieser Faser Monomodenpropagation auftritt, liegt bei 780 nm, ihr Modenfelddurchmesser beträgt ungefähr 4.3 μm und ihre numerische Apertur ist 0.16. Der Dispersionskoeffizient dieser Faser ist nicht bekannt.
Als Einkopplungsoptiken wurden kommerziell verfügbare Koppeleinheiten[1] der Firma OFR-Optics for Research verwendet. Für die hier verwendeten Fasern konnten damit Faserausgangsleistungen von 70 % der in die Faserkoppler eingespeisten Laserleistung erreicht werden.
Zur Kompensation der Faserdispersion wird ein Gitter-Dispersions-Kompensator (GDK) der Firma Coherent [76] verwendet. Die Realisierung negativer Dispersion geschieht in diesem Gerät nach dem in Abschnitt 2.6 diskutierten Prinzip, technisch werden hier allerdings eine Linse und ein Gitter anstelle zweier Gitter verwendet.
Da die Endflächen beider Fasern unmittelbar mit der Probenoberfläche verklebt sind, kann die Kompensation der Faserdispersion nicht am Faserausgang erfolgen. Daher wird durch den in Abbildung 7.1 gezeigten Aufbau das umgekehrte Konzept verfolgt. Mithilfe des GDK wird den Laserpulsen unmittelbar nach dem Titan-Saphir-Laser stark negative Dispersion aufgeprägt. Die zeitlich stark verbreiterten, negativ gechirpten Pulse werden anschließend geteilt, durchlaufen die Interferometeranordnung und werden schließlich in die Glasfasern eingekoppelt. Durch die positive Materialdispersion der Fasern wird die zuvor durch den GDK aufgeprägte negative Dispersion kompensiert und die Pulse gelangen rekomprimiert auf die Probe. Da Glasfasern identischer Länge verwendet wurden, konnte die Dispersion beider Fasern durch einen GDK kompen-

[1] OFR-Optics for Research, Part Number 6008-0032. Die Koppeleinheiten wurden über die Firma Coherent GmbH bezogen.

siert werden.
Durch den verwendeten GDK lassen sich Dispersion zweiter und dritter Ordnung kompensieren, Dispersion höherer Ordnung sowie Effekte aufgrund von Selbstphasenmodulation (siehe Abschnitt 2.4) bleiben unkompensiert. Aufgrund der geringen Modenfeld-Durchmesser treten bei der Propagation kurzer optischer Pulse in Monomodenfasern enorme Spitzenintensitäten auf. Da die nach Durchlaufen des GDK einige Pikosekunden dauernden Pulse allerdings erst während der Propagation durch die Fasern komprimiert werden, ist ein spürbarer Effekt der Selbstphasenmodulation lediglich auf den letzten Zentimetern der Glasfasern zu erwarten.
Mithilfe dieser Anordnung wurden für Laserausgangspulse von 120 fs Dauer Faserausgangspulse mit einer Dauer von 220 fs und einer mittleren Leistung von 4 mW bei einer Repetitionsrate von 76 MHz erreicht. Aufgrund von Selbstphasenmodulation steigt die Dauer der Faserausgangspulse bei einer mittleren Leistung von 8 mW auf 290 fs an. Eine weitere Erhöhung der Faserausgangsleistung führt zu einem starken, ungefähr quadratischen Anstieg der Pulsdauer.
Aus den durch die Pulspropagationsexperimente bei Raumtemperatur gewonnenen Ergebnissen kann gefolgert werden, dass damit einerseits die für die Durchführung der Tieftemperaturexperimente zur Verfügung stehende Leistung vollkommen ausreichend ist, andererseits die Zeitauflösung des Experimentes durch die zeitliche Verbreiterung der Laserpulse nur in vernachlässigbarem Maße beeinträchtigt wird.
Alternativ zur Verwendung eines GDK kann zur Erzielung möglichst kurzer Faserausgangspulse bei gegebener Faserdispersion auch die zeitliche Breite annähernd chirpfreier Fasereingangspulse optimiert werden. Nach Gleichung (2.28) durchläuft die Halbwertsbreite des Faserausgangspulses bei fester Dispersion ein Minimum als Funktion der Halbwertsbreite eines fourierlimitieten Eingangspulses. Für eine Faserlänge von 5 m und einen Dispersionskoffizienten der Faser von $10^4\,\frac{\mathrm{fs}^2}{\mathrm{m}}$ beträgt die kürzestmögliche Ausgangspulslänge 630 fs bei einer Halbwertsbreite des Eingangspulses von 450 fs. Für eine Faserdispersion von $10^5\,\frac{\mathrm{fs}^2}{\mathrm{m}}$ ist die kürzestmögliche Ausgangspulslänge 2.0 ps bei einer Halbwertsbreite des Eingangspulses von 1.4 ps. Die Faserausgangspulse sind in diesem Fall stark gechirpt, was allerdings für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente nicht von Bedeutung ist, da lediglich die Dauer der Intensitätspulse, nicht jedoch

ihr Phasenverlauf relevant ist.
Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der Verringerung der spektralen Breite fourierlimitierter Laserpulse mit zunehmender Dauer. Durch die mit einem schmaleren Spektrum verbundene geringere Pulsdispersion kommt es im Faserausgangspuls zu einer optimierbaren Kompensation zwischen verlängerter Eingangspulsdauer und verminderter Pulsdispersion. Für Eingangspulse, die kürzer als das Optimum sind, wird die zeitliche Dauer des Ausgangspulses durch Dispersionseffekte bestimmt, für Pulse, die länger als das Optimum sind, dominiert die Eingangspulsdauer selbst die Dauer des Ausgangspulses.
Experimentell lassen sich nahezu fourierlimitierte Pulse variabler Zeitdauer durch die Verwendung sogenannter *pulse-shaper* [289, 290] realisieren. Derartige *pulse-shaper* zerlegen mithilfe eines Gitters einen optischen Puls in seine spektralen Komponenten, filtern das so gewonnene Spektrum räumlich durch eine an die gewünschte Pulsform angepasste Maske und führen schließlich mithilfe eines zweiten Gitters eine Fouriersynthese durch. Der zeitliche Verlauf des Ausgangspulses ergibt sich als die Fouriertransformierte des durch die Maske geformten Spektrums.
Die Abschätzung der so erzielbaren minimalen Pulsdauern am Faserausgang zeigte jedoch bereits, dass mithilfe des GDK wesentlich kürzere Pulsdauern zu erzielen sind. Darüberhinaus ist der experimentelle Aufwand bei der Verwendung eines GDK als wesentlich geringer einzuschätzen als bei der Verwendung eines *pulse-shapers*.

7.1.2 Faserankopplung der Photoleitungsschalter

Zur Justage und Verklebung der Glasfasern auf den Photoleitungschaltern werden die Proben in sogenannte Pin Grid Array Chipsockel eingeklebt und in den Kopf des Probenstabes eingesteckt, der zu diesem Zweck vom eigentlichen Probenstab abgetrennt wird und vertikal in eine Halterung zur Glasfaserjustage montiert wird. Die Glasfaser wird während des gesamten Justage- und Klebevorganges durch einen keilförmigen Halter fixiert, der in allen drei Raumrichtungen durch differentielle Mikrometerschrauben und Piezoelemente verschoben werden kann.
Unter Mikroskopkontrolle wird ein Tropfen UV härtenden optischen Kleb-

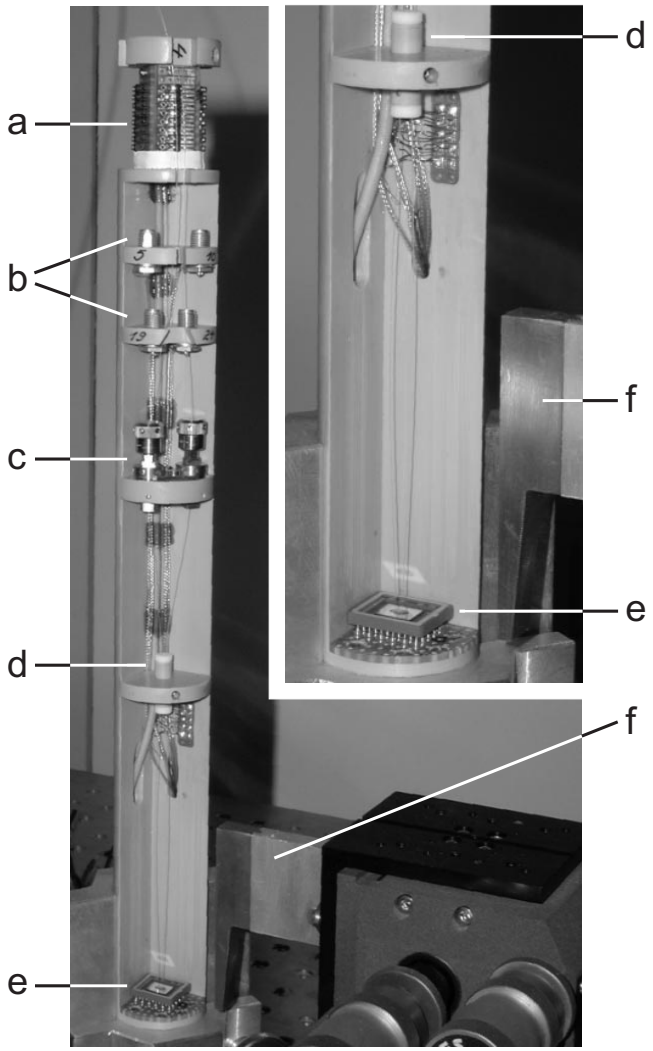


Abbildung 7.2: Kopf des Tieftemperatur-Probenstabes im Glasfaserjustage-Aufbau. Am Probenstabkopf sind von oben nach unten die Kopplungsstecker für die Niederfrequenz-Verdrahtung des Probenstabes (a), zwei Ebenen für den Anschluss SMA terminierter Koaxialkabel (b) sowie zwei Halte- und Führungsebenen (c und d) für die über die ganze Länge des Probenstabes verlaufenden Glasfasern zu erkennen. In der untersten Ebene befindet sich die Probe mit den bereits aufgeklebten Fasern in einem Pin Grid Array Chipträger (e). Rechts neben der Probe ist der zur Faserjustage und -verklebung genutzte Faserhalter (f) positioniert.

stoffes[2] auf die zu koppelnde Diode gesetzt. Die Grobannäherung des Faserendes an den Photoleitungsschalter erfolgt bis zum Eintauchen der Faser in den Klebstofftropfen unter optischer Kontrolle, die Feinjustage erfolgt durch Maximierung des durch den Photoleitungsschalter fließenden Photostromes, der während des gesamten Klebevorganges überwacht wird. Nach Abschluss der Feinjustage wird der Kleber durch UV-Bestrahlung ausgehärtet. Der Justage- und Klebeprozess wird nach Entfernung der Faserhalterung für die zweite Diodenanordenung auf der Probe wiederholt. Abbildung 7.2 zeigt den Kopf des Probenstabes im Justageaufbau mit eingelegten Glasfasern und fertig verklebter Probe, eine Detailansicht einer mit zwei Fasern bestückten Probe zeigt Abbildung 7.3.

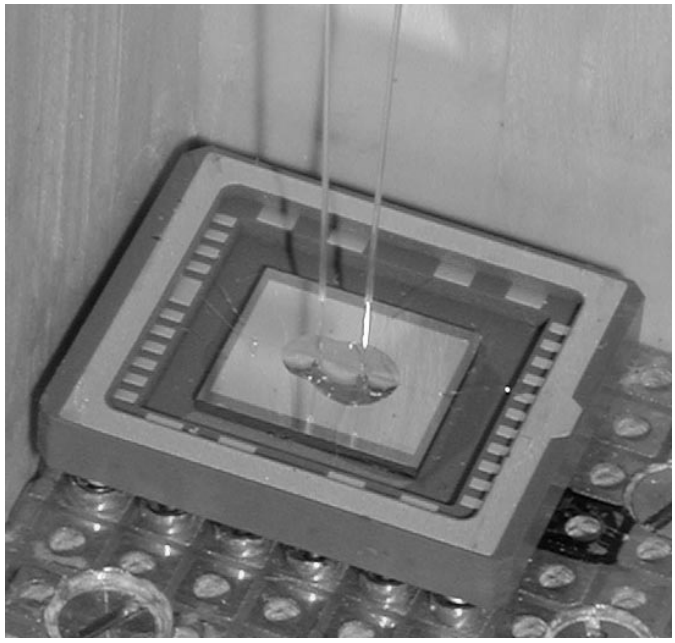


Abbildung 7.3: Detailansicht einer mit zwei Fasern bestückten Probe im Probenstabkopf. Deutlich zu erkennen sind die beiden Glasfasern und das transparente Kleberbett.

[2] Norland Optical Adhesive NOA 61, zu beziehen über Thorlabs Inc., Laubacher Weg 27, D-35305 Grünberg

Die in Abbildung 7.4 gezeigte Beschaltung der Proben zur Überwachung des Photostromes während der Faserjustage weicht von der in den Abbildungen 6.8 und 6.9 gezeigten Messbeschaltung ab. Durch die Verwendung

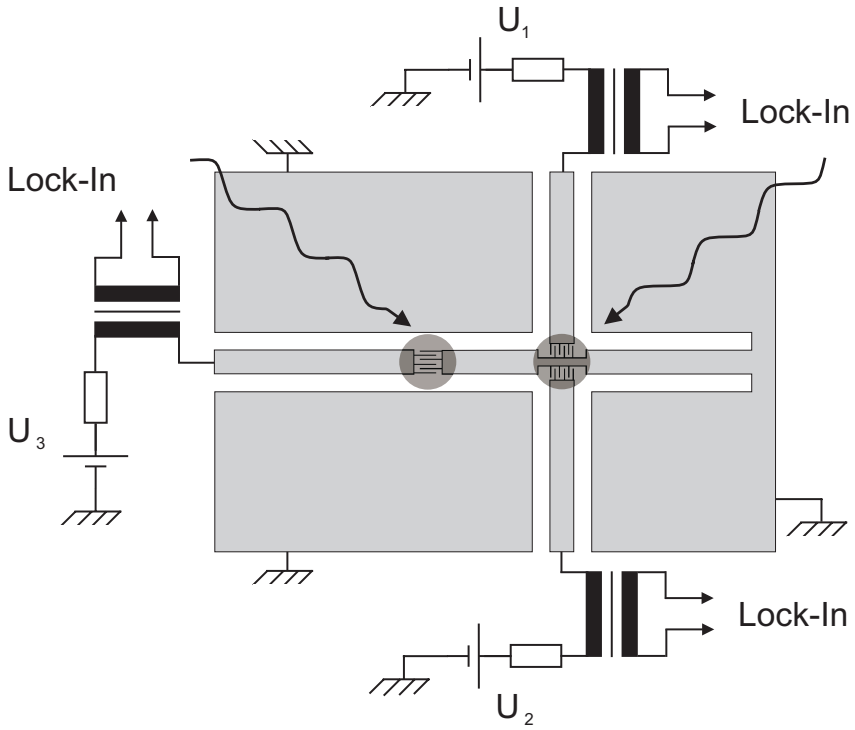


Abbildung 7.4: Beschaltung der Proben zur Überwachung der Photoströme der einzelnen Schalter während der Faserjustage und -verklebung.

von Lock-In Verstärkern erlaubt die gezeigte Beschaltung die getrennte Detektion der durch die einzelnen Schalter fließenden Photoströme mit hoher Empfindlichkeit. Die Signalmodulation wird in diesem Falle nicht in einem Summenfrequenzverfahren durchgeführt, sondern durch Modulation lediglich eines der Laserstrahlen. Der durch den moduliert beleuchteten Schalter fließende Photostrom wird schließlich als Spannungsabfall über der Sekundärwicklung des Koppeltransformators auf der Modulationsfrequenz detektiert.
Durch die geringe Höhe des Klebertropfens auf der Probenoberfläche und

die zur stabilen Verklebung erforderliche Mindesteintauchtiefe der Faser in diesen Tropfen besitzt die Faserendfläche einen Abstand zur Probenoberfläche von ungefähr 50 μm. Dies ergibt einen Durchmesser der beleuchteten Fläche von circa 16 μm und führt somit nicht zur vollständigen Ausleuchtung einer Dopppeldiodenstruktur (siehe Abbildung 6.10). Durch die in Abschnitt 6.7.3 diskutierte Rückreflexion des zentralen Teils der Intensitätsverteilung am Mittelsteg der Doppeldiodenstrukturen kommt unter diesen Ausleuchtungsverhältnissen nur ein sehr geringer Photostrom zustande. Nachdem in anfänglichen Klebeversuchen die durch die beiden Dioden der Doppeldiodenstrukturen fließenden Ströme zunächst durch die Justage der Faser auf Kosten des Gesamtstromes symmetrisiert wurden, wurden die Fasern auf den für die im Folgenden gezeigten Messungen verwendeten Proben so justiert, dass sich durch einen der beiden Schalter einer Doppeldiodenstruktur ein maximaler Strom ergibt. Die Faserendfläche wird damit zu einer der beiden Dioden der Doppeldiodenstruktur zentriert. Da aus gleichem Grund lediglich Einfachschalter als Pumpschalter verwendet werden konnten, wurden sämtliche Messungen an Dreifachdiodenstrukturen durchgeführt.
Aufgrund der manuellen Auftragung des Klebers kann nicht in jedem Fall gewährleistet werden, dass der Klebertropfen symmetrisch zum Mittelpunkt des Photoleitungsschalters und damit zur Faserachse ist. Durch die während der Aushärtung des Klebers auftretenden Spannungen kann es daher zu einer Verschiebung der Glasfaser relativ zum Schalter und dadurch bedingt zu einem Signalrückkang kommen. In Extremfällen wurde während der Kleberhärtung ein Rückgang des Photostromes um mehr als 75 % beobachtet.

7.1.3 Probenmaterialien

Tieftemperaturexperimente wurden sowohl an Proben auf ErAs:GaAs Substrat als auch an Proben auf LTG-GaAs Substrat durchgeführt. Das für die Tieftemperaturexperimente verwendete ErAs:GaAs Substrat (Wafer 010717A) ist in seiner Schichtstruktur identisch zu den in Abschnitt 6.3.1 diskutierten, bereits für die Raumtemperaturexperimente verwendeten ErAs:GaAs Substraten (Wafer 981207C), insbesondere besitzen beide Wafer eine Übergitterperiode von 40 nm und eine Dicke der aktiven Schicht von 1.6 μm (siehe Anhang B). Nach Kapitel 5 besitzt dieses Ma-

terial bei Raumtemperatur eine Ladungsträgerlebenszeit von 450 fs.
Die verwendete LTG-GaAs Schicht (Wafer 13176) besitzt eine Dicke von 2 μm. Anders als der für die Raumtemperaturmessungen verwendete Wafer M4.1018 besitzt das hier verwendete Material wegen seiner vergleichsweise dicken aktiven Schicht keine AlAs Barriere. Nach den Überlegungen aus Abschnitt 4.3.1 befinden sich 95 % der photogenerierten Ladungsträgerpare in der LTG-Schicht dieses Wafers, die verbleibenden 5 % befinden sich außerhalb des empfindlichen Volumens der Photoleitungsschalter. Aus den in Kapitel 5 diskutierten Autokorrelationsmessungen folgt für dieses Material eine Ladungsträgerlebenszeit von 600 fs bei Raumtemperatur.

7.2 Photoleitungs-Sampling mit fasergekoppelten Schaltern bei tiefen Temperaturen - Experimente

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Photoleitungs-Sampling Experimente an fasergekoppelten Schaltern bei Raumtemperatur sowie bei 4.2 K vorgestellt. Von besonderem Interesse zur Beurteilung der Verwendbarkeit des Photoleitungs-Samplings für zeitaufgelöste Transportmessungen an mesoskopischen Strukturen sind hierbei der Vergleich der Messungen bei Raumtemperatur und bei 4.2 K sowie die Auswirkungen eines senkrecht zur Probenoberfläche stehenden Magnetfeldes.
Da aufgrund des geringen Abstandes der Faserendfläche von der Probenoberfläche nur jeweils einer der beiden Tastschalter beleuchtet werden kann, ist die Untersuchung der Feldsymmetrie der propagierten Signale nicht möglich. Dementsprechend zeigen in den folgenden Abschnitten alle Samplingkurven lediglich das Signal eines Tastschalters.

7.2.1 Photoleitungsschalter auf LTG-GaAs Substrat

Abbildung 7.5 zeigt eine Pulspropagationsmessung an einer fasergekoppelten Dreifachdiodenstruktur auf LTG-GaAs. In die zum Pump- bzw. Tastschalter führenden Fasern wurde eine mittlere optische Leistung von jeweils 4.0 mW eingekoppelt. Bei einer Kopplungs- und Übertragungsef-

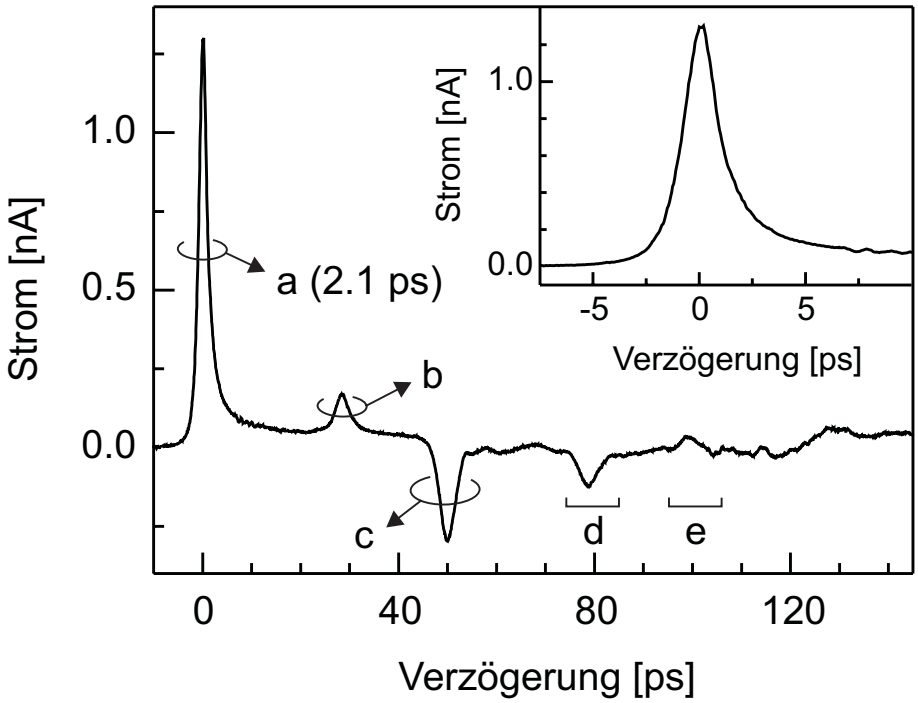


Abbildung 7.5: Pulspropagations-Messung an einer fasergekoppelten Dreifachdiodenstruktur auf LTG-GaAs bei Raumtemperatur. Die Vorspannung des Tastschalters betrug U = 10 V, die Pump- und Tastschalter wurden jeweils mit einer mittleren optischen Leistung von P = 2.8 mW beleuchtet.

fizienz der Fasern von 70 % entspricht dies einer mittleren Beleuchtungsleistung pro Schalter von 2.8 mW. Die Vorspannung des Pumpschalters betrug 10 V.
Abbildung 7.3 zeigt, dass bei der Verklebung der optischen Fasern auf der Probe der Wellenleiter auf der gesamten Länge zwischen den Schaltern mit optischem Klebstoff überdeckt wird. Durch den Klebstoff wird eine Veränderung der relativen Dielektrizitätszahl des den CPW umgebenden Mediums und damit eine Veränderung seiner Dispersions- und Dämpfungseigenschaften hervorgerufen. Somit ist eine Veränderung des Reflexionsbildes der fasergekoppelten Proben gegenüber den freistrahlbeleuchteten Proben zu erwarten.
Der Vergleich der aus Abbildung 7.5 ermittelten Halbwertsbreite des

Hauptpulses von 2.1 ps mit dem in Abschnitt 6.7.3 für die entsprechende freistrahlbeleuchtete Probe gefundenen Wert von ebenfalls 2.1 ps demonstriert, dass sich die Erhöhung der relativen Dielektrizitätszahl oberhalb des CPW nicht auf die Zeitauflösung des Experimentes auswirkt.
Durch den Vergleich der Reflexionspeaks mit den in Abbildung 6.24 dargestellten Reflexionspeaks zeigt sich jedoch, dass die Dämpfung des Wellenleiters deutlich gestiegen ist. Während die relative Amplitude von Peak c der freistrahlbeleuchteten Probe 38 % beträgt, ist durch die Kleberüberdeckung des CPW ein Rückgang dieser Amplitude auf 23 % zu verzeichnen. Aus gleichem Grunde sind in Abbildung 7.5 die Peaks e und f lediglich als schwach ausgeprägte Strukturen zu erkennen.
Gegenüber den in Abschnitt 6.7 gezeigten Messungen weist Abbildung 7.5 eine um ungefähr eine Größenordnung geringere Signalamplitude auf. Dies ist einerseits auf die bereits diskutierte inkomplette Ausleuchtung der Schalter zurückzuführen, andererseits auf die an dieser Probe während der Aushärtung des Klebers aufgetretene starke Verschiebung der zum Pumpschalter führenden Faser.
Abbildung 7.6 zeigt eine Messung an dieser Struktur bei einer Temperatur von 4.2 K für identische Vorspannung und Beleuchtungsleistungen. Die Pulspropagation wurde als Funktion eines senkrecht zur Probenoberfläche stehenden Magnetfeldes untersucht. Dargestellt sind die Fälle B = 0 sowie B = 6 T.
Im Vergleich zu der in Abbildung 7.5 dargestellten Raumtemperaturmessung zeigt die Messung für B = 0 eine Verringerung der Halbwertsbreite des Hauptpeaks von 2.1 ps auf 1.8 ps. Ebenfalls auffällig ist der Anstieg der relativen Amplitude sämtlicher Reflexionspeaks. Die relative Amplitude von Peak c beträgt beispielsweise 49 % im Vergleich zu 23 % im Raumtemperaturfall. Beide Effekte sind auf die Erhöhung der Gleichstrom-Leitfähigkeit der Wellenleitermetallisierung bei tiefen Temperaturen und dem damit verbundenen Rückgang der Leitfähigkeitsdämpfung und -dispersion (siehe Abschnitte 6.1.3 und 6.1.4) zurückzuführen.
Der Rückgang der Amplitude des Hauptpeaks von 1.3 nA bei Raumtemperatur auf 0.6 nA bei 4.2 K ist einerseits auf eine Erhöhung des Photowiderstandes der Schalter bei tiefen Temperaturen [291] und andererseits auf eine durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Klebers, des GaAs-Substrates und des Probenhalters verursachte Dejustage der Fasern relativ zu den Photoleitungsschaltern zurückzu-

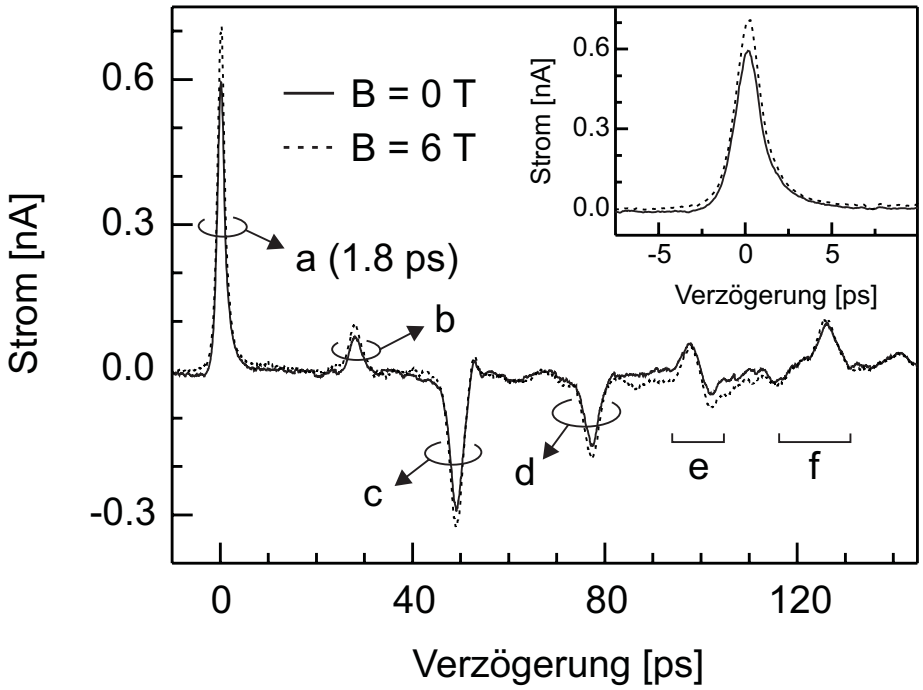


Abbildung 7.6: Pulspropagations-Messung an einer fasergekoppelten Dreifachdiodenstruktur auf LTG-GaAs bei T = 4.2 K für senkrecht zur Probenoberfläche stehende Magnetfelder von B = 0 und B = 6 T. Die Vorspannung und die Beleuchtungsleistungen waren identisch zu den für die Raumtemperaturmessung aus Abbildung 7.5 gewählten Bedingungen.

führen. Die temperaturinduzierte Erhöhung des Schalterwiderstandes ist dabei mindestens teilweise durch die Temperaturabhängigkeit des Kontaktwiderstandes nicht einlegierter Metallisierungen auf LTG-GaAs [165] bedingt. In Analogie zu den Ergebnissen von Sturge [292] für hochtemperatur-gewachsenes GaAs scheint eine temperaturinduzierte Verringerung des Absorptionskoeffizienten von LTG-GaAs bei 800 nm als Ursache für den Rückgang der Sampling-Amplitude unwahrscheinlich.
Bereits in Abschnitt 6.7.1 wurde thermisch aktivierte Hüpfleitfähigkeit als Ursache für den quasi-DC Ausläufer der fallenden Flanke des Hauptpeaks diskutiert. In Übereinstimmung mit diesem Mechanismus und in Einklang mit [39] wird ein Rückgang der relativen Ausläuferamplitude (gemessen bei einer Verzögerung von 10 ps) von 5.7 % bei Raumtemperatur auf 0.2 %

bei 4.2 K beobachtet.
Unter dem Einfluss eines senkrecht zur Probenoberfläche orientierten Magnetfeldes von bis zu 6 T bleiben sowohl die Halbwertsbreite des Hauptpeaks und damit die Zeitauflösung des Sampling-Experimentes als auch das gesamte Reflexionsbild unverändert. Dies lässt den Schluss zu, dass weder die Antwortzeiten der Photoleitungsschalter noch die Dispersions- und Dämpfungseigenschaften des Wellenleiters magnetfeldabhängig sind. Aus der Magnetfeldunabhängigkeit der Schalterantwortzeiten kann direkt die Magnetfeldunabhängigkeit der Ladungsträgerlebenszeit in LTG-GaAs gefolgert werden.
Ernst et al. verwenden über Multimodenfasern mit Laserpulsen von 33 ps Dauer beleuchtete, transitzeitlimitierte Photoleitungsschalter auf hochtemperatur-gewachsenem GaAs für zeitaufgelöste Transportexperimente an Quanten-Hall-Systemen [59]. In diesen Experimenten werden Photoleitungsschalter lediglich zur Erzeugung transienter Anregungen verwendet, die zeitaufgelöste Detektion des Signals erfolgt durch ein schnelles Sampling-Oszilloskop mit einer Zeitauflösung von 80 ps. Die Charakterisierung dieser Photoleitungsschalter zeigt eine Magnetfeldabhängigkeit der Dauer ihrer Ausgangspulse, die auf eine zunehmende Verlängerung der Elektronenbahnen zwischen den Schalterelektroden aufgrund der mit dem Magnetfeld steigenden Lorentz Kraft zurückgeführt werden kann.
Gegenüber diesen transitzeitlimitierten Photoleitungsschaltern besitzen die hier verwendeten lebenszeitlimitierten Schalter den Vorteil, unempfindlich gegenüber magnetfeldinduzierten Veränderungen der Ladungsträgerbahnen zu sein, da die Dauer ihres Ausgangspulses definitionsgemäß unabhängig von der Zeit ist, den ein Ladungsträger zum Erreichen der Kontakte benötigt. Die in Abbildung 7.6 gezeigten Messungen demonstrieren damit die Notwendigkeit, zur Durchführung von Photoleitungs-Sampling Messungen mit magnetfeldunabhängiger Zeitauflösung lebenszeitlimitierte Photoleitungsschalter zu verwenden.
Der Anstieg der Amplitude des Hauptpeaks von 0.6 nA für B = 0 auf 0.7 nA für B = 6 T legt die Annahme eines negativen Photo-Magnetowiderstandes von LTG-GaAs bei tiefen Temperaturen nahe. Bei Raumtemperatur finden Betko et al. [293] für dieses Material positiven Magnetowiderstand. Verschiedene andere Autoren beobachten jedoch für GaAs im metallischen Leitfähigkeitsregime für tiefe Temperaturen negativen Ma-

gnetowiderstand [294–296]. Nach Halbo et al. nimmt dieser Effekt mit steigender Störstellenkonzentration zu [295].
Die Interpretation der vorliegenden Situation wird durch die aufgrund der gepulsten Beleuchtung in Verbindung mit den kurzen Ladungsträgerlebenszeiten in LTG-GaAs vorliegende starke Nichtgleichgewichtssituation sowie die Anwesenheit von Löchern und Elektronen in gleicher und hoher Konzentration zusätzlich erschwert. Dennoch ist aufgrund der beleuchtungsinduzierten hohen Konzentrationen an freien Ladungsträgern ein zu entartetem GaAs ähnliches Verhalten nicht unwahrscheinlich.
Zur Klärung der Frage des Photo-Magnetowiderstandes von LTG-GaAs sind über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehende Untersuchungen an geeigneten Probengeometrien unter Bedingungen nahe am thermischen Gleichgewicht erforderlich, so dass zu den Ursachen des Amplitudenanstiegs des Samplingsignals mit zunehmendem Magnetfeld zunächst keine weiteren Aussagen getroffen werden können.

7.2.2 Photoleitungsschalter auf ErAs:GaAs Substrat

Abbildung 7.7 zeigt eine Photoleitungs-Sampling Messung an einer faserbeleuchteten Dreifachdiodenstruktur auf ErAs:GaAs bei einer Vorspannung des Pumpschalters von 10 V. Aufgrund der sehr guten Justage der Glasfasern und einer sehr geringen spannungsinduzierten Dejustage während des Kleber-Härteprozesses konnten die Experimente an dieser Probe mit sehr geringen optischen Leistungen durchgeführt werden. In die optischen Fasern wurde jeweils eine mittlere Leistung von 250 μW eingekoppelt, woraus bei einer Kopplungs- und Transmissionseffizienz der Fasern von 70 % eine Beleuchtung der Schalter mit jeweils 175 μW resultiert. Die Möglichkeit, bei guter Faserjustage auch unter Verwendung sehr geringer mittlerer optischer Leistungen sehr gute Signal-Rauschverhältnisse zu erzielen, erlaubt es, Photoleitungs-Sampling Experimente in Kryostaten geringer Kühlleistung durchzuführen.
In Übereinstimmung mit den an faserbeleuchteten Strukturen auf LTG-GaAs bei Raumtemperatur erzielten Ergebnissen ist die Halbwertsbreite des Hauptpeaks mit 2.1 ps im Rahmen der von Probe zu Probe beobachteten Streuung identisch mit dem in Abschnitt 6.7.2 an einer freistrahlbeleuchteten Vierfachdiodenstruktur auf ErAs:GaAs gefundenen Wert von 2.2 ps. Auch das beobachtete Reflexionsmuster entspricht dem bereits

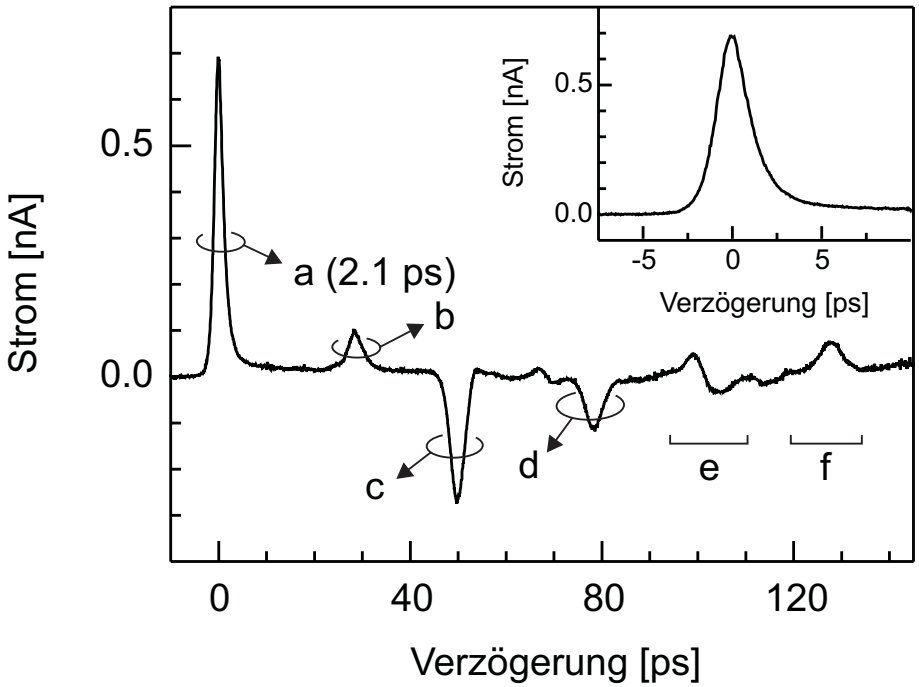


Abbildung 7.7: Photoleitungs-Sampling Messung an einer fasergekoppelten Dreifachdiodenstruktur auf ErAs:GaAs bei Raumtemperatur. Die Vorspannung des Tastschalters betrug U = 10 V, die Pump- und Tastschalter wurden jeweils mit einer mittleren optischen Leistung von P = 175 μW beleuchtet.

diskutiertem Verhalten.
Abbildung 7.8 zeigt Messungen an dieser Struktur bei einer Temperatur von 4.2 K und einem senkrecht zur Probenoberfläche stehendem Magnetfeld von B = 0 bzw. B = 6 T. Die Halbwertsbreite des Hauptpeaks ist sowohl im Fall B = 0 als auch im Fall B = 6 T mit 2.2 ps in sehr guter Übereinstimmung mit dem bei Raumtemperatur beobachteten Wert von 2.1 ps. Dies zeigt die Temperatur- und Magnetfeldunabhängigkeit der Zeitauflösung mithilfe von Photoleitungsschaltern auf ErAs:GaAs durchgeführter Photoleitungs-Sampling Experimente. Gleichzeitig demonstriert dieses Ergebnis, dass die Ladungsträgerlebenszeit in ErAs:GaAs allenfalls eine sehr schwache Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit besitzt.
Eine deutliche Magnetfeldabhängigkeit weist hingegen die Amplitude des Samplingsignals auf. Bei einem Anstieg des Magnetfeldes von B = 0 auf

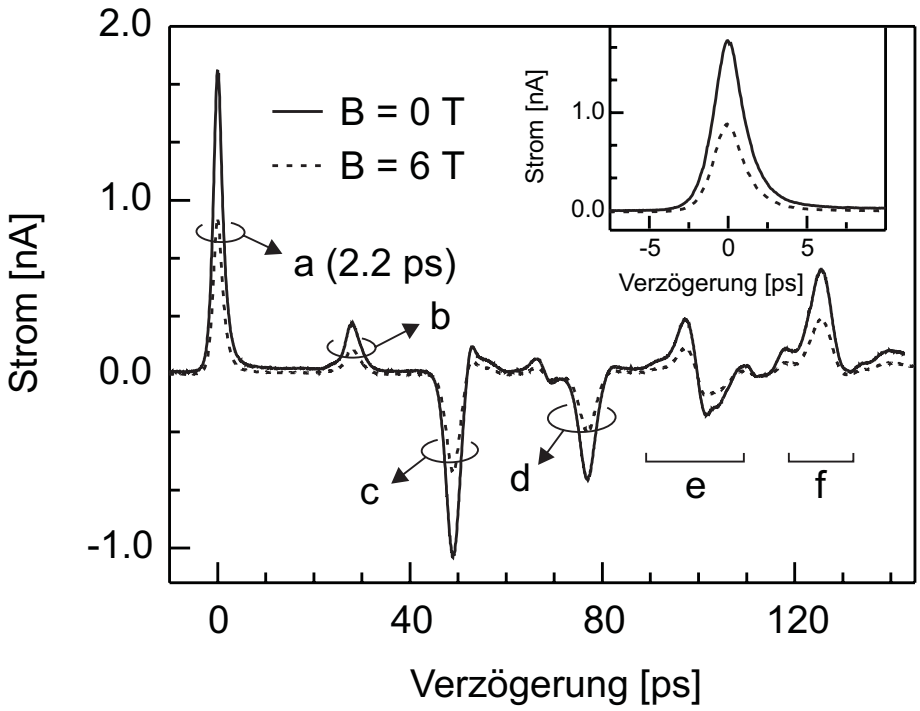


Abbildung 7.8: Photoleitungs-Sampling Messung an der bereits in Abbildung 7.7 betrachteten Dreifachdiodenstruktur auf ErAs:GaAs bei T = 4.2 K für senkrecht zur Probenoberfläche stehende Magnetfelder von B = 0 und B = 6 T. Die Vorspannung und die Beleuchtungsleistungen waren identisch zu den für die Raumtemperaturmessung in Abbildung 7.7 gewählten Bedingungen.

B = 6 T ist ein Rückgang der Amplitude des Hauptpeaks von 1.7 nA auf 0.9 nA zu beobachten. Wie die Gleichstromcharakterisierung der Photoleitungsschalter in Abschnitt 7.3 zeigt, wird dieser Amplitudenrückgang vermutlich durch den positiven Magnetowiderstand der Photoleitungsschalter unter Beleuchtung hervorgerufen.
Der Anstieg der Signalamplitude von 0.7 nA bei Raumtemperatur auf 1.7 nA bei 4.2 K ist vermutlich auf eine Lageveränderung der zum Tastschalter führenden Faser während des Abkühlens zurückzuführen.

7.3 Gleichstromcharakterisierung von ErAs:GaAs Photoleitungsschaltern bei tiefen Temperaturen

Um ein besseres Verständnis der in den Photoleitungs-Sampling Messungen an Strukturen auf ErAs:GaAs beobachteten Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeiten zu erlangen, wurde der Pumpschalter der für diese Experimente verwendeten Dreifachdiodenstruktur mithilfe von Gleichstrommessungen charakterisiert. Hierzu wurden Dunkel- bzw. Photostromkennlinien dieses Photoleitungsschalters sowie sein Magnetowiderstand mithilfe der in Abbildung 7.9 gezeigten Anordnung gemessen. Ab-

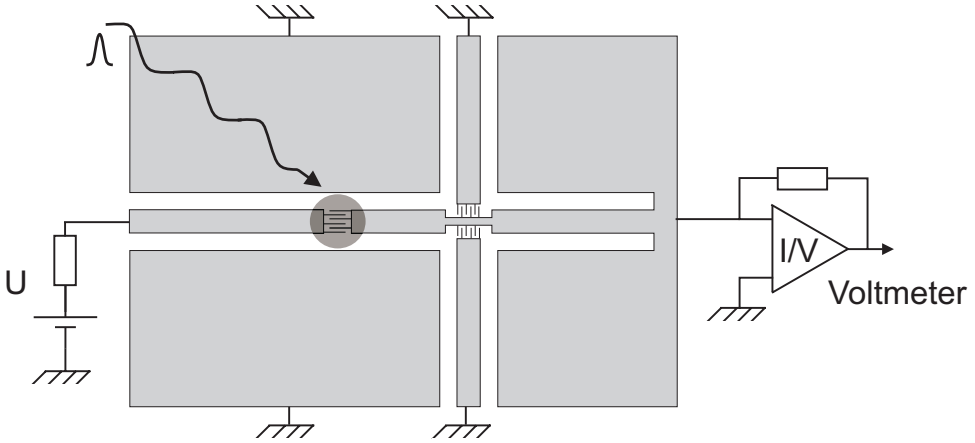


Abbildung 7.9: Beschaltung der Proben zur Messung des mittleren Stromes durch den Pumpschalter.

bildung 7.10 zeigt daraus resultierende Strom-Spannungs Kennlinien bei Raumtemperatur und bei 4.2 K sowohl ohne Beleuchtung als auch unter gepulster Beleuchtung bei einer mittleren optischen Leistung von 350 μW. Der Vergleich der bei Raumtemperatur und bei 4.2 K gemessenen Kennlinien zeigt, dass sowohl der Dunkel- als auch der Photostrom mit fallender Temperatur abnehmen. Der starke Rückgang des Dunkelstromes befindet sich dabei in qualitativer Übereinstimmung mit der exponentiellen Tem-

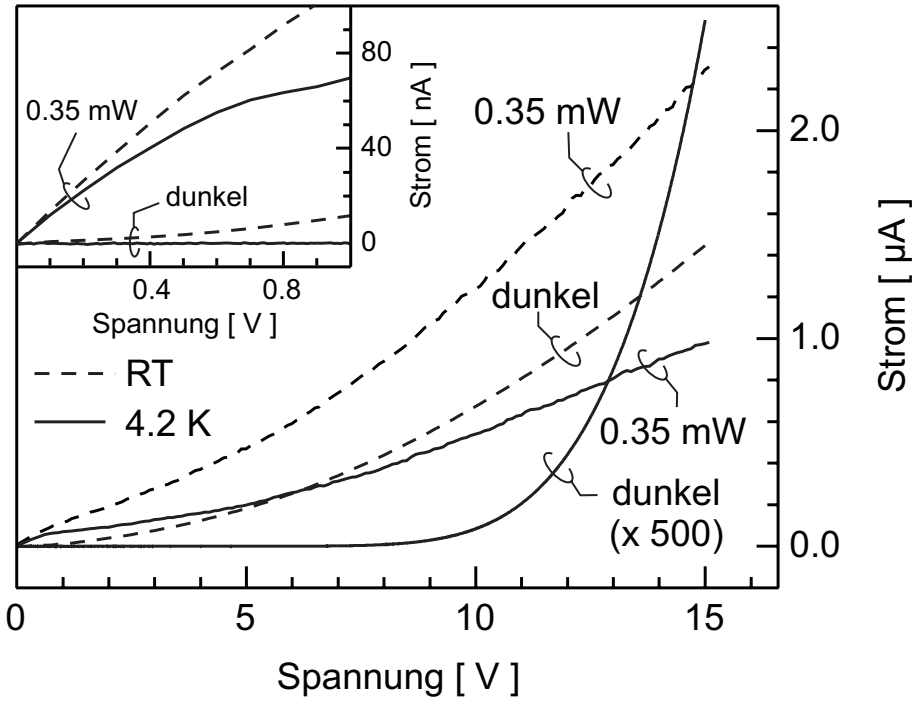


Abbildung 7.10: Dunkel- und Photostromkennlinien für einen Photoleitungsschalter auf ErAs:GaAs bei Raumtemperatur und bei T = 4.2 K.

peraturabhängigkeit der Hüpfleitfähigkeit, die in diesem Material den dominierenden Beitrag zur Dunkelleitfähigkeit liefert (siehe Abschnitte 3.1.3 und 3.2.2). Die mit fallender Temperatur beobachtete Abnahme des Photostromes erhärtet die Annahme, dass der Anstieg der Samplingamplitude mit fallender Temperatur durch eine Lageveränderung der zum Tastschalter führenden Faser bedingt ist. Der mit fallender Temperatur um Größenordnungen sinkende Dunkelstrom der Photoleitungsschalter führt im Vergleich zur Anwendung bei Raumtemperatur zu einem deutlich erhöhten Signalkontrast und Signal-Rauschabstand bei tiefen Temperaturen und bietet damit sehr gute Voraussetzungen zur zeitaufgelösten Detektion auch kleiner Signale mithilfe dieser Photoleitungsschalter.
Anhand der Ausschnittsvergrößerung der Kennlinien für kleine Spannung ist zu erkennen, dass die Photstromkennlinien in zwei Bereiche zerfallen. Für Spannungen bis ungefähr 0.7 V bei 4.2 K bzw. 1.5 V bei Raumtem-

peratur besitzt der Photostrom eine lineare Abhängigkeit von der Spannung, für größere Spannungen tritt eine deutlich superlineare Abhängigkeit auf. Während die Dunkelstromkennlinie bei Raumtemperatur über den gesamten betrachteten Spannungsbereich superlinear verläuft, zeigt der Dunkelstrom bei 4.2 K sogar eine annäherend exponentielle Abhängigkeit von der Spannung. Da nach [119, 124, 133] die den Dunkelstrom dominierende Hüpfleitfähigkeit zwischen Störstellen ohmschen Charakter trägt, weist die stark nichtlineare Form der Kennlinie auf den Kontakt als strombegrenzendes Element hin. Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 diskutiert wurde, läßt die hochtemperaturgewachsene GaAs Deckschicht der ErAs:GaAs Strukturen die Ausbildung eines Schottky-ähnlichen Kontakes für nicht einlegierte Metallisierungen erwarten, so dass die Beobachtungen aus Abbildung 7.10 in qualitativer Übereinstimmung mit dem erwarteten Verhalten stehen. Zum detaillierten Verständnis der gezeigten Kennlinien sind die ebenfalls bereits in Abschnitt 3.2.2 diskutierten Auswirkungen der Übergitterstruktur auf das Verhalten der Kontakte zu beachten.
Zur genaueren Untersuchung des Verhaltens der Photoleitungsschalter unter dem Einfluss eines senkrecht zu den ErAs-Übergitterebenen stehenden Magnetfeldes wurde mithilfe der in Abbildung 7.9 gezeigten Anordnung der Zweipunkt-Magnetowiderstand des Pumpschalters ohne Beleuchtung und unter gepulster Beleuchtung bestimmt. Der in Abbildung 7.11 gezeigte Magnetowiderstand der Photoleitungsschalter ohne Beleuchtung weist einen ausgeprägten Rückgang als Funktion des Magnetfeldes in Verbindung mit einem positiven Magnetowiderstand für Magnetfelder unter 0.3 T auf. Schmidt et al. beobachteten identisches Verhalten an einer ErAs:GaAs Probe mit 25 nm Übergitterperiode und einlegierten Indium Kontakten bei einer Temperatur von 1.5 K [176]. Die dargestellte Abhängigkeit des Widerstandes vom Magnetfeld konnte durch fluktuationskontrolliertes Hüpfen an ErAs Inseln gebundener Magneto-Polaronen erklärt werden.
Der magnetische Grundzustand der ErAs Inseln besitzt antiferromagnetische Ordnung, die Néel Temperatur für den Übergang zum paramagnetischen Zustand liegt in Analogie zu anderen Verbindungen zwischen seltenen Erden und Gruppe V Elementen vermutlich zwischen 3 K und 4 K [176, 297, 298]. ErAs:GaAs fällt damit in die Gruppe der verdünnt magnetischen Halbleiter. An Störstellen gebundene Ladungsträger in derartigen Halbleitern können ihre Energie absenken, indem sie die Ausbildung

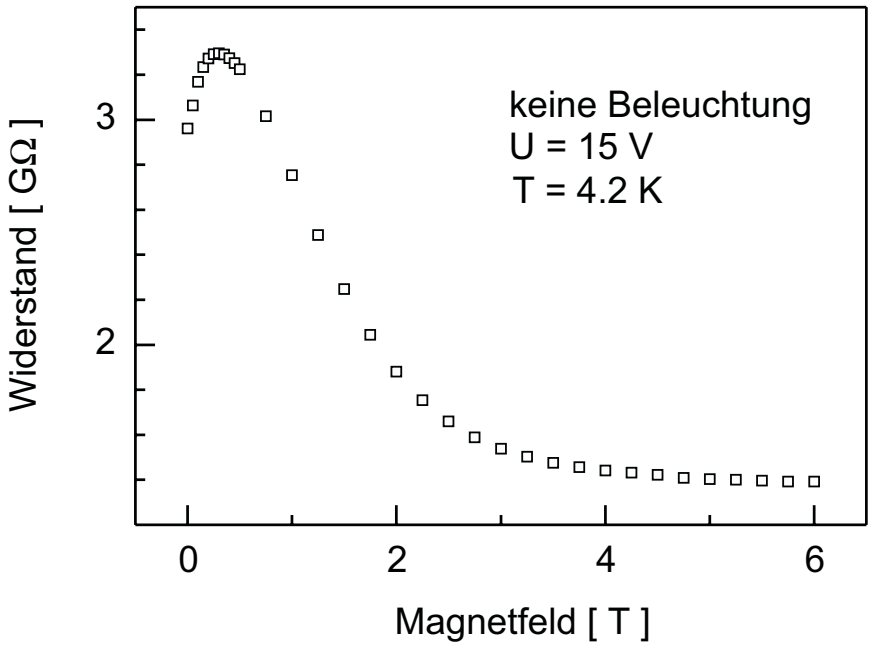


Abbildung 7.11: Zweipunkt-Magnetowiderstand des Pumpschalters einer ErAs:GaAs Dreifachdiodenstruktur ohne Beleuchtung bei 4.2 K und 15 V.

einer Polarisation der magnetischen Momente ihrer Umgebung induzieren. Der so entstehende Gesamtkomplex aus gebundenem Ladungsträger und ausgerichteten magnetischen Momenten wird als gebundenes Magneto-Polaron bezeichnet. Durch die Energieabsenkung der gebundenen Ladungsträger wird die Energiebarriere für den Hüpftransport zwischen benachbarten Störstellen erhöht, die Hüpfleitfähigkeit somit unterdrückt. Ein äußeres Magnetfeld führt zu einer Ausrichtung aller magnetischen Momente und bewirkt so eine Reduzierung der Affinität eines Ladungsträgers zu einer bestimmten Störstelle und damit einen negativen Magnetowiderstand.
Zum Verständnis des positiven Magnetowidertandes für kleine Felder ist die Berücksichtigung thermodynamischer Fluktuationen der Magnetisierung benachbarter Paare besetzter und unbesetzter Störstellen notwendig. Die den Hüpftransport blockierende Energiebarriere zwischen zwei Störstellen verschwindet, sobald die Magnetisierungen der beiden Störstellen durch Fluktuationen getrieben denselben Wert erreichen. Ein äußeres

Magnetfeld bewirkt zunächst eine Unterdrückung der Fluktuationen besetzter Störstellen und damit einen positiven Magnetowiderstand, bevor durch die bereits beschriebene Ausrichtung der magnetischen Momente ein negativer Magnetowiderstand hervorgerufen wird.
Abbildung 7.12 zeigt den Magnetowiderstand des bereits in Abbildung 7.11 betrachteten Photoleitungsschalters unter Beleuchtung mit einer Lei-

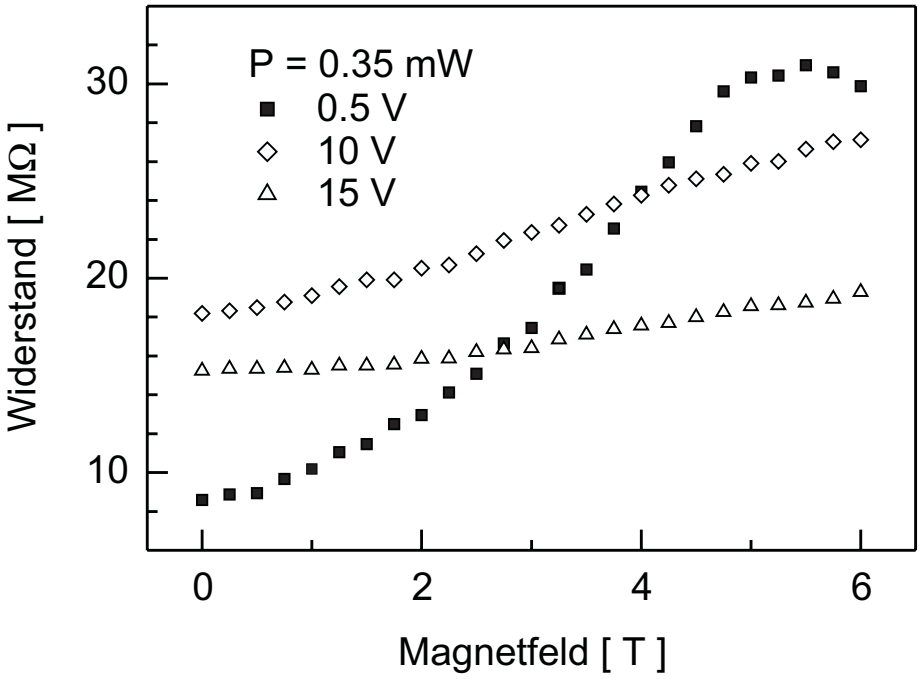


Abbildung 7.12: Zweipunkt-Magnetowiderstand eines mit 350 μW beleuchteten Photoleitungsschalters auf ErAs:GaAs bei 4.2 K.

stung von 350 μW bei 4.2 K. Dargestellt wird der Magnetowiderstand für Spannungen von 0.5 V, 10 V und 15 V. Nach Abbildung 7.10 besitzt die Kennlinie des Schalters unter Beleuchtung um 0.5 V einen ungefähr linearen Verlauf, wohingegen sie für 10 V und 15 V einen deutlich superlinearen Verlauf aufweist. Wie Abbildung 7.12 zeigt, spiegelt sich das unterschiedliche Verhalten des Schalters für Spannungen über bzw. unter 0.7 V auch in seinem Magnetowiderstand wider. Während der Magnetowiderstand bei

0.5 V bis 4.5 T zunächst quadratisch ansteigt und anschließend in einen fallenden Bereich übergeht, weist er bei 10 V und 15 V im betrachteten Magnetfeldbereich bis 6 T einen ungefähr linearen Anstieg auf.
Beim Übergang vom unbeleuchteten Fall zum beleuchteten Fall ist zu erwarten, dass sich der Ladungsträger-Transportmechanismus durch das ErAs:GaAs Übergitter grundlegend ändert. Während ohne Beleuchtung der dominante Transportmechanismus Hüpfleitfähigkeit ist [176], stehen unter Beleuchtung freie Elektronen und Löcher in gleicher Konzentration für den Transport zur Verfügung. Unter Beleuchtung wird der Magnetowiderstand des ErAs:GaAs Übergitters damit durch die Streuung freier Ladungsträger bestimmt.
Durch die gepulste Beleuchtung in Verbindung mit der kurzen Ladungsträgerlebenszeit des ErAs:GaAs Übergitters befindet sich das Material in den hier betrachteten Experimenten in einem massiven Nichtgleichgewichtszustand, so dass für eine quantitative Analyse der Daten eine starke zeitliche Modulation der freien Ladungsträgerdichten sowie der Störstellenbesetzung berücksichtigt werden muss. Die nichtlineare Charakteristik der Kontakte erschwert darüber hinaus die Abtrennung von Kontakteffekten von auf das ErAs:GaAs Übergitter zurückzuführenden Phänomenen.
Für nichtmagnetische Halbleiter folgt für gleiche Elektronen- und Löcherkonzentrationen aus der Annahme von Streuung an geladenen oder ungeladenen Störstellen bzw. an Phononen als dominierendem Streumechanismus eine quadratische Abhängigkeit des longitudinalen spezifischen Widerstandes von einem senkrecht zur Stromrichtung angelegten Magnetfeld der Form $\rho(B) = \rho_0(1 + \xi\mu_n^2 B^2)$ [231]. Der Streuparameter ξ berücksichtigt hierbei die genaue Gestalt des Streumechanismus, ρ_0 bezeichnet den spezifischen Widerstand bei verschwindendem Feld und μ_n gibt die Elektronenbeweglichkeit an.
Für verdünnt-magnetische Halbleiter [299] sowie für Halbleiter mit epitaktisch erzeugten MnAs Einschlüssen [300] wurde global negativer Magnetowiderstand beobachtet. Diese Abhängigkeit des longitudinalen Widerstandes vom Magnetfeld kann durch die mit steigendem Feld zunehmende Ausrichtung der magnetischen Momente der Probe und die damit abnehmende Wahrscheinlichkeit für spinabhängige Streuung erklärt werden.
Keiner der beiden Effekte ist jedoch geeignet, die beobachtete Abhängigkeit des longitudinalen Widerstandes sowohl vom Magnetfeld als auch vom elektrischen Feld zu erklären. Die für hohe elektrische Felder beobachtete

lineare Abhängigkeit des Widerstandes vom Magnetfeld legt die Annahme kombinierter magnetischer und nichtmagnetischer Streuung nahe. Yuldashev et al. beobachten an GaAs mit durch Implantation hergestellten MnAs Einschlüssen einen beleuchtungsabhängigen positiven linearen Magnetowiderstand [301, 302], während Wellmann et al. an mit Mn implantierten LTG-GaAs Proben in Abhängigkeit vom longitudinalen elektrischen Feld sowohl positiven als auch negativen Magnetowiderstand finden [303]. Akinaga et al. zeigen an epitaktisch hergestellten MnSb Inseln in GaAs eine positive, sättigende Abhängigkeit des Widerstandes von einem parallel zur Stromrichtung verlaufenden Magnetfeld [304, 305]. Das Auftreten positiven Magnetowiderstandes sowie seine Abhängigkeit vom Magnetfeld und anderen experimentellen Größen bleibt jedoch in allen Experimenten im Wesentlichen unverstanden. Allen et al. beobachten für eine ErAs Schicht in GaAs positiven quadratischen Magnetowiderstand und führen diesen auf spinunabhängige Streuung zurück [297]. Überlagert wird diese Abhängigkeit von einer Anomalie erhöhten Widerstandes im Bereich des Magnetfeldes, bei dem die ErAs Schicht aus ihrem antiferromagnetischen Grundzustand in den paramagnetischen Zustand übergeht. In diesem Übergangsbereich ist die magnetische Ordnung des ErAs Films gestört und dadurch die Wahrscheinlichkeit für spinabhängige Streuung erhöht.
Bislang ist somit keine Erklärung für das Vorzeichen und die Abhhängigkeit des Widerstandes von GaAs mit magnetischen Einschlüssen vom Magnetfeld bekannt, die Beobachtung von Phänomenen an ErAs Schichten, die durch kombinierte spinabhängige und spinunabhängige Streuung erklärt werden können, liefert jedoch einen Hinweis auf die einzuschlagende Richtung. Unter der Annahme kombinierter spinabhängiger und spinunabhängiger Streuung sollte die Form des beobachteten Magnetowiderstandes stark von der Dichte der magnetischen Inseln abhängen. Hinweise hierfür finden sich in [301–304].
Im Hinblick auf die Signalamplitude in Photoleitungs-Sampling Experimenten bedeutet das diskutierte Verhalten unter Umständen die weitere Abnahme des Signals für höhere Magnetfelder. Da jedoch die Steigung des Widerstandes für hohe Spannungen mit $1.5\,\frac{\mathrm{M\Omega}}{\mathrm{T}}$ bei 10 V und 350 μW mittlerer Beleuchtungsleistung gering ist, ist die Abnahme der Pulsamplitude am Pumpschalter mit steigendem Magnetfeld als moderat einzuschätzen. Der beobachtete Signalrückgang dürfte im Wesentlichen auf den Rückgang der Detektionsempfindlichkeit der Tastschalter zurückzuführen sein,

die durch den Anstieg des Widerstandes der Schalter im Bereich niedriger Spannungen gekennzeichnet ist.

7.4 Autokorrelationsmessungen an fasergekoppelten Schaltern auf ErAs:GaAs bei tiefen Temperaturen

Zur Untersuchung einer möglichen Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit der Elektronenlebensdauer in ErAs:GaAs mit einer Zeitauflösung unterhalb des durch die Photoleitung-Sampling Messungen vorgegebenen Limits von 2 ps wurden Photostrom-Autokorrelationsmessungen an einer faserbeleuchteten Struktur des in Abbildung 4.3 gezeigten Typs durchgeführt. Als Substratmaterial wurde ErAs:GaAs mit einer Übergitterperiode von 40 nm verwendet (Wafer 990510A, siehe Anhang B).
Autokorrelationsexperimente mit fasergekoppelten Proben erfordern einen optischen Aufbau, der es ermöglicht, zwei gegeneinander zeitverzögerte Laserpulszüge mit orthogonalen Polarisationszuständen in eine optische Faser einzukoppeln und unter Erhaltung ihrer relativen Polarisationsausrichtung auf die Probenoberfläche zu leiten. Zur Gewährleistung einer möglichst hohen Zeitauflösung ist wie bereits im Fall der Photoleitungs-Sampling Experimente die Vorkompensation der Faserdispersion notwendig. Abbildung 7.13 zeigt den in diesen Experimenten verwendeten optischen Aufbau. In weiten Teilen ist diese Anordnung identisch zu dem bereits für die Autokorrelationsmessungen bei Raumtemperatur verwendeten, in Abschnitt 5.2 diskutierten Aufbau. Zur Einkopplung der nach Durchlaufen der Verzögerungsstrecken überlagerten Laserpulszüge in die Glasfaser wurde die in den Raumtemperatur-Autokorrelationsexperimenten verwendete Proben-Halte- und Justageeinrichtung durch eine der in Abschnitt 7.1.1 verwendeten Faserkoppeleinheiten ersetzt. Wie bereits in den Photoleitungs-Sampling Experimenten wurde zur Vorkompensation der Dispersion der optischen Faser ein Gitter-Dispersions-Kompensator eingesetzt. Die Verwendung eines einzigen Kompensators für beide Teilstrahlen setzt eine einheitliche Dispersion der optischen Faser für beide Polarisationsrichtungen voraus, was sich für die hier verwendete Faser als gegeben erwies.

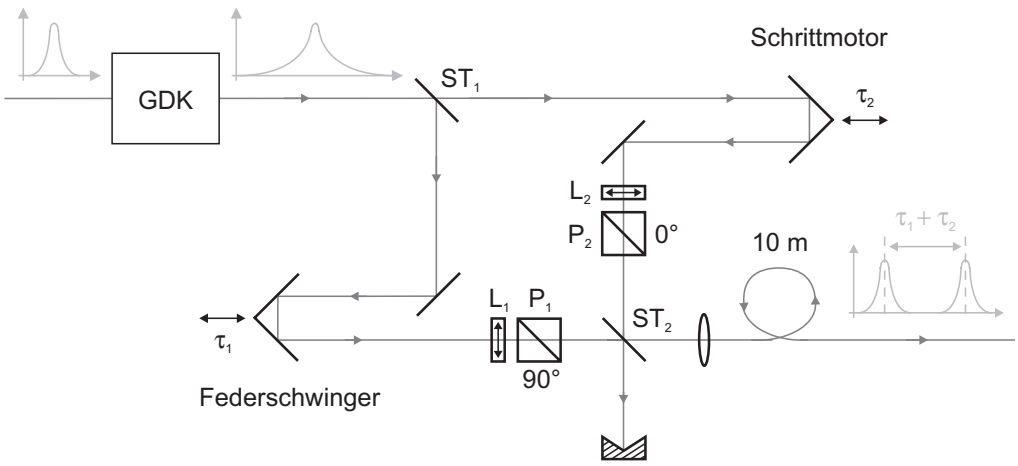


Abbildung 7.13: Optischer Aufbau der Tieftemperatur-Autokorrelations Experimente.

Standard Monomodenfasern wie die des für die Photoleitungs-Sampling Experimente verwendten Typs sind nicht zur polarisationserhaltenden Lichtleitung geeignet und können daher nicht für Autokorrelationsexperimente verwendet werden. In speziellen polarisationserhaltenden Fasern wird mithilfe in den Fasermantel eingebrachter Stressoren Spannungsdoppelbrechung im Faserkern hervorgerufen, so dass eine ordentliche und eine außerordentliche Polarisationsachse entstehen. Die Propagationsgeschwindigkeit parallel zur Spannungsachse polarisierten Lichtes ist dabei schneller als die Geschwindigkeit orthogonal zu dieser Richtung polarisierten Lichtes. Eine derartige Faser ist geeignet, sowohl parallel als auch senkrecht zur Spannungsrichtung polarisiertes Licht unter Erhaltung des jeweiligen Polarisationszustandes zu transmittieren. Für die Experimente dieser Arbeit wurde eine polarisationserhaltende Faser von 10 m Länge der Firma Wave Optics[3] mit einer Grenzwellenlänge von 780 nm verwendet. Der Modenfelddurchmesser der Faser ist 5.5 μm, ihre numerische Apertur beträgt 0.11. Sowohl für entlang der schnellen als auch für entlang der langsamen Achse polarisiertes Licht wurde mit dieser Faser eine Faserausgangsleistung von 40 % der in den Faserkoppler eingespeisten Laserlei-

[3] Wave Optics Fiber Code 23, zu beziehen über die Firma Laser Components GmbH, Werner-von-Siemens-Straße 15, D-82140 Olching

stung erreicht. Durch eine sorgfältige Optimierung der Justage des GDK konnten bei einer Laserpulsdauer von 120 fs am Fasereingang für beide Polarisationsrichtungen Faserausgangspulse mit einer Dauer von 370 fs bei einer mittleren Leistung von 5.2 mW am Faserausgang erzielt werden. Die Restparallelität der beiden Laserstrahlen nach Durchlaufen der optischen Faser betrug weniger als 2×10^{-3}.
Zur Justage und Verklebung der optischen Faser auf der Probe wurde die bereits in Abschnitt 7.1.2 vorgestellte Technik verwendet. Für die Faserankopplung von Autokorrelationsproben erweist sich diese Klebetechnik allerdings nur als bedingt geeignet. In Autokorrelationsexperimenten ist wie in den Abschnitten 5.2 und 5.3 diskutiert wurde aufgrund der Polarisationsempfindlichkeit der verwendeten MSM-Dioden (siehe Abschnitt 4.3.3) die Kontrolle der Polarisationsrichtungen der beiden Laserstrahlen relativ zu den Kanten der Kontakte (siehe Abbildung 4.3) notwendig. Da in einer polarisationserhaltenden Faser die beiden Polarisationsrichtungen im Faserkern mechanisch vorgegeben sind, erfordert dies im Fall der Zuführung der beiden Laserstrahlen mithilfe einer optischen Faser die Möglichkeit, die Faser zur Ausrichtung der Polarisationsrichtungen kontrolliert um ihre Längsachse drehen zu können. Die zur Faserverklebung verwendete Justageeinrichtung erlaubt weder die Drehung der Faser um ihre Längsachse noch ist das verwendete Positioniersignal (siehe Abbildung 7.4) in hinreichendem Maße auf die Ausrichtung der Polarisationen empfindlich. Dies führt zu einer von Probe zu Probe unterschiedlichen, zufälligen Ausrichtung der Polarisationsrichtungen relativ zu den Kanten der Wellenleiterlücke und damit notwendigerweise zu einer Asymmetrie der Autokorrelationskurven.
Ebenfalls als zu ungenau für die Anforderungen der Autokorrelationsmessungen erweist sich die Möglichkeit, die Höhe der Faserendfläche über der Probe und damit den Durchmesser des Laserflecks auf der Probe zu kontrollieren. Die verwendete Justageeinrichtung erlaubt die Kontrolle des Abstandes der Faserendfläche von der Probenoberfläche lediglich durch Beobachtung des Eintauchvorganges der Faser in den Klebertropfen und erreicht dabei eine Positionierung der Faser in einem Abstand zwischen 20 μm und 80 μm von der Probenoberfläche. Aus der numerischen Apertur der verwendeten Faser von 0.11 ergeben sich damit Laserfleckdurchmesser zwischen 4.4 μm und 17.6 μm. Diese Unsicherheit im Laserfleckdurchmesser führt aufgrund der in Abschnitt 5.9 diskutierten Laufzeitverbreiterung

des Autokorrelationssignals zu einer erheblichen Schwankung der Zeitauflösung der durchgeführten Experimente.
Die Justiergenauigkeit der Faser in Richtungen parallel zur Probenoberfläche besitzt eine Auflösung im Bereich weniger hundert Nanometer und ist insofern auch für die Anforderungen der Autokorrelationsmessungen präzise genug. Durch die bei der Kleberaushärtung auftretenden Spannungen kann es jedoch zu einer Dejustage der Faser auf Längenskalen kommen, die der Ausdehnung der Wellenleiterlücke von $3\,\mu$m entsprechen. Diese Dejustage führt einerseits zu empfindlichen Signaleinbußen bis hin zum Signalausfall und kann andererseits zu einer weiteren Asymmetrie des Signals führen, falls das Intensitätsmaximum der überlagerten Laserstrahlen aus dem Zentrum der Wellenleiterlücke in Richtung einer ihrer Kanten verlagert wird. Die Dämpfung des weitgehend parallel zu den Kanten der Wellenleiterlücke polarisierten Laserstrahls ist in unmittelbarer Nähe der Metallisierungskanten am stärksten ausgeprägt. Fällt durch die Verschiebung der optischen Faser das Intensitätsmaximum dieses Strahls an die Kante der Wellenleiterlücke, so steigt dessen relative Dämpfung stark an, so dass eine deutliche Asymmetrie der Autokorrelationskurven hervorgerufen wird. Da wie in Abschnitt 4.3.3 diskutiert nicht nur die transmittierte Intensität sondern auch die Verteilung dieser Intensität und damit die Ortsabhängigkeit der photogenerierten Ladungsträgerdichten aufgrund von Beugungseffekten von diesen Polarisationseffekten abhängen [214–216], ist die Kompensation der zu erwartenden Asymmetrien durch eine Anpassung der Strahlintensitäten bestenfalls teilweise möglich.
Beim Abkühlen der Probe sind aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Probe, des Klebstoffes und der optischen Faser starke mechanische Spannungen zu erwarten. Daher ist aufgrund dieses Kühlvorganges eine weitere Dejustage der Faser in allen diskutierten Freiheitsgraden zu erwarten, so dass sich allein aufgrund dieser Tatsache eine deutliche Veränderung der beobachteten Autokorrelationskurven als Funktion der Temperatur ergeben kann. Vor dem Hintergrund dieser Limitierungen der Autokorrelationsmessungen an fasergekoppelten Proben, insbesondere aufgrund der Tasache, dass die zu erwartenden Resultate im Hinblick auf die Faserjustage probenspezifisch sind, können mithilfe dieser Experimente lediglich qualitative Aussagen zur Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit der Elektronenlebensdauer der untersuchten Proben getroffen werden.

Abbildung 7.14 zeigt eine Autokorrelationsmessung an einer fasergekoppelten ErAs:GaAs Struktur mit einer Übergitterperiode von D = 40 nm bei Raumtemperatur. Zur Messung wurde eine Spannung von 2.25 V gewählt, die mittlere Faserausgangsleistung der Laserstrahlen betrug jeweils 2 mW. Deutlich zu erkennen ist die bereits diskutierte Asymmetrie der Autokorrelationskurve. Aufgrund dieser Asymmetrie wurde zur Aus-

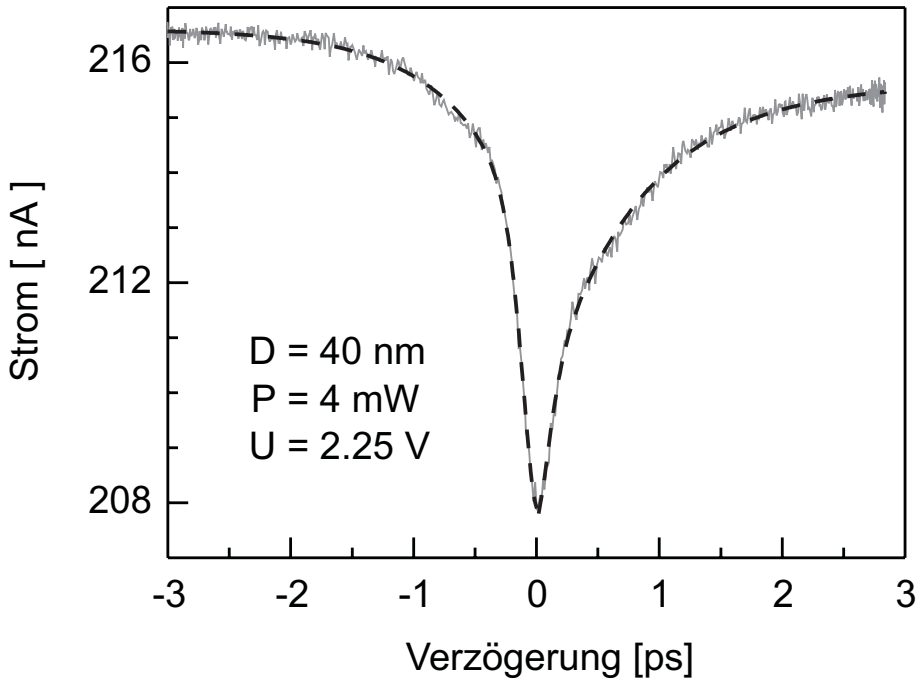


Abbildung 7.14: Autokorrelationsmessung an einer fasergekoppelten ErAs:GaAs Struktur mit einer Übergitterperiode von D = 40 nm bei Raumtemperatur. Zur Messung wurde eine Spannung von 2.25 V gewählt, die mittlere Faserausgangsleistung der Laserstrahlen betrug jeweils 2 mW. Die gestrichelte Linie zeigt die individuelle Anpassung der in Gleichung 5.26 angegebenen Fitfunktion zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer τ_e an die linke bzw. rechte Hälfte der experimentellen Autokorrelationskurve.

wertung der für den Abfall der Flanken charakteristischen Zeit die zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer τ_e verwendete Fitfunktion nach

Gleichung 5.26 nicht an die gesamte Autokorrelationskurve sondern an jede ihrer beiden Hälften individuell angepasst. Die gestrichelte Linie in Abbildung 7.14 zeigt das Resultat dieser Anpassung. Aufgrund der im Vergleich zu den zu erwartenden Elektronenlebensdauern (siehe Abschnitt 5.5) nicht mehr vernachlässigbaren Laserpulsdauer von 370 fs sowie der Laufzeitverbreiterung der Autokorrelationskurven sind die ermittelten Zeitkonstanten lediglich als Obergrenzen für die Elektronenlebensdauer τ_e zu verstehen. Die tatsächlichen Werte von τ_e dürften deutlich unter den hier ermittelten Abfallzeiten der Autokorrelationskurven liegen. Qualitative Aussagen zur Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit von τ_e sind jedoch durch die Beobachtung der Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit dieser Zeitkonstanten möglich. Die linke Flanke der in Abbildung 7.14 gezeigten Autokorrelationskurve fällt mit einer charakteristischen Zeit von 645 fs ab, die rechte Flanke mit einer Zeitkonstanten von 790 fs.
Abbildung 7.15 zeigt Autokorrelationsmessungen an derselben Probe unter identischen Bedingungen bei einer Temperatur von 4.2 K sowohl ohne Magnetfeld als auch bei einem senkrecht zur Probenoberfläche stehenden Magnetfeld von B = 6 T. Die im Vergleich zu der in Abbildung 7.14 gezeigten Raumtemperaturmessung deutlich zurückgegangene Asymmetrie der Autokorrelationskurven weist auf eine spannungsinduzierte Verschiebung der Glasfaser während des Abkühlvorganges hin. Für B = 0 kann aus den gezeigten Messungen eine Abfallzeit der linken bzw. der rechten Seite von 785 fs bzw. 795 fs ermittelt werden. Im Rahmen des experimentellen Fehlers sind diese beiden Zeiten als identisch anzusehen. Inwieweit die gegenüber der linken Flanke der Raumtemperaturmessung beobachtete Verlängerung der Abfallzeit auf eine tatsächliche Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer zurückzuführen ist, ist nur schwer abschätzbar. Im Fall B = 6 T ergeben sich für die linke bzw. rechte Seite der Autokorrelationskurve Abfallzeiten von 845 fs bzw. 1050 fs. Da auch hier eine Veränderung der Kurvensymmetrie im Vergleich zu der für B = 0 gezeigten Messung festzustellen ist, kann auch in diesem Fall nur schwer zwischen einem Effekt des Magnetfeldes auf die Elektronenlebensdauer und einer weiteren Verschiebung der optischen Faser unterschieden werden.
Als Fazit der Autokorrelationsmessungen bei tiefen Temperaturen kann festgehalten werden, dass sich sowohl die Temperatur- als auch die Magnetfeldabhängigkeit der Elektronenlebensdauer in ErAs:GaAs mit einer

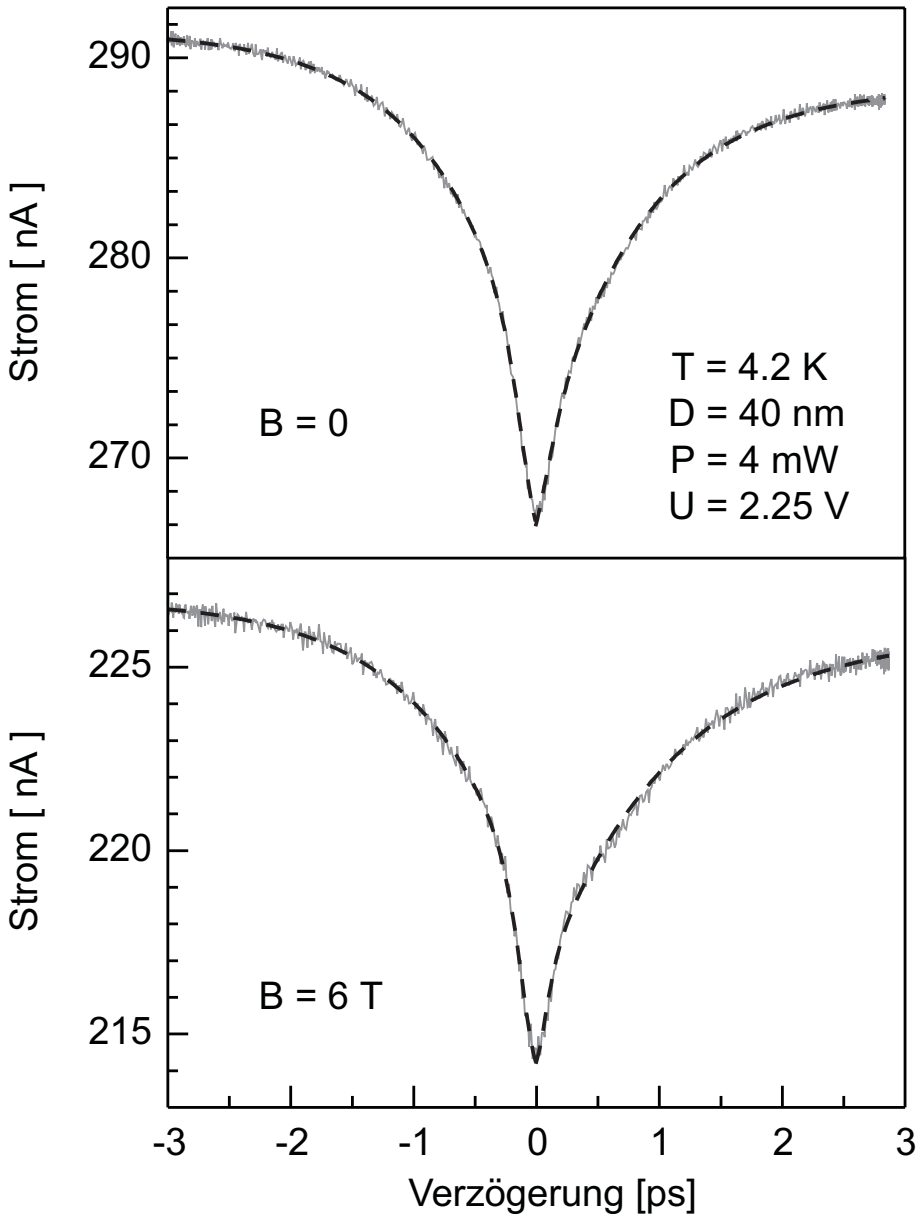


Abbildung 7.15: Autokorrelationsmessungen an der bereits für die in Abbildung 7.14 gezeigten Messung verwendeten ErAs:GaAs Probe bei einer Temperatur von 4.2 K sowohl ohne Magnetfeld als auch mit einem senkrecht zur Probenoberfläche orientierten Magnetfeld von B = 6 T.

Übergitterperiode von 40 nm auf einen Anstieg um höchstens 100 fs bei einer Abkühlung von Raumtemperatur auf 4.2 K sowie einen Anstieg um höchstens 200 fs bei einer Erhöhung des Magnetfeldes von B = 0 auf B = 6 T beschränken. Die Obergrenze der Elektronenlebensdauer für T = 4.2 K und B = 0 liegt bei 795 fs, für T = 4.2 K und B = 6 T bei 1050 fs. Dies ist zu vergleichen mit einer Elektronenlebensdauer von 445 fs ohne Magnetfeld bei Raumtemperatur.
Da die Elektronenlebensdauer in ErAs:GaAs im Wesentlichen durch die Diffusion der photogenerierten Elektronen vom Ort ihrer Entstehung zur nächstgelegenen ErAs Inselschicht, d.h. durch eine Bewegung parallel zum Magnetfeld, bestimmt wird, ist allein aufgrund dieses Mechanismus keine Magnetfeldabhängigkeit von τ_e zu erwarten. Sollte den beobachteten Veränderungen der Abfallzeiten der Autokorrelationskurven eine tatsächliche Magnetfeldabhängigkeit der Elektronenlebensdauer zugrunde liegen, so sind deren Ursachen aller Wahrscheinlichkeit nach in einer eventuellen Magnetfeldabhängigkeit der im einfachen Diffusionsmodell vernachlässigten mikroskopischen Elektroneneinfangzeit zu suchen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die Motivation für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente entspringt dem Ziel, ultrahoch-zeitaufgelöste Transportmessungen an mesoskopischen Bauelementen durchzuführen. Derartige Messungen erfordern Zeitauflösungen weit unterhalb von 10 ps, gleichzeitig muß die verwendete Messmethode kompatibel zu tiefsten Temperaturen ($T \ll 1\,K$) und hohen Magnetfeldern sein. Allein die geforderte Zeitauflösung schließt die Verwendung rein elektronischer Methoden wie z.B. von Pulsgeneratoren, Samplingoszilloskopen und Koaxialkabeln aufgrund ihrer eingeschränkten Bandbreite zur Durchführung derartiger Experimente aus. In dieser Arbeit stellten wir ausgehend von der Methode des Photoleitungs-Samplings eine zu den Anforderungen mesoskopischer Bauelemente kompatible, integrierte Anordnung zur Durchführung hoch-zeitaufgelöster Transportexperimente vor, die sowohl die Erzeugung der hochfrequenten Signale als auch ihre Detektion und Konvertierung zu quasi-DC Signalen in unmittelbarer Nähe zum eigentlichen Untersuchungsobjekt innerhalb einer einzigen Probenstruktur ermöglicht. Der Notwendigkeit, die Experimente zur Vermeidung einer übermäßigen Aufheizung durch Wärmestrahlung in fensterlosen Kryostaten zu betreiben, wurde dabei durch die Verwendung optischer Fasern zur Heranführung der kurzen Laserpulse an die Photoleitungs-Sampling Struktur Rechnung getragen.
Der Erfolg dieses Gesamt-Ansatzes hängt von der Verfügbarkeit photoleitender Materialien ab, die es einerseits erlauben, mithilfe kurzer optischer Pulse unter dem Einfluss tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder elektrische Pulse vergleichbarer Länge zu erzeugen und die andererseits zur monolithischen Integration mit den zur Herstellung mesoskopischer Bauelemente notwendigen Heterostrukturen geeignet sind. Der Schwerpunkt dieser Arbeit lag damit zunächst in der Untersuchung neuartiger photoleitender Materialien im Hinblick auf die Erfüllung dieser Kriterien. Besonderes Gewicht wurde dabei auf die Aufklärung der für die ul-

traschnelle Ladungsträgerdynamik in diesen Materialien relevanten physikalischen Mechanismen gelegt. Im Anschluss an diese Untersuchungen wurden die zur Erzeugung, Propagation und Detektion elektrischer Pulse mit Bandbreiten von einigen Terahertz mithilfe schneller Photoleitungsschalter notwendigen Methoden entwickelt und zur Verwendung unter dem Einfluss tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder optimiert.
Ein vielversprechendes Ausgangsmaterial für Photoleitungsschalter, das, wie wir in dieser Arbeit zeigen konnten, den gestellten Anforderungen genügt, besteht aus einem Übergitter äquidistanter ErAs-Inselschichten in einer GaAs Matrix (ErAs:GaAs). Gegenüber dem als Standardmaterial für schnelle Photoleitungsschalter angesehenen niedertemperaturgewachsenen GaAs (LTG-GaAs) besitzt dieses neuartige Material einige vielversprechende Vorteile. Die Lebenszeit photogenerierter Ladungsträger in ErAs:GaAs kann durch eine Veränderung der Übergitterperiode, d.h. des Abstandes benachbarter ErAs-Inselschichten, kontrolliert werden. Die Störstellendichte und der Dunkelwiderstand des Materials sind hingegen unabhängig davon durch eine Anpassung der Inseldichte und -größe mithilfe der Wachstumstemperatur und der pro Übergitterperiode deponierten ErAs Menge bestimmbar. Darüberhinaus erweist sich ErAs:GaAs als thermisch stabil bis zu Temperaturen weit über 700 °C und besitzt trotz der eingeschlossenen ErAs Inseln eine ausgezeichnete Oberflächenmorphologie. Diese Voraussetzungen sollten die problemlose Integration von ErAs:GaAs mit qualitativ hochwertigen AlGaAs/GaAs Heterostrukturen ermöglichen, da sowohl die Ladungsträgerdynamik als auch der Dunkelwiderstand der ErAs:GaAs Schicht durch einen zusätzlichen Wachstumsschritt unberührt bleiben. Im Gegensatz dazu hängen die Mikrostruktur, die Ladungsträgerdynamik und der Dunkelwiderstand von LTG-GaAs sehr empfindlich sowohl von der Wachstumstemperatur als auch von einem auf das eigentliche Wachstum bei 190 bis 230 °C folgenden Ausheilschritt ab. Sowohl die Diffusion des nichtstöchiometrischen Arsen-Überschusses in angrenzende Halbleiterschichten und die damit verbundene Verschlechterung der Qualität dieser Schichten als auch die Verlängerung der Ladungsträgerlebensdauern durch einen solchen Ausheilschritt sind nicht zu vernachlässigende Nachteile.
Die Ladungsträgerdynamik in ErAs:GaAs wurde mithilfe von Photostrom-Autokorrelationsmessungen sowie für Übergitterperioden unter 40 nm mithilfe von Propagationsexperimenten an koplanaren Streifenlei-

tungen untersucht. In Analogie zu rein optischen Korrelationstechniken beruhen Photostrom-Autokorrelationsexperimente auf einem nichtlinearem Verhalten der Messgröße als Funktion der Intensität. Zur Untersuchung der Ladungsträgerdynamik mithilfe derartiger Autokorrelationstechniken wurden Photoleitungsschalter aus einer Serie von ErAs:GaAs Proben mit Übergitterperioden zwischen 40 und 400 nm hergestellt. Der Photostrom durch diese Bauelemente gehorcht als Funktion der Lichtintensität, d.h. der Ladungsträgerdichte, einem Potenzgesetz mit einem von der Übergitterperiode unabhängigen Exponenten von etwa 0.73. Als physikalische Ursachen dieser Sublinearität kommen die Abschirmung des äußeren Feldes durch photogenerierte Ladungsträger, nichtlineare Ladungsträger-Einfang- und -Rekombinationsraten sowie die Topologie der elektrischen Schaltung in Frage. Wird ein solcher Photoleitungsschalter durch zwei zueinander zeitverzögerte optische Pulse beleuchtet, führt diese Sublinearität zu einem verzögerungsabhängigen Beitrag zum zeitgemittelten Photostrom, mithilfe dessen die Ladungsträgerlebensdauer bestimmt werden kann. Im Fall kurzer Ladungsträgerlebenszeiten wird dieser verzögerungsabhängige Term durch starke Oszillationen des Photostroms überdeckt, die auf die polarisationsabhängige Transmission der Laserpulse durch die Metall-Halbleiter-Metall Struktur, die den Photoleitungsschalter bildet, zurückzuführen sind. In diesem Fall werden daher Kurzstrecken-Pulspropagationsexperimente an koplanaren Streifenleitungen zur Bestimmung der Elektronenlebensdauer herangezogen. Wir beobachten einen Anstieg der Elektronenlebensdauer um nahezu zwei Größenordnungen von 190 fs auf 17 ps für eine Veränderung der Übergitterperiode von 10 auf 400 nm. Der Elektroneneinfang in ErAs:GaAs erweist sich als zweistufiger Prozess. Die anfängliche Lichtabsorption verursacht nach dem Beerschen Absorptionsgesetz eine exponentielle Ladungsträgerverteilung senkrecht zu den ErAs-Inselschichten. Durch ambipolare Diffusion in diesem Dichtegradienten erreichen die Ladungsträger die jeweils nächstgelegene ErAs-Inselschicht und werden dort in die ErAs Inseln eingefangen. Unter der Annahme instantanen Ladungsträgereinfangs an den ErAs-Inselschichten sagt dieses Diffusionsmodell in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentelen Daten eine quadratische Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer von der Übergitterperiode vorher. Darüber hinaus zeigt das Modell, dass die eigentliche Ladungsträger-Einfangzeit deutlich unter 190 fs liegt. Zu Vergleichszwecken wurde ein Photoleitungs-

schalters auf LTG-GaAs hergestellt und seine Elektronenlebensdauer zu 600 fs bestimmt. ErAs:GaAs zeigt damit nicht nur zu den schnellsten für LTG-GaAs erzielten Ladungsträgerlebenszeiten vergleichbare Zeiten sondern besticht darüber hinaus durch seine einzigartige Abstimmbarkeit der Ladungsträgerlebenszeit.
Die Abhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer von der Übergitterperiode spiegelt sich in DC-Photostrommessungen wieder. Der Photrostrom erweist sich als ungefähr proportional zu den aus den Autokorrelationsexperimenten erhaltenen Lebenszeiten. Im Gegensatz zum Photostrom stützt sich der Dunkelstromfluss auf die Hüpfleitfähigkeit zwischen benachbarten Störstellen innerhalb der ErAs-Inselschichten. Da das äußere elektrische Feld sehr schnell mit wachsendem Abstand von der Halbleiteroberfläche abnimmt, tragen nur die obersten ErAs Inselschichten zum Dunkelstrom bei. Die Zahl der beitragenden Übergitterebenen nimmt also mit zunehmender Übergitterperiode ab. Darüber hinaus geht mit steigender Übergitterperiode die Tunnelwahrscheinlichkeit für die Injektion und Extraktion von Ladungsträgern an den Schottkykontakten des Photoleitungsschalters stark zurück. Beide Mechanismen führen zu einer starken Abnahme des Dunkelstroms mit steigender Übergitterperiode. Der Dunkelstrom zeigt damit in seiner Übergitterperiodenabhängigkeit dem Photostrom gerade entgegengesetztes Verhalten. Die dadurch mögliche Reduzierung des Dunkelstromes auf Kosten höherer Schalterantwortzeiten könnte sich in Anwendungsfällen als wertvoll erweisen.
Photoleitungssampling wurde sowohl mithilfe von Strukturen auf ErAs:GaAs als auch auf LTG-GaAs durchgeführt, indem jeweils zwei Photoleitungsschalter in eine koplanare Wellenleiterstruktur integriert wurden. Um die Auslegung und Optimierung der Samplinganordnung zu ermöglichen, wurden zunächst Experimente bei Raumtemperatur mit frei beleuchteten Strukturen durchgeführt. In Propagationsexperimenten entlang eines 1.5 mm langen Wellenleiters konnte sowohl für LTG-GaAs als auch für ErAs:GaAs mit einer Übergitterperiode von 40 nm eine Zeitauflösung von besser als 2.0 ps erreicht werden. Mithilfe eines numerischen Modells zur Beschreibung der Erzeugung, Propagation und Detektion kurzer elektrischer Pulse wurden die Dispersion des koplanaren Wellenleiters sowie die Kapazitäten der Photoleitungsschalter als limitierend für die Zeitauflösung identifiziert. Das Layout der Samplinganordnung wurde im Hinblick auf die selektive Anregung der ungeraden Wellen-

leitermode optimiert, da koplanare Wellenleiter ebenfalls eine verlust- und dispersionsreichere gerade Mode zulassen. Zu diesem Zweck wurde ein modensensitives Detektionsverfahren angewendet. Verschiedene Ansätze zur Unterdrückung unerwünschter Pulsreflexionen aufgrund von Impedanzfehlanpassungen und geometrischen Diskontinuitäten der Wellenleiterstruktur wurden ebenfalls experimentell betrachtet. Im Anschluss an diese Untersuchungen wurden Experimente bei tiefen Temperaturen (T = 4.2 K) unter dem Einfluss von Magnetfeldern bis zu 6 T durchgeführt. Um die Übertragbarkeit dieser Experimente in Kryostaten für weitaus tiefere Temperaturen mit allerdings geringerer Kühlleistung zu gewährleisten, wurden Monomodenfasern zur Beleuchtung der Photoleitungsschalter verwendet. Dadurch können die Experimente zur Vermeidung einer übermäßigen Aufheizung durch Wärmestrahlung in fensterlosen Kryostaten betrieben werden. Ohne zusätzliche Vorkehrungen führen Dispersion und Selbstphasenmodulation in den einige Meter langen optischen Fasern für die in unseren Experimenten verwendeten Pulsbandbreiten und Spitzenleistungen zu einer signifikanten zeitlichen Verbreiterung der optischen Pulse. Zur Gewährleistung der Beleuchtung mit unverändert kurzen Pulsen wurde den Laserpulsen daher vor ihrer Einkopplung in die Glasfasern mithilfe eines Gitter-Dispersions-Kompensators stark negativer Chirp aufgeprägt, so dass am Faserausgang schließlich Pulse mit einer typischen Dauer von 200 fs zur Verfügung standen. Die Tieftemperatur-Samplingexperimente ergeben im Vergleich zu den Raumtemperaturmessungen für beide Substratmaterialien eine unveränderte Zeitauflösung von 2.0 ps. Darüber hinaus erweist sich die Zeitauflösung als unabhängig von Magnetfeldern bis zur maximal erreichbaren Feldstärke von 6 T. Hier zahlt sich der Mehraufwand aus, der durch die Verwendung lebenszeit-limitierter Photoleitungsschalter entsteht. Transitzeit-limitierte Photoleitungsschalter stellen zwar vergleichsweise geringe Anforderungen an ihre Substratmaterialien, weisen allerdings eine signifikante Magnetfeldabhängigkeit ihrer Antwortzeiten auf. Um mit lebenszeit-limitierten Schaltern vergleichbare Antwortzeiten zu erreichen, muß der Elektrodenabstand transitzeit-limitierter Schalter unter 100 nm liegen, so dass aufwendige Elektronenstrahl-Lithographieverfahren zu ihrer Strukturierung notwendig sind. Durch ihre filigrane Struktur erweisen sich diese Schalter insbesondere während der Glasfaserverklebung als mechanisch und elektrostatisch sehr empfindlich. Unsere vergleichsweise robusten le-

benszeit-limitierten Schalter auf ErAs:GaAs zeigen einen Rückgang der Samplingamplitude mit steigendem Magnetfeld, der auf den positiven Magnetowiderstand von ErAs:GaAs unter Beleuchtung zurückgeführt werden kann. Die erzielte Zeitauflösung von 2.0 ps kann wie im Fall der Raumtemperaturmessungen auf die Dispersion des koplanaren Wellenleiters und die Kapazitäten der Photoleitungsschalter zurückgeführt werden, die intrinsische Zeitauflösung der Tieftemperatur-Samplinganordnung liegt im Subpicosekundenbereich, so dass Autokorrelationsexperimente unter kryogenen Bedingungen möglich sind.
Durch die Verringerung der Bandlücke des die ErAs-Inseln umgebenden Matrixmaterials können Photoleitungsschalter bei längeren Wellenlängen als mit LTG-GaAs oder ErAs:GaAs betrieben werden. Als besonders attraktiv erweist sich in diesem Zusammenhang InGaAs mit einer an InP Substrate angepassten Komposition. Dieses Material absorbiert bis zu Wellenlängen von 1.67 μm, so dass die für Kommunikationszwecke interessanten Wellenlängen um 1.3 μm und 1.55 μm durch Photoleitungsschalter auf der Basis von ErAs:InGaAs abgedeckt werden können. Photostrom-Autokorrelationsmessungen an Proben mit einer Übergitterperiode von 40 nm ergaben eine Elektronenlebensdauer von 1.1 ps bei 800 nm. Eine Veränderung der Wellenlänge im uns für kurze Pulse zur Verfügung stehenden Bereich zwischen 750 nm und 1 μm ergab keine Veränderung der Ladungsträgerlebensdauer, so dass kurze Elektronenlebensdauern bis hin zu 1.67 μm erwartet werden können. Durch eine Verringerung der Übergitterperiode unter 40 nm sollte eine Reduzierung der Ladungsträgerlebensdauer in den Subpicosekundenbereich möglich sein.
Zur Erlangung eines detaillierteren Verständnisses der an der ultraschnellen Ladungsträgerdynamik in ErAs:GaAs beteiligten mikroskopischen Prozesse sollten (i) der Ursprung des nichtlinearen Zusammenhanges zwischen Photostrom und Ladungsträgerdichte aufgeklärt werden, (ii) die für den tatsächlichen Ladungsträgereinfang in die ErAs Inseln verantwortlichen Mechanismen identifiziert werden, (iii) die Ladungsträgereinfangzeit von den Diffusionsprozessen getrennt und experimentell bestimmt werden und (iv) die Streumechanismen, die zum positiven Magnetowiderstand der ErAs:GaAs Photoleitungsschalter unter Beleuchtung führen, näher beleuchtet werden. Sowohl zeitaufgelöste Transmissions- und Reflexionsmessungen als auch eine sorgfältige theoretische Modellierung der mikroskopischen Ladungsträgerdynamik könnten einen Beitrag zur Aufklärung

der Nichtlinearität und der Elektroneneinfangprozesse liefern. Die Untersuchung des Magnetowiderstands von ErAs:GaAs erfordert DC-Transportexperimente in gekippten Magnetfeldern an Teststrukturen mit ohmschen Kontakten in einer Vierpunktkonfiguration.
Die in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Techniken und Materialkonzepte eröffnen eine Vielzahl bislang ungeahnter Möglichkeiten zur Charakterisierung elektronischer Bauelemente unter extremen Bedingungen. Die vorgestellte Methode zielt dabei insbesondere auf die Untersuchung des Ladungsträgertransportes in mesoskopischen Bauelementen auf einer ultrakurzen Zeitskala ab. Eine über die Untersuchung des Ladungsträgertransportes hinausgehende, ebenso faszinierende Aussicht bietet die Betrachtung transienter magnetischer Phänomene. Hierzu kann der Ausgangspuls eines Photoleitungsschalters in eine mit dem koplanaren Wellenleiter integrierte planare Spule eingespeist werden. Das transiente Magnetfeld dieser Spule würde die gepulste Anregung magnetischer Vorgänge auf einer bislang ebenfalls nicht erschlossenen Zeitskala erlauben und somit Zugang zu einer weiteren Vielzahl interessanter Experimente bieten.

9 Summary and Outlook

The impetus for the experiments described in this work originates from our long term vision of performing ultra-fast time-resolved transport measurements in mesoscopic devices. This goal imposes stringent simultaneous requirements: a time resolution well below 10 ps, compatibility with an ultra-cold environment ($T \ll 1\,K$) and high magnetic fields. This set of conditions precludes all-electronic-means and the use of coaxial lines to achieve this goal. Here we present an all-on-one-chip solution in which both the generation of high frequency signals as well as their detection and down-conversion to quasi-DC signals proceeds in close proximity to the device under test. To this end, the photoconductive sampling approach has been extended with the help of fiber optics to yield a technical implementation that satisfies the above criteria. The mature techniques developed by the optics community to produce and shape sub-picosecond optical pulses with variable time delays are combined with the virtues single mode optical fibers offer to bring such pulses into a low temperature cryostat while avoiding excessive thermal loading from optical windows. The entire method hinges on the availability of suitable photoconductive materials that on the one hand succeed in transducing incident optical pulses into electrical pulses of comparable width despite the low temperature and presence of high magnetic fields and on the other hand are flexible and compatible enough to allow monolithic integration with those materials needed to fabricate mesoscopic components. Hence, the present work is devoted to the exploration of promising novel photoconductive materials with an emphasis on the underlying physical processes responsible for their carrier dynamics. Subsequently, the necessary tools and geometries for generating, propagating and detecting the electrical pulses with spectral widths of several terahertz are developed, designed and optimized.

A promising candidate material, that, as we show here, complies with the-

se specifications is composed of equidistant layers of self-assembled ErAs islands embedded in a GaAs matrix (ErAs:GaAs). It exhibits a number of intriguing advantages over for example the most widely used photoconductor for sampling methods, low-temperature-grown GaAs (LTG-GaAs). It benefits from the exceptional thickness control molecular beam epitaxy offers. The lifetime of the photo-generated charge carriers can be engineered in a straightforward fashion merely by changing the lattice period, i.e. the distance between adjacent ErAs islands layers. The trap density and the dark resistance are independently tunable by varying the island size and their density through an adjustment of the growth temperature and the amount of ErAs deposited. Furthermore, ErAs:GaAs is thermally stable up to 700 °C and displays excellent surface morphology despite the incorporated ErAs islands. These are the prerequisites that should enable the integration with high-quality heterostructures, because the carrier dynamics and dark resistance of the ErAs:GaAs are left unaffected during the subsequent deposition of the additional AlGaAs-layers. In contrast, the microstructure, carrier dynamics and dark resistance of low temperature grown GaAs all depend sensitively on any post-growth anneal at temperatures above its own deposition temperature of 190 to 230 °C. Diffusion of excess As into adjacent layers, that may deteriorate the quality of subsequent layers, and an increase of the carrier capture time are important drawbacks.

The carrier dynamics in ErAs:GaAs is studied with the help of either photocurrent autocorrelation experiments or, for lattice periods below 40 nm, with pulse propagation experiments on coplanar striplines. Analogous to optical correlation techniques, photocurrent-autocorrelation measurements rely on a nonlinear behaviour with incident power. Photoconductive switches are patterned from a series of ErAs:GaAs samples with lattice periods between 40 and 400 nm. The photocurrent obeys a power law dependence with an exponent of approximately 0.73 as a function of the light intensity, i.e. the carrier density. Screening of the external bias field by the photogenerated carriers, nonlinear carrier trapping and recombination rates as well as the electrical circuit topology itself may account for the sublinear behaviour of the photocurrent. When the switch is illuminated by two optical pulses delayed with respect to each other, the sublinearity produces a delay dependent contribution to the time averaged photocurrent from which the carrier lifetime can be extracted. Unfortunately, for

short carrier lifetimes this contribution is masked by an oscillatory term that stems from the polarisation dependent transmission of light pulses through the metal-semiconductor-metal geometry that forms the switch. As a result, for small lattice periods we resort to short distance pulse propagation along a coplanar stripline to obtain the electron lifetime. We observe an increase of the electron lifetimes by nearly two orders of magnitude from 190 fs to 17 ps if the superlattice-period is enlarged from 10 to 400 nm. The electron capture in ErAs:GaAs turns out to be a two step process. The initial light absorption creates an exponential density gradient perpendicular to the island layers. Ambipolar diffusion forces the generated carriers towards the underlying ErAs-island layer, where they are trapped. A diffusion model that assumes instantaneous carrier trapping predicts a quadratic dependence of the electron lifetime on the lattice period in excellent agreement with the data. It also reveals that the actual trapping proceeds faster than 190 fs. For the sake of comparison, a LTG-GaAs-based switch was processed and showed an electron-lifetime of 600 fs. ErAs:GaAs not only competes with the shortest lifetimes reported on LTG-GaAs, it also derives particular advantages from its straightforward, unparalleled lifetime tunability. The dependence of the electron lifetime on the superlattice period is also reflected in the magnitude of the DC-photocurrent. It is roughly proportional to the electron lifetime extracted from the autocorrelation experiments. In the dark, current flow proceeds via hopping conduction between nearest neighbour traps confined to the ErAs-island layers. Since the electric field decays rapidly with distance from the semiconductor crystal surface, only the top ErAs islands layers contribute and their number drops with increasing lattice period. Moreover, at the metallic Schottky contacts the tunneling probability for injection and collection of charge carriers rapidly diminishes. Both work together to suppress the dark current with increasing lattice period, the opposite behaviour in comparison with the photocurrent. A reduction in the dark current at the expense of a slower response time may be a valuable trade-off in some applications.

Photoconductive sampling has been performed using both ErAs:GaAs and LTG-GaAs substrates. Photoconductive switches were embedded in a coplanar waveguide structure. To facilitate the optimization process of the sampling circuitry, initial experiments took place at room temperature with free space optics. A time resolution of less than 2.0 ps for propagati-

on across a waveguide of approximately 1.5 mm length was demonstrated irrespective of the photoconductive material used. A numerical model describing the generation, propagation and detection of the electrical pulses identified the dispersion of the coplanar waveguide and the capacitance of the photoconductive switches as the limiting factors. The layout of the sampling circuitry was optimized to ensure the selective excitation of the odd mode, since coplanar waveguides also support a more dispersive and lossy even mode. For this purpose a mode-sensitive detection scheme was employed. Various approaches to suppress unwanted reflections due to impedance mismatch or discontinuities in the waveguide pattern were addressed. Subsequently the experiments were extended to lower temperatures (T = 4.2 K) and magnetic fields up to 6 T. To ensure full compatibility with cryostats that offer even lower temperatures but also have significant smaller cooling power, single-mode optical fibers insert the femtosecond pulses into the cryostat to avoid excessive thermal loading due to optical windows. Without additional provisions, dispersion and self-phase modulation in the several meter long glass fibers for the typical bandwidths and peak intensities of the optical pulses would cause unacceptable broadening of the pulse width. Therefore, the laser pulses are prechirped with the help of a grating dispersion compensator. It typically delivers 200 fs pulses at the output of the optical fibers. The low temperature sampling-experiments yield, as anticipated, an unchanged time resolution of 2 ps for both ErAs:GaAs and LTG-GaAs substrates. The time resolution is also independent of the external applied magnetic field up to the maximum accessible field of 6 T. Here the effort in developing appropriate substrate materials to fabricate lifetime-limited photodiodes pays off. Transit-time-limited diodes impose virtual no specifications on the substrate material, however they do suffer from a substantial magnetic field dependence of their response time. Moreover to reach comparable response times the electrode spacing should be in the sub 100 nm regime, calling for elaborate e-beam lithography. The filligree pattern makes them fragile during the glueing procedure of the single mode fibers and susceptible to electrostatic discharges. Our robust lifetime-limited photodiodes fabricated on ErAs:GaAs do show a reduction of the electrical pulse amplitude with increasing magnetic field. It can be traced back to the positive DC-magnetoresistance of the ErAs:GaAs material. The 2 ps time resolution is ascribed to the dispersion of the coplanar waveguide and the intrinsic

resolution of the low temperature setup is in the subpicosecond regime. It makes autocorrelation experiments under cryogenic conditions possible.
By narrowing the bandgap of the matrix material surrounding the ErAs island layers, photoconductive switches may be operated at longer wavelengths. InGaAs lattice-matched to InP is particular attractive. It absorbs at wavelengths up to 1.67 μm, so that the all-important optical communication wavelengths can be covered. Photocurrent autocorrelation experiments on an ErAs:InGaAs superlattice sample with a lattice period of 40 nm displayed electron lifetimes of 1.1 ps at 800 nm. Tuning the wavelength from 750 nm to 1 μm (the maximum range accessible with the available Ti:Saphire short pulse laser source) revealed no change, so that trouble-free operation at wavelengths up to 1.6 μm is expected. A further reduction in the lattice period may push the response time into the THz-regime.
In order to further improve our understanding of the microscopic processes involved in the ultrafast carrier dynamics in ErAs:GaAs additional work needs to be done (i) to clarify the origin of the sublinear relationship between the photocurrent and the carrier-density, (ii) to identify the actual mechanisms responsible for the carrier capture into the ErAs islands, (iii) to separate this carrier capture time from the diffusion process and extract it from experiment, (iv) to resolve the scattering mechanisms that cause the positive magnetoresistance of the ErAs:GaAs switches under illumination. Time-resolved reflectance and transmittance measurements as well as careful theoretical modelling of the carrier dynamics at a microscopic level may shed light on the nonlinearity and the electron capture processes. The disentanglement of the magnetoresistive properties of ErAs:GaAs calls for DC-transport studies in tilted magnetic fields on test structures with alloyed ohmic contacts in a four probe configuration. The experimental techniques and the material concepts developed in this thesis open up intriguing perspectives for the characterization of electronic components under a set of extreme conditions without precedence. The implementation of the photoconductive sampling method put forward here, is geared towards the study of mesoscopic devices on ultrashort time scale. Slight modifications may also bring within reach other opportunities. One example constitutes the exploration of ultrafast magnetic transients with the help of planar coils integrated into a waveguide pattern. The door for cutting edge time-resolved transport experiments stands wide open.

A Probenstrukturierung

Bis auf die Proben zur Charakterisierung der Titan-Dünnfilmwiderstände bestehen alle im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Probentypen aus einer einzigen Metallisierungsschicht auf ansonsten unstrukturiertem Halbleitermaterial. Diese Metallisierungsschicht wird durch UV-Kontaktlithografie, Bedampfung und anschließenden Lift-Off strukturiert. Damit gehören die Strukturierungsmethoden dieser Arbeit zu den einfacheren Halbleitertechnologien. Da allerdings die Dimensionen der Strukturen teilweise im Bereich von 1.5 μm liegen, ist eine sehr genaue Kontrolle der Belichtungsparameter erforderlich.
Alle im Weiteren aufgeführten Prozesse finden als sogenannte Umkehrprozesse statt, das heißt auf der belackten Probe wird ein negatives Bild der Maske im Lack strukturiert, die Metallisierung auf der Probe ist schließlich ein positives Abbild der Maske. Umkehrprozesse haben zwar den Nachteil, sehr empfindlich auf Schwankungen der Prozessparameter zu reagieren, gewährleisten aber mit dem verwendeten Lack AZ 5214 E der Firma Clariant [306, 307] eine sehr gute Auflösung bei Lackdicken von bis zu 1.4 μm. Dies erlaubt es, auch feine Strukturen mit einer Metallisierungsdicke von einigen 100 nm herzustellen. Gleichzeitig entsteht durch den Umkehrprozess ohne weitere Maßnahmen ein ausgeprägter Undercut [308], so dass auch bei kleinen Strukturen ein Lift-Off einfach möglich ist.
Im Folgenden werden die Schritte zur Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten Proben im Einzelnen tabellarisch erläutert.

Autokorrelations-Proben (Kapitel 4 und 5)

Zum Schutz der Waferoberfläche während des Abspaltens der Probenstücke ist zunächst eine Schutzbelackung des gesamten zur Verfügung stehenden Waferstückes notwendig. Diese Belackung sollte bei möglichst

niedrigen Drehzahlen erfolgen, um das Bruchrisiko des eventuell asymmetrischen Waferstückes so gering wie möglich zu halten. Um trotzdem eine moderate Lackdicke zu erhalten, wird ein dünnflüssiger Lack gewählt.

- Photolack Shipley S 1805 mit 1500 U/min für 30 s aufschleudern
- 5 min bei 90 °C auf der Heizplatte trocknen

Nun können die einzelnen Probenstücke mit einer Fläche von $6.6 \times 7.6\,\mathrm{mm}^2$ abgespalten werden. Im Anschluss daran ist eine gründliche Reinigung der Proben zur Entfernung des Schutzlacks und zurückgebliebener Spaltpartikel notwendig.

- 2 min reinigen durch Einlegen in Aceton bei 55 °C im Wasserbad unter Zuhilfenahme von Ultraschall.
- je 30 s reinigen durch aufeinanderfolgendes Einlegen in drei verschiedene Acetonbäder (Kaskadenreinigung)
- 30 s reinigen durch Einlegen in Propanol
- Trockenblasen mit N_2

Im Anschluss an die Reinigung erfolgt die Belackung zur Lithografie.

- 5 min bei 124 °C auf der Heizplatte trocknen
- Photolack Clariant AZ 5214 E mit 6000 U/min für 30 s aufschleudern
- 4 min bei 90 °C auf der Heizplatte trocknen

Nach der Belackung werden die strukturgebende Belichtung, die Umkehrprozessierung sowie die Entwicklung durchgeführt.

- 6.0 s mit Maske bei $9.8\,\mathrm{mW/cm}^2$ belichten
- 1 min bei 124 °C auf der Heizplatte erhitzen (Post Exposure Bake)
- 70 s ohne Maske bei $9.8\,\mathrm{mW/cm}^2$ belichten (Flutbelichtung)
- 25 s in AZ 351 B : H_2O (1:5) entwickeln

Nach der Entwicklung ist mithilfe eines Mikroskopes zu überprüfen, ob die Strukturen völlig freientwickelt sind oder ob Lackreste zurückgeblieben sind. Gegebenenfalls muß nachentwickelt werden. Im Anschluss daran kann die Metallisierung aufgedampft und der Lift-Off durchgeführt werden.

- Aufdampfung von 10 nm Titan mit einer Rate von 0.1 nm/s
- Aufdampfung von 200 nm Gold mit einer Rate von 0.2 nm/s
- Lift-Off durch 10 minütiges Einlegen der Probe in Remover Allresist AR 300-70 bei 55 °C im Wasserbad

Nach diesem letzten Strukturierungsschritt kann die Probe in einen Chipcarrier eingeklebt und gebondet werden.

Kurzstrecken-Propagations-Proben (Kapitel 5)

Die Strukturierung der Proben zur Kurzstrecken-Propagation unterscheidet sich nur geringfügig von der Prozessierung der Autokorrelations-Proben. Aufgrund der abgewandelten Geometrie der zu belichtenden Strukturen kommen Abweichungen in der Entwicklungszeit zustande, zusätzlich muß die Substratgröße an die veränderten Strukturabmessungen angepasst werden. Im Folgenden werden lediglich die gegenüber der Herstellung der Autokorrelationsproben veränderten Parameter angegeben.

- Probengröße $10.7 \times 4.7\,\mathrm{mm}^2$
- Entwicklung 17 s in AZ 351 B : H_2O (1:5)

Photoleitungs-Sampling-Proben (Kapitel 6 und 7)

Auch die Strukturierung der Photoleitungs-Sampling-Proben unterscheidet sich lediglich in Details von den anderen Prozessen. Daher werden auch hier nur die abweichenden Parameter angegeben.

- 4.5 s mit Maske bei $9.8\,\mathrm{mW/cm}^2$ belichten
- 1 min Post Exposure Bake bei 123 °C auf der Heizplatte
- 30 s in AZ 351 B : H_2O (1:5) entwickeln

Titan-Dünnfilmwiderstände (Kapitel 6)

Im Folgenden wird der Prozess zur Herstellung der für die DC-Charakterisierung der Titan-Dünnfilmwiderstände in Abschnitt 6.7.6 verwendeten

Teststrukturen angegeben[1]. Da diese Strukturen zwei Metallisierungsebenen erfordern, besteht dieser Prozess im Gegensatz zu den im Vorausgehenden aufgeführten aus zwei Lithografieschritten. Durch den Austausch der für die im zweiten Metallisierungsschritt strukturierten Gold-Bondpads verwendeten Photomaske gegen eine Photomaske mit Wellenleiterstrukturen kann der Prozess in seiner hier aufgeführten Form leicht auf die Herstellung von Wellenleiterstrukturen mit Titan Abschlusswiderständen übertragen werden.
Zur reproduzierbaren Herstellung der Dünnfilmwiderstände erweist es sich als notwendig, zuerst die Titan Metallisierung der Widerstandsfilme und anschließend die Gold Metallisierung der Bondpads aufzubringen. Ebenso trägt die im Folgenden beschriebene Reinigungsprozedur vor der Aufdampfung der Titan Metallisierung signifikant zur Erhöhung der Reproduzierbarkeit bei.
Nach dem Abspalten der Probenstücke, der anschließenden Reinigung in Aceton und Propanol sowie der Belackung zur Lithografie (siehe Herstellung der Autokorrelations-Proben) werden die strukturgebende Belichtung, die Umkehrprozessierung und die Entwicklung durchgeführt.

- 4.5 s mit Maske bei 9.8 mW/cm^2 belichten
- 1 min bei 123 °C auf der Heizplatte erhitzen (Post Exposure Bake)
- 70 s ohne Maske bei 9.8 mW/cm^2 belichten (Flutbelichtung)
- 25 s in AZ 351 B : H_2O (1:5) entwickeln

Unmittelbar vor der Aufdampfung der Titan Widerstände werden die folgenden Reinigungsschritte zur Entfernung von nicht gelösten Lackresten und Oberflächenoxiden durchgeführt.

- 30 s Sauerstoffplasma im Barrel-Reaktor bei einem Druck von 0.3 Torr und einer Leistung von 200 W
- 2 min reinigen durch Einlegen in Semicoclean
- 5 s reinigen durch Schwenken in deionisiertem Wasser
- 5 s reinigen durch Schwenken in konzentrierter Salzsäure
- 1 s reinigen durch Schwenken in deionisiertem Wasser

[1] Dieser Prozess wurde in einer im Rahmen der vorliegenden Dissertation betreuten Praktikumsarbeit von C. Goldmann entwickelt.

Im Anschluss daran kann die Metallisierung aufgedampft und der Lift-Off durchgeführt werden.

- Aufdampfung der gewünschten Dicke Titan (siehe Abschnitt 6.7.6) mit einer Rate von 0.08 nm/s
- Lift-Off durch 10 minütiges Einlegen der Probe in Remover Allresist AR 300-70 bei 55 °C im Wasserbad

Nach der Strukturierung der Widerstandsstreifen erfolgen die Belackung sowie die Lithografie zur Herstellung der Gold-Bondpads. Diese beiden Schritte verlaufen völlig identisch zur Strukturierung der Titan Metallisierung und werden daher nicht im Einzelnen aufgeführt. Im Anschluss an die Lithografie wird ohne weitere Reinigungsschritte die Pad-Metallisierung aufgedampft und der abschließende Lift-Off durchgeführt.

- Aufdampfung von 10 nm Titan mit einer Rate von 0.1 nm/s
- Aufdampfung von 200 nm Gold mit einer Rate von 0.2 nm/s
- Lift-Off durch 10 minütiges Einlegen der Probe in Remover Allresist AR 300-70 bei 55 °C im Wasserbad

B Probenmaterialien

In Folgenden werden die Schichtfolgen der in dieser Arbeit verwendeten Wafer tabellarisch aufgelistet. Die physikalischen Eigenschaften Materialien werden in den Kapiteln des Hauptteils dieser Arbeit diskutiert. R_g und T_g bezeichnen im Folgenden die Wachstumsrate bzw. -temperatur.

Wafer M4.1018, LTG-GaAs

Dieser Wafer wurde von R. Hey und K. Ploog, Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik, Berlin zur Verfügung gestellt.

Material	Dicke [nm]	R_g [μm/h]	T_g [°C]
GaAs	800	0.45	200
AlAs	500	0.45	530
GaAs	100	0.45	530
GaAs	S.I. Substrat		

Im Anschluss an das Wachstum wurde der Wafer 20 Minuten bei 600 °C getempert.

Wafer 13176, LTG-GaAs

Dieser Wafer wurde von A. Förster und H. Lüth, Institut für Schichten und Grenzflächen, Forschungszentrum Jülich zur Verfügung gestellt.

Material	Dicke [nm]	R_g [μm/h]	T_g [°C]
GaAs	2000	1.0	200
GaAs	S.I. Substrat		

Im Anschluss an das Wachstum wurde der Wafer 15 Minuten bei 600 °C getempert.

Wafer 990510C, ErAs:GaAs 10 nm

Wie alle im Weiteren aufgelisteten ErAs:GaAs oder ErAs:InGaAs Wafer wurde dieser Wafer von C. Kadow, D. Driscoll und A. Gossard, Materials Department, University of California-Santa Barbara zur Verfügung gestellt.

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$120 \times (10\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1200\,\text{nm}$	530
GaAs	100 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 981207B, ErAs:GaAs 20 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$60 \times (20\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1200\,\text{nm}$	530
GaAs	100 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 981207C, ErAs:GaAs 40 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$40 \times (40\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1600\,\text{nm}$	530
GaAs	100 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 990510A, ErAs:GaAs 40 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$30 \times (40\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1200\,\text{nm}$	530
GaAs	100 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 010717A, ErAs:GaAs 40 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$40 \times (40\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1600\,\text{nm}$	530
GaAs	100 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 981207A, ErAs:GaAs 60 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$20 \times (60\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1200\,\text{nm}$	530
GaAs	100 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 001026B, ErAs:GaAs 100 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$16 \times (100\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1600\,\text{nm}$	530
GaAs	50 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 001016A, ErAs:GaAs 150 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$11 \times (150\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1650\,\text{nm}$	530
GaAs	50 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 001026A, ErAs:GaAs 200 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$8 \times (200\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1600\,\text{nm}$	530
GaAs	50 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 001016B, ErAs:GaAs 300 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$6 \times (300\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1800\,\text{nm}$	530
GaAs	50 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 001017B, ErAs:GaAs 400 nm

Material	Dicke	T_g [°C]
GaAs/ErAs	$4 \times (400\,\text{nm}/1.2\,\text{ML}) = 1600\,\text{nm}$	530
GaAs	50 nm	530
GaAs	S.I. Substrat	

Wafer 010821A, ErAs:InGaAs 40 nm

Material	Dicke	Be-Dotierung [cm^{-3}]
$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	37.5 nm	-
$In_{0.52}Al_{0.48}As$	2.5 nm	8×10^{19}
ErAs	1.75 ML	-
$In_{0.53}Ga_{0.47}As^*$	2.5 nm	8×10^{19}
$In_{0.53}Ga_{0.47}As^*$	35 nm	-
$In_{0.52}Al_{0.48}As^*$	2.5 nm	8×10^{19}
$ErAs^*$	1.75 ML	-
$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	2.5 nm	8×10^{19}
$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	37.5 nm	-
$In_{0.52}Al_{0.48}As$	250 nm	-
InP	S.I. Substrat	-

Die durch * markierten Schichten bilden die Einheitszelle des aus 29 Wiederholungen bestehenden Übergitters dieser Probe. Unter Berücksichtigung der obersten Übergitterzelle ergibt sich damit eine Gesamtdicke der aktiven Schichten dieses Wafers von 1200 nm.
Die Wachstumstemperatur betrug für alle Schichten 490 °C, die Wachstumsrate für die InGaAs und InAlAs Schichten war 0.47 μm/h.

Literaturverzeichnis

[1] J. A. Valdmanis, G. A. Mourou und C. W. Gabel, *Subpicosecond electrical sampling*, IEEE J. Quantum Electron. **19**, 664 (1983).

[2] J. A. Valdmanis, 1 THz-*prober for high-speed devices and integrated circuits*, Electron. Lett. **23**, 1308 (1987).

[3] J. A. Valdmanis, *Electro-optic measurement techniques for picosecond materials, devices and integrated circuits*, in Measurement of high-speed signals in solid state devices, Band 28 aus Semiconductors and semimetals, Hrsg. R. B. Marcus (Academic Press, Boston, 1990), 85-134.

[4] D. H. Auston, A. M. Johnson, P. R. Smith und J. C. Bean, *Picosecond optoelectronic detection, sampling, and correlation measurements in amorphous semiconductors*, Appl. Phys. Lett. **37**, 371 (1980).

[5] D. H. Auston, *Impulse response of photoconductors in transmission lines*, IEEE J. Quantum Electron. **19**, 639 (1983).

[6] D. H. Auston, *Picosecond photoconductivity: High-speed measurements of devices and materials*, in Measurement of high-speed signals in solid state devices, Band 28 aus Semiconductors and semimetals, Hrsg. R. B. Marcus (Academic Press, Boston, 1990), 85-134.

[7] J. Allam, N. de B. Baynes, J. R. A. Cleaver, K. Ogawa, T. Mishima und I. Ohbu, *Monolithically-integrated optoelectronic circuit for ultrafast sampling of a dual-gate field-effect transistor*, Opt. Quantum Electron. **28**, 875 (1996).

[8] K. Ogawa, J. Allam, N. de B. Baynes, J. R. A. Cleaver, T. Mishima und I. Ohbu, *Ultrafast characterization of an in-plane gate transistor*

integrated with photoconductive switches, Appl. Phys. Lett. **66**, 1228 (1995).

[9] K. Ogawa, J. Allam, N. de B. Baynes, J. R. A. Cleaver, T. Mishima und I. Ohbu, *Ultrafast characterization of in-plane-gate field-effect transistors: parasitics in laterally gated transistors*, Opt. Quantum Electron. **28**, 907 (1996).

[10] M. K. Jackson, M. Y. Frankel, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, D. Hulin, A. Antonetti, M. van Hove, M. de Readt, P. Crozat und H. Hafdallah, *Picosecond large-signal switching characteristics of a pseudomorphic AlGaAs/InGaAs modulated doped field effect transistor*, Appl. Phys. Lett. **61**, 1187 (1992).

[11] A. Zeng, M. K. Jackson, M. van Hove und M. de Readt, *On-wafer characterization of* $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ *modulation-doped field-effect transistor with* 4.2 ps *switching time and* 3.2 ps *delay*, Appl. Phys. Lett. **67**, 262 (1995).

[12] A. Zeng, M. K. Jackson, M. van Hove und M. de Readt, *Electrooptic characterization of modulation-doped field-effect transistors with monolithically-integrated test fixtures*, Opt. Quantum Electron. **28**, 867 (1996).

[13] J. A. Sheridan, B. A. Nechay, D. M. Bloom, P. M. Solomon und Y. C. Pao, *Direct measurement of transit time effects in MODFETs*, IEDM Technical Digest 579 (1994).

[14] M. Y. Frankel, D. Pavlidis und G. A. Mourou, *A study and optoelectronic verification of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistor large-signal characteristics*, IEEE J. Quantum Electron. **29**, 2799 (1993).

[15] M. Y. Frankel, J. F. Whitaker und G. A. Mourou, *Optoelectronic transient characterization of ultrafast devices*, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2313 (1992).

[16] M. Y. Frankel, 500 GHz *characterization of an optoelectronic S-parameter test structure*, IEEE Microwave and Guided Wave Lett. **4**, 118 (1994).

[17] M. Matloubian, H. Fetterman, M. Kim, A. Oki, J. Camou, S. Moss und D. Smith, *Picosecond optoelectronic measurement of S parameters and optical response of an AlGaAs/GaAs HBT*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **38**, 683 (1990).

[18] M. Lambsdorff, M. Klingenstein, J. Kuhl, C. Moglestue, J. Rosenzweig, A. Axmann, J. Schneider, A. Hülsmann, H. Leier und A. Forchel, *Subpicosecond characterization of carrier transport in GaAs-metal-semiconductor-metal photodiodes*, Appl. Phys. Lett. **58**, 1410 (1991).

[19] M. Klingenstein, J. Kuhl, J. Rosenzweig, C. Moglestue, A. Hülsmann und J. Schneider, *Time-resolved photocurrent response of metal-semiconductoe-metal photodetectors to double-pulse excitation*, Appl. Phys. Lett. **63**, 2780 (1993).

[20] M. Klingenstein, J. Kuhl, J. Rosenzweig, C. Moglestue, A. Hülsmann, J. Schneider und K. Köhler, *Photocurrent gain mechanisms in metal-semiconductor-metal photodetectors*, Sol. Stat. Electron. **37**, 333 (1994).

[21] J. F. Whitaker, G. A. Mourou, T. C. L. G. Sollner und W. D. Goodhue, *Picosecond switching time measurement of a resonant tunneling diode*, Appl. Phys. Lett. **53**, 385 (1988).

[22] N. Shimizu, T. Nagatsuma, T. Waho, M. Shinagawa, M. Yaita und M. Yamamoto, *A new method for characterizing ultrafast resonant-tunnelling diodes with electrooptic sampling*, Opt. Quantum Electron. **28**, 897 (1996).

[23] K. J. Weingarten, M. J. W. Rodwell und D. M. Bloom, *Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits*, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 198 (1988).

[24] S. Alexandrou, R. Sobolewski, H. Nakano, B. C. Tousley und T. Y. Hsiang, *Picosecond characterization of bent coplanar waveguides*, IEEE Microwave and Guided Wave Lett. **1**, 236 (1991).

[25] S. Alexandrou, R. Sobolewski und T. Y. Hsiang, *Bend-induced even and odd modes in picosecond electrical transients propagated on a coplanar waveguide*, Appl. Phys. Lett. **60**, 1836 (1992).

[26] S. Alexandrou, R. Sobolewski und T. Y. Hsiang, *Time-domain characterization of bent coplanar waveguides*, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2325 (1992).

[27] S. Alexandrou, C. C. Wang, M. Currie, R. Sobolewski und T. Y. Hsiang, *Loss and dispersion at subterahertz frequencies in coplanar waveguides with varying ground-plane widths*, Proc. SPIE **2149**, 108 (1994).

[28] M. Y. Frankel, S. Gupta, J. A. Valdmanis und G. A. Mourou, *Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **39**, 910 (1991).

[29] C. Fattinger und D. Grischkowsky, *Observation of electromagnetic shock waves from propagating surface-dipole distributions*, Phys. Rev. Lett. **62**, 2961 (1989).

[30] R. W. McGowan, D. Grischkowsky und J. A. Misewich, *Demonstrated low radiative loss of a quadrupole ultrashort electrical pulse propagated on a three strip coplanar transmission line*, Appl. Phys. Lett. **71**, 2842 (1997).

[31] W. J. Gallagher, C. C. Chi, I. N. Duling, D. Grischkowsky, N. J. Halas, M. B. Ketchen und A. W. Kleinsasser, *Subpicosecond optoelectronic study of resistive and superconductive transmission lines*, Appl. Phys. Lett. **50**, 350 (1987).

[32] M. B. Ketchen, D. Grischkowsky, T. C. Chen, C. C. Chi, I. N. Duling, N. J. Halas, J. M. Halbout, J. A. Kash und G. P. Li, *Generation of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines*, Appl. Phys. Lett. **48**, 751 (1986).

[33] D. Grischkowsky, I. N. Duling, J. C. Chen und C. C. Chi, *Electromagnetic shock waves from transmission lines*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1663 (1987).

[34] D. R. Grischkowsky, M. B. Ketchen, C. C. Chi, I. N. Duling, N. J. Halas, J. M. Halbout und P. G. May, *Capacitance free generation and detection of subpicosecond electrical pulses on coplanar lines*, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 221 (1988).

[35] N. G. Paulter, D. N. Sinha, A. J. Gibbs und W. R. Eisenstadt, *Optoelectronic measurement of picosecond electrical pulse propagation in coplanar waveguide transmission lines*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **37**, 1612 (1989).

[36] N. G. Paulter, *High-speed optoelectronic pulse generation and sampling system*, IEEE Trans. Instrum. Meas. **37**, 449 (1988).

[37] Y. Chen, S. Williamson und T. Brock, *1.9 picosecond high-sensitivity sampling optical temporal analyzer*, Appl. Phys. Lett. **64**, 551 (1994).

[38] C. C. Chi, W. J. Gallagher, I. N. Duling, D. Grischkowsky, N. J. Halas, M. B. Ketchen und A. W. Kleinsasser, *Subpicosecond optoelectronic study of superconducting transmission lines*, IEEE Trans. Mag. **23**, 1666 (1987).

[39] M. Klingenstein, J. Kuhl, R. Nötzel, K. Ploog, J. Rosenzweig, C. Moglestue, A. Hülsmann, J. Schneider und K. Köhler, *Ultrafast metal-semiconductor-metal photodiodes fabricated on low-temperature GaAs*, Appl. Phys. Lett. **60**, 627 (1992).

[40] M. Klingenstein, J. Kuhl, J. Rosenzweig, C. Moglestue und A. Axmann, *Transit time limited response of GaAs metal-semiconductor-metal photodiodes*, Appl. Phys. Lett. **58**, 2503 (1991).

[41] S. Verghese, N. Zamdmer, Q. Hu und A. Förster, *Cryogenic picosecond sampling using fiber-coupled photoconductive switches*, Appl. Phys. Lett. **70**, 2644 (1997).

[42] N. Zamdmer, Q. Hu, S. Verghese und A. Förster, *Mode-discriminating photoconductor and coplanar waveguide circuit for picosecond sampling*, Appl. Phys. Lett. **74**, 1039 (1999).

[43] D. K. Ferry, *Theory of resonant tunneling and surface superlattices*, in Physics of quantum electron devices, Hrsg. F. Capasso (Springer-Verlag, Berlin, 1990), 77-105.

[44] S. Datta, *Electronic tranport in mesoscopic systems* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).

[45] T. Ando, Y. Arakawa, K. Furuya, S. Komiyama und H. Nakashima (Hrsg.), *Mesoscopic physics and electronics*, (Springer-Verlag, Berlin, 1998).

[46] H. van Houten, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson und C. T. Foxon, *Coherent electron focussing in a two-dimensional electron gas*, Europhys. Lett. **5**, 721 (1988).

[47] H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, M. E. I. Broekaart, P. H. M. van Loosdrecht, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. T. Foxon und J. J. Harris, *Coherent electron focusing with quantum point contacts in a two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. B **39**, 8556 (1989).

[48] J. H. Smet, D. Weiss, R. H. Blick, G. Lütjering, K. von Klitzing, R. Fleischmann, R. Ketzmerick, T. Geisel und G. Weimann, *Magnetic focusing of composite fermions through arrays of cavities*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2272 (1996).

[49] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing und W. Wegscheider, *Cyclotron resonance of composite fermions*, Nature **415**, 409 (2002).

[50] G. Ernst, N. B. Zhitenev, R. J. Haug, K. von Klitzing und K. Eberl, *Pulse propagation in spin-polarized edge channels and at fractional filling factors*, Surface Science **361**, 102 (1996).

[51] G. Ernst, R. J. Haug, J. Kuhl, K. von Klitzing und K. Eberl, *Acoustic edge modes of the degenerate two-dimensional electron gas studied by time-resolved magnetotransport measurements*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4245 (1996).

[52] G. Ernst, N. B. Zhitenev, R. J. Haug und K. von Klitzing, *Dynamic excitations of fractional quantum hall edge states*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3748 (1997).

[53] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin und K. West, *Edge magnetoplasmons in the time domain*, Phys. Rev. B **45**, 3894 (1992).

[54] E. B. Treacy, *Optical pulse compression with diffraction gratings*, IEEE J. Quantum Electron. **5**, 454 (1969).

[55] S. Y. Chou, Y. Liu und P. B. Fischer, *Fabrication of sub-*50 nm *finger spacing and width high-speed metal-semiconductor-metal photodetectors using high-resolution electron beam lithography and molecular beam epitaxy*, J. Vac. Sci. Technol. B **9**, 2920 (1991).

[56] S. Y. Chou, Y. Liu und P. B. Fischer, *Tera-hertz GaAs metal-semiconductor-metal photodetectors with* 25 nm *finger spacing and width*, Appl. Phys. Lett. **61**, 477 (1992).

[57] S. Y. Chou, Y. Liu, W. Khalil, T. Y. Hsiang und S. Alexandrou, *Ultrafast nanoscale metal-semiconductor-metal photodetectors on bulk and low-temperature grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **61**, 819 (1992).

[58] S. Y. Chou und M. Y. Liu, *Nanoscale tera-hertz metal-semiconductor-metal photodetectors*, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2358 (1992).

[59] G. Ernst, R. J. Haug, M. Klingenstein, J. Kuhl, K. von Klitzing und K. Eberl, *Photoconductive switches for time-resolved transport measurements at low temperatures and high magnetic fields*, Appl. Phys. Lett. **68**, 3752 (1996).

[60] F. W. Smith, A. R. Calawa, C. Chen, M. J. Manfra und L. J. Mahoney, *New MBE buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFET's*, IEEE Electron Dev. Lett. **9**, 77 (1988).

[61] F. W. Smith, H. Q. Le, V. Diadiuk, M. A. Hollis, A. R. Calawa, S. Gupta, M. Frankel, D. R. Dykaar, G. A. Mourou und T. Y. Hsiang, *Picosecond-GaAs based photoconductive optoelectronic detectors*, Appl Phys. Lett. **54**, 890 (1989).

[62] J. F. Whitaker, *Optoelectronic applications of LTMBE III-V materials*, Mat. Sci. Eng. B **22**, 61 (1993).

[63] P. Kordŏs, A. Förster, M. Marso und F. Rüders, 550 GHz *bandwidth photodetector based on low-temperature grown molecular-beam epitaxial GaAs*, Electron. Lett. **34**, 119 (1998).

[64] Y. Chiu, S. B. Fleischer und J. E. Bowers, *High-speed low-temperature-grown GaAs p-i-n traveling-wave photodetector*, IEEE Phot. Technol. Lett. **10**, 1012 (1998).

[65] M. R. Melloch, D. C. Miller und B. Das, *Effect of a GaAs buffer layer grown at low substrate temperatures on a high-electron-mobility modulation-doped two-dimensional electron gas*, Appl. Phys. Lett. **54**, 943 (1989).

[66] J. P. Ibbetson, C. R. Bolognesi, H. Wernan, A. C. Gosard und U. K. Mishra, *Confinement of excess arsenic incorporated in thin layers of MBE-grown low-temperature GaAs*, Inst. Phys. Conf. Ser. **120**, 37 (1992).

[67] L. Yin, Y. Hwang, J. H. Lee, R. M. Kolbas, R. J. Trew und U. K. Mishra, *Improved breakdown voltage in GaAs MESFET's utilizing surface layers of GaAs grown at low temperature by MBE*, IEEE Electron Dev. Lett. **11**, 561 (1990).

[68] C. Kadow, S. B. Fleischer, J. P. Ibbetson, J. E. Bowers, A. C. Gossard, J. W. Dong und C. J. Palmstrøm, *Self-assembled ErAs islands in GaAs: Growth and subpicosecond carrier dynamics*, Appl. Phys. Lett. **75**, 3548 (1999).

[69] C. Kadow, A. W. Jackson, A. C. Gossard, J. E. Bowers, S. Matsuura und G. A. Blake, *Self-assembled ErAs islands in GaAs for THz applications*, Physica E **7**, 97 (2000).

[70] C. Kadow, A. W. Jackson, A. C. Gossard, S. Matsuura und G. A. Blake, *Self-assembled ErAs islands in GaAs for optical-heterodyne THz generation*, Appl. Phys. Lett. **76**, 3510 (2000).

[71] C. Kadow, J. A. Johnson, K. Kolstad, J. P. Ibbetson und A. C. Gossard, *Growth and microstructure of self-assembled ErAs islands in GaAs*, J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 2197 (2000).

[72] J. C. Diels und W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena* (Academic Press, San Diego, 1996).

[73] C. Hirlimann, *Pulsed optics*, in Femtosecond laser pulses, Hrsg. C. Rullière (Springer-Verlag, Berlin, 1998), 25-72.

[74] S. Linden, *Methoden zur kohärenten Amplituden- und Phasenspektroskopie für ultrakurze optische Pulse*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart, 1997.

[75] E. Hecht und A. Zajac, *Optics* (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1977).

[76] Operators Manual, *The Coherent GDC fiber delivery system*, Coherent Laser Group, 5100 Patrick Henry Drive, Santa Clara, CA 95054, USA.

[77] R. L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics* (Marcel Dekker, New York, 1996).

[78] D. Grischkowsky und A. C. Balant, *Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping*, Appl. Phys. Lett. **41**, 1 (1982).

[79] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen und J. P. Gordon, *Extreme picosecond narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers*, Opt. Lett. **8**, 289 (1983).

[80] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen und J. P. Gordon, *Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1095 (1980).

[81] R. H. Stolen, L. F. Mollenauer und W. J. Tomlinson, *Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers*, Opt. Lett. **8**, 186 (1983).

[82] D. L. Mills, *Nonlinear optics* (Springer-Verlag, Berlin, 1991).

[83] L. F. Mollenauer und R. H. Stolen, *The soliton laser*, Opt. Lett. **9**, 13 (1984).

[84] V. E. Zakharov und A. B. Shabat, *Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media*, Sov. Phys. JETP **34**, 62 (1972).

[85] A. Hasegawa und F. Tappert, *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion*, Appl. Phys. Lett. **23**, 142 (1973).

[86] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon und M. N. Islam, *Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss*, IEEE J. Quantum Electron. **22**, 157 (1986).

[87] H. A. Haus, *Waves and fields in optoelectronics* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1984).

[88] Y. R. Shen, *The principles of nonlinear optics* (John Wiley & Sons, New York, 1984).

[89] L. Sarger und J. Oberlé, *How to measure the characteristics of laser pulses*, in Femtosecond laser pulses, Hrsg. C. Rullière (Springer-Verlag, Berlin, 1998), 177-201.

[90] D. E. Spence, P. N. Kean und W. Sibbett, *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16**, 42 (1991).

[91] J. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael und F. Simoni, *Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy*, Appl. Opt. **24**, 1270 (1985).

[92] A. Ducasse, C. Rullière und B. Couillaud, *Methods for the generation of ultrashort laser pulses: Mode-locking*, in Femtosecond laser pulses, Hrsg. C. Rullière (Springer-Verlag, Berlin, 1998), 53-82.

[93] C. V. Shank, *Generation of ultrashort optical pulses*, in Ultrashort laser pulses, Band 60 aus Topics in Applied Physics, Hrsg. W. Kaiser (Springer-Verlag, Berlin, 1993), 5-34.

[94] W. Demtröder, *Laser spectroscopy* (Springer-Verlag, Berlin, 1996).

[95] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärntner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko und B. Luther-Davies, *Octave-spanning spectra directly from a two-foci Ti:sapphire laser with enhanced self-phase modulation*, in Conference on lasers and electro-optics (CLEO 2001), Technical Digest,

Postconference edition, Band 56 aus OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), (Optical Society of America, Washington DC, 2001), 26-27.

[96] U. Morgner, F. X. Kärntner, S. H. Cho, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow und T. Tschudi, *Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **24**, 411 (1999).

[97] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuscheck, F. Morier-Genoud und U. Keller, *Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime*, Opt. Lett. **24**, 631 (1999).

[98] Y. Ishida, N. Sarukura und H. Nakano, *Soliton-like pulse shaping in a cw passively mode-locked Ti:Al_2O_3 laser*, in Ultrafast Phenomena VII, Band 53 aus Springer series in chemical physics, Hrsg. C. B. Harris, E. P. Ippen, G. A. Mourou und A. H. Zewail (Springer-Verlag, Berlin, 1990), 75-77.

[99] F. Salin, P. Grangier, G. Roger und A. Brun, *Observation of high-order solitons directly produced by a femtosecond ring laser*, Phys. Rev. Lett. **56**, 1132 (1986).

[100] T. Tsang, *Observation of high-order solitons from a mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **18**, 293 (1993).

[101] T. Brabec, C. Spielmann und F. Krausz, *Mode locking in solitary lasers*, Opt. Lett. **16**, 1961 (1991).

[102] O. E. Martinez, R. L. Fork und J. P. Gordon, *Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion*, Opt. Lett. **9**, 156 (1984).

[103] O. E. Martinez, R. L. Fork und J. P. Gordon, *Theory of passively mode-locked lasers for the case of a nonlinear complex-propagation coefficient*, J. Opt. Soc Am. B **2**, 753 (1985).

[104] D. C. Look, *Molecular beam epitaxial GaAs grown at low temperatures*, Thin Solid Films **231**, 61 (1993).

[105] G. L. Witt, *LTMBE GaAs: present status and perspectives*, Mat. Sci. Eng. B **22**, 9 (1993).

[106] Z. Liliental-Weber, W. Swider, K. M. Yu, J. Kortright, F. W. Smith und A. R. Calawa, *Breakdown of crystallinity in low-temperature-grown GaAs layers*, Appl. Phys. Lett. **58**, 2153 (1991).

[107] M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, T. George, J. B. Kortright, F. W. Smith, B. Tsaur und A. R. Calawa, *Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures*, Appl. Phys. Lett. **54**, 1881 (1989).

[108] M. Kaminska, E. R. Weber, Z. Liliental-Weber, R. Leon und Z. U. Rek, *Stoichiometry-related defects in GaAs grown by molecular-beam epitaxy at low temperatures*, J. Vac. Sci. Technol. B **7**, 710 (1989).

[109] A. Claverie und Z. Liliental-Weber, *Extended defects and precipitates in LT-GaAs, LT-InAlAs and LT-InP*, Mat. Sci. Eng. B **22**, 45 (1993).

[110] K. M. Yu, M. Kaminska und Z. Liliental-Weber, *Characterization of GaAs layers grown by low temperature molecular beam epitaxy using ion beam techniques*, J. Appl. Phys. **72**, 2850 (1992).

[111] D. C. Look, D. C. Walters, M. Mier, C. E. Stutz und S. K. Brierly, *Native donors and acceptors in molecular-beam epitaxial GaAs grown at* 200 °C, Appl. Phys. Lett. **60**, 2900 (1992).

[112] X. Liu, A. Prasad, W. M. Chen, A. Kurpiewski, A. Stoschek, Z. Liliental-Weber und E. R. Weber, *Mechanism responsible for the semi-insulating properties of low-temperature grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **65**, 3002 (1994).

[113] X. Liu, A. Prasad, J. Nishio, E. R. Weber, Z. Liliental-Weber und W. Walukiewicz, *Native point defects in low-temperature-grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **67**, 279 (1995).

[114] U. Siegner, R. Fluck, G. Zhang und U. Keller, *Ultrafast high-intensity nonlinear absorption dynamics in low-temperature grown gallium arsenide*, Appl. Phys. Lett. **69**, 2566 (1996).

[115] P. Hautojärvi, J. Mäkinen, S. Palko, K. Saarinen, C. Corbel und L. Liszkay, *Point defects in III-V materials grown by molecular beam epitaxy at low temperature*, Mat. Sci. Eng. B **22**, 16 (1993).

[116] Z. Liliental-Weber, G. Cooper, R. Mariella und C. Kocot, *The role of As in molecular-beam epitaxy layers grown at low temperature*, J. Vac. Sci. Technol. B **9**, 2323 (1991).

[117] H. Shen, F. C. Rong, R. Lux, J. Pamulapati, M. Taysing-Lara, M. Dutta, E. H. Poindexter, L. Calderon und Y. Lu, *Fermi level pinning in low-temperature molecular beam epitaxial GaAs*, Appl. Phys. Lett. **61**, 1585 (1992).

[118] D. C. Look, J. T. Grant und J. R. Sizelove, *Shifted x-ray photoelectron peak in molecular-beam epitaxial GaAs grown at* 200 °C, Appl. Phys. Lett. **61**, 1329 (1992).

[119] D. C. Look, D. C. Walters, G. D. Robinson, J. R. Sizelove, M. G. Mier und C. E. Stutz, *Annealing dynamics of molecular-beam epitaxial GaAs grown at* 200 °C, J. Appl. Phys. **74**, 306 (1993).

[120] M. O. Manasreh, D. C. Look, K. R. Evans und C. E. Stutz, *Infrared absorption of deep defects in molecular-beam-epitaxial GaAs layers grown at* 200 °C*: Observation of an EL2-like defect*, Phys. Rev. B **41**, 10272 (1990).

[121] A. C. Warren, J. M. Woodall, P. D. Kirchner, X. Yin, F. Pollak, M. R. Melloch, N. Otsuka und K. Mahalingam, *Role of excess As in low-temperature-grown GaAs*, Phys. Rev. B **46**, 4617 (1992).

[122] H. J. von Bardeleben, M. O. Manasreh, D. C. Look, K. R. Evans und C. E. Stutz, *Electron-paramagnetic-resonance study of GaAs grown by low-temperature molecular-beam epitaxy*, Phys. Rev. B **45**, 3372 (1992).

[123] M. Stellmacher, J. Schnell, D. Adam und J. Nagle, *Photoconductivity investigation of the electron dynamics in GaAs grown at low temperature*, Appl. Phys. Lett. **74**, 1239 (1999).

[124] D. C. Look, *On compensation and conductivity models for molecular-beam-epitaxial GaAs grown at low temperature*, J. Appl. Phys. **70**, 3148 (1991).

[125] J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan und D. Westwood, *Transport properties of GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low temperature and the effects of annealing*, J. Appl. Phys. **79**, 3622 (1996).

[126] P. Kordŏs, M. Marso, A. Förster, J. Darmo, J. Betko und G. Nimtz, *Space-charge controlled conduction in low-temperature grown molecular-beam epitaxial GaAs*, Appl. Phys. Lett. **71**, 1118 (1997).

[127] Z. Liliental-Weber, A. Claverie, J. Washburn, F. Smith und R. Calawa, *Microstructure of annealed low-temperature grown GaAs layers*, Appl. Phys. A **53**, 141 (1991).

[128] M. R. Melloch, N. Otsuka, J. M. Woodall, A. C. Warren und J. L. Freeouf, *Formation of arsenic precipitates in GaAs buffer layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures*, Appl. Phys. Lett. **57**, 1531 (1990).

[129] A. C. Warren, J. M. Woodall, J. L. Freeouf, D. Grischkowsky, M. R. Melloch und N. Otsuka, *Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **57**, 1331 (1990).

[130] K. Mahalingam, N. Otsuka, M. R. Melloch, J. M. Woodall und A. C. Warren, *Substrate temperature dependence of arsenic precipitate formation in AlGaAs and GaAs*, J. Vac. Sci. Technol. B **9**, 2328 (1991).

[131] J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan und D. Westwood, *Thermal annealing effect on low temperature molecular beam epitaxy grown GaAs: Arsenic precipitation and the change of resistivity*, Appl. Phys. Lett. **64**, 3614 (1994).

[132] M. R. Melloch, D. D. Nolte, N. Otsuka, C. L. Chang und J. M. Woodall, *Arsenic cluster engineering for excitonic electro-optics*, J. Vac. Sci. Technol. B **11**, 795 (1993).

[133] D. C. Look, D. C. Walters, M. Q. Manashreh, J. R. Sizelove, C. E. Stutz und K. R. Evans, *Anomalous Hall-efect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs: Hopping in a dense EL2-like band*, Phys. Rev. B **42**, 3578 (1990).

[134] K. P. Korona, M. Kamińska, J. M. Baranowski und E. R. Weber, *Electro-optical measurement of low temperature GaAs*, Mat. Sci. Eng. B **22**, 41 (1993).

[135] S. Gupta, M. Y. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker und G. A. Mourou, *Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures*, Appl. Phys. Lett. **59**, 3276 (1991).

[136] S. Gupta, J. F. Whitaker und G. A. Mourou, *Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular beam epitaxy at very low substrate temperatures*, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2464 (1992).

[137] K. A. McIntosh, K. B. Nichols, S. Verghese und E. R. Brown, *Investigation of ultrashort photocarrier relaxation times in low-temperature-grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **70**, 354 (1997).

[138] S. S. Prabhu, S. E. Ralph, M. R. Melloch und E. S. Harmon, *Carrier dynamics of low-temperature-grown GaAs observed via THz spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **70**, 2419 (1997).

[139] H. Němec, A. Pashkin, P. Kužel, M. Khazan, S. Schnüll und I. Wilke, *Carrier dynamics in low-temperature grown GaAs studied by terahertz emission spectroscopy*, J. Appl. Phys. **90**, 1303 (2001).

[140] E. S. Harmon, M. R. Melloch, J. M. Woodal, D. D. Nolte, N. Otsuka und C. L. Chang, *Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs*, Appl. Phys. Lett. **63**, 2248 (1993).

[141] P. Grenier und J. F. Whitaker, *Subband gap carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **70**, 1998 (1997).

[142] A. J. Lochtefeld, M. R. Melloch, J. C. P. Chang und E. S. Harmon, *The role of point defects and arsenic precipitates in carrier trapping and recombination in low-temperature grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **69**, 1465 (1996).

[143] P. W. E. Smith, S. D. Benjamin und H. S. Loka, *Tailoring of trap-related carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **71**, 1156 (1997).

[144] S. D. Benjamin, H. S. Loka, A. Othonos und P. W. E. Smith, *Ultrafast dynamics of nonlinear absorption in low-temperature-grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **68**, 2544 (1996).

[145] H. S. Loka, S. D. Benjamin und P. W. E. Smith, *Influence of material growth and annealing conditions on recombination processes in low-temperature-grown GaAs*, Opt. Comm. **161**, 232 (1999).

[146] H. S. Loka, S. D. Benjamin und P. W. E. Smith, *Optical characterization of low-temperature-grown GaAs for ultrafast all-optical switching devices*, IEEE J. Quantum Electron. **34**, 1426 (1998).

[147] H. S. Loka, S. D. Benjamin und P. W. E. Smith, *Refractive index and absorption changes in low-temperature-grown GaAs*, Opt. Comm. **155**, 206 (1998).

[148] S. Verghese, N. Zamdmer, Q. Hu, E. R. Brown und A. Förster, *An optical correlator using a low-temperature-grown GaAs photoconductor*, Appl. Phys. Lett. **69**, 842 (1996).

[149] M. Haiml, U.Siegner, F. Morier-Genoud, U. Keller, M. Luysberg, P. Specht und E. R. Weber, *Femtosecond response times and high optical nonlinearity in beryllium-doped low-temperature grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **74**, 1269 (1999).

[150] J. Yu, S. Horng und C. Chi, *Well-above bandgap transient photoreflectance characterization of low-temperature-grown GaAs*, Jpn. J. Appl. Phys. Part 1 **32**, 554 (1998).

[151] J. Yu, H. Ho, S. Horng und C. Chi, *Spectral dependence of time-resolved photoreflectance of low-temperature-grown GaAs*, Jpn. J. Appl. Phys. Part 1 **36**, 2144 (1997).

[152] S. M. Sze, *Semiconductor Devices, Physics and Technology* (John Wiley & Sons, New York, 1985).

[153] R. N. Hall, *Electron-hole recombination in germanium*, Phys. Rev. **87**, 387 (1952).

[154] W. Shockley und W. T. Read, *Statistics of recombination of holes and electrons*, Phys. Rev. **87**, 835 (1952).

[155] K. D. Maranowski, J. P. Ibbetson, K. L. Campman und A. C. Gossard, *Interface between low-temperature grown GaAs and undoped GaAs as a conduction barrier for back gates*, Appl. Phys. Lett. **66**, 3459 (1995).

[156] J. Betko, P. Kordos, S. Kuklovsky, A. Förster, D. Gregusová und H. Lüth, *Electrical properties of molecular beam epitaxial GaAs layers grown at low temperature*, Mat. Sci. Eng. B **28**, 147 (1994).

[157] J. Betko, M. Morvic, J. Novák, A. Förster und P. Kordoš, *Hall mobility analysis in low-temperature-grown molecular-beam epitaxial GaAs*, Appl. Phys. Lett. **69**, 2563 (1996).

[158] J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan, D. Westwood und R. H. Williams, *The electrical breakdown properties of GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low temperature*, Semicond. Sci. Technol. **9**, 2199 (1994).

[159] J. P. Ibbetson, J. S. Speck, N. X. Nguyen, A. C. Gossard und U. K. Mishra, *The role of microstructure in the electrical properties of GaAs grown at low temperature*, J. Electron. Mat. **22**, 1421 (1993).

[160] D. C. Look, Z. Fang und J. R. Sizelove, *Recovery of quenched hopping conduction in GaAs layers grown by molecular-beam epitaxy at* 200 °C, Phys. Rev. B **47**, 1441 (1993).

[161] D. C. Look, Z. Fang, J. R. Sizelove und C. E. Stutz, *New* As_{Ga} *related center in GaAs*, Phys. Rev. Lett. **70**, 465 (1993).

[162] Z. Fang und D. C. Look, *Hopping conduction and its photoquenching in molecular beam epitaxial GaAs grown at low temperatures*, J. Electron. Mat. **22**, 1429 (1993).

[163] D. C. Look, G. D. Robinson, J. R. Sizelove und C. E. Stutz, *Electrical properties of molecular beam epitaxial GaAs grown at* $300 - 400\,^{\circ}\mathrm{C}$, J. Electron. Mat. **22**, 1425 (1993).

[164] E. R. Brown, K. A. McIntosh, F. W. Smith, K. B. Nichols, M. J. Manfra, C. L. Dennis und J. P. Mattia, *Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence in a low-temperature-grown GaAs photomixer*, Appl. Phys. Lett. **64**, 3311 (1994).

[165] H. Yamamoto, Z. Fang und D. C. Look, *Nonalloyed ohmic contacts on low-temperature molecular beam epitaxial GaAs: Influence of deep donor band*, Appl. Phys. Lett. **57**, 1537 (1990).

[166] N. Zamdmer, *The design and testing of integrated circuits for submillimeter-wave spectroscopy*, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1999.

[167] S. Sethi und P. K. Bhattacharya, *Characteristics and device applications of erbium doped III-V semiconductors grown by molecular beam epitaxy*, J. Electron. Mat. **25**, 467 (1996).

[168] D. W. Elsaesser, J. E. Colon, Y. K. Yeo, R. L. Hengehold, K. R. Evans und J. S. Solomon, *Erbium complexes and defect levels in MBE-grown erbium-doped GaAs and AlGaAs*, J. Cryst. Growth **127**, 707 (1993).

[169] D. W. Elsaesser, Y. K. Yeo, R. L. Hengehold, K. R. Evans und F. L. Pedrotti, *Er-related deep centers in GaAs doped with Er by ion implantation and molecular beam epitaxy*, J. Appl. Phys. **77**, 3919 (1995).

[170] D. Seghier, T. Benyattou, A. Kalboussi, S. Moneger, G. Marrakchi, G. Guillot, B. Lambert und A. Guivarc'h, *Optical and electrical properties of rare earth (Yb,Er) doped GaAs grown by molecular beam epitaxy*, J. Appl. Phys. **75**, 4171 (1994).

[171] K. E. Singer, P. Rutter, A. R. Peaker und A. C. Wright, *Self-organizing growth of erbium arsenide quantum dots and wires in gallium arsenide by molecular beam epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **64**, 707 (1994).

[172] I. Poole, K. E. Singer, A. R. Peaker und A. C. Wright, *Growth and structural characterization of molecular beam epitaxial erbium-doped GaAs*, J. Cryst. Growth **121**, 121 (1992).

[173] S. Gupta, S. Sethi und P. K. Bhattacharya, *Picosecond carrier lifetime in erbium-doped-GaAs*, Appl. Phys. Lett. **62**, 1128 (1992).

[174] S. Sethi, T. Brock, P. K. Bhattacharya, J. Kim, S. Williamson, D. Craig und J. Nees, *High-speed metal-semiconductor-metal photodiodes with Er-doped-GaAs*, IEEE Electron Dev. Lett. **16**, 106 (1995).

[175] C. Kadow, *Self-assembled ErAs islands in GaAs for photomixer devices*, Dissertation, University of California, Santa Barbara, 2000.

[176] D. R. Schmidt, A. G. Petukhov, M. Foygel, J. P. Ibbetson und S. J. Allen, *Fluctuation controlled hopping of bound magnetic polarons in ErAs:GaAs nanocomposites*, Phys. Rev. Lett. **82**, 823 (1999).

[177] R. W. Jackson, *Mode conversion at discontinuities in finite-width conductor-backed coplanar waveguide*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **37**, 1582 (1989).

[178] M. Riaziat, R. Majidi-Ahy und I. Feng, *Propagation modes and dispersion characteristics of coplanar waveguides*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **38**, 245 (1990).

[179] Y. Chen, S. Willamson, T. Brock, F. W. Smith und A. R. Calawa, *375-GHz-bandwidth photoconductive detector*, Appl. Phys. Lett. **59**, 1984 (1991).

[180] M. Y. Frankel, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith und A. R. Calawa, *High-voltage picosecond photoconductor switch based on low-temperature-grown GaAs*, IEEE Trans. Electron Dev. **37**, 2493 (1990).

[181] B. J. van Zeghbroeck, W. Patrick, J. M. Halbout und P. Vettiger, *105-GHz bandwidth metal-semiconductor-metal photodiode*, IEEE Electron Dev. Lett. **9**, 527 (1988).

[182] S. M. Sze, D. J. Coleman und A. Loya, *Current transport in metal-semiconductor-metal (MSM) structures*, Sol. Stat. Electron. **14**, 1209 (1971).

[183] R. B. Darling, *Surface sensitivity and bias dependence of narrow-gap metal-semiconductor-metal photodetectors*, J. Appl. Phys. **67**, 3152 (1990).

[184] S. P. Wilson und A. B. Walker, *One- and two-dimensional models of the transient response of metal-semiconductor-metal photodetectors including diffraction*, Semicond. Sci. Technol. **12**, 1265 (1997).

[185] G. M. Dunn, A. B. Walker, A. J. Vickers und V. R. Wicks, *Transient response of photodetectors*, J. Appl. Phys. **79**, 7329 (1996).

[186] R. L. Peterson, *Numerical study of currents and fields in a photoconductive detector*, IEEE J. Quantum Electron. **23**, 1185 (1987).

[187] C. M. Hurd und W. R. McKinnon, *Modeling the behavior of photogenerated charge in semi-insulating GaAs*, J. Appl. Phys. **75**, 596 (1994).

[188] E. Sano, *A device model for metal-semiconductor-metal photodetectors and its applications to optoelectronic integrated circuit simulation*, IEEE Trans. Electron Dev. **37**, 1964 (1990).

[189] A. E. Iverson und D. L. Smith, *Mathematical modeling of photoconductor transient response*, IEEE Trans. Electron Dev. **34**, 2098 (1987).

[190] D. Landheer, Z. Li, S. P. McAlister und D. A. Aruliah, *Modeling of ultrafast metal-semiconductor-metal photodetectors*, Can. J. Phys. **69**, 520 (1991).

[191] C. Moglestue, J. Rosenzweig, J. Kuhl, M. Klingenstein, M. Lambsdorff, A. Axmann, J. Schneider und A. Hülsmann, *Picosecond pulse response characteristic of GaAs metal-semiconductor-metal photodetectors*, J. Appl. Phys. **70**, 2435 (1991).

[192] E. Sano, *Two-dimensional ensemble Monte Carlo calculation of pulse responses of submicrometer GaAs metal-semiconductor-metal photodetectors*, IEEE Trans. Electron Dev. **38**, 2075 (1991).

[193] G. M. Dunn, A. B. Walker, J. H. Jefferson und D. C. Herbert, *Monte Carlo simulation of GaAs optically activated switches*, Semicond. Sci. Technol. **9**, 2116 (1994).

[194] A. E. Iverson, G. M. Wysin, D. L. Smith und A. Redondo, *Overshoot in the response of a photoconductor excited by subpicosecond pulses*, Appl. Phys. Lett. **52**, 2148 (1988).

[195] C. Jacoboni und L. Reggiani, *The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials*, Rev. Mod. Phys. **55**, 645 (1983).

[196] W. Fawcett, A. D. Boardman und S. Swain, *Monte Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide*, J. Phys. Chem. Solids **31**, 1963 (1970).

[197] M. A. Osman und D. K. Ferry, *Electron-hole interaction and high-field transport of photoexcited electrons in GaAs*, J. Appl. Phys. **61**, 5330 (1987).

[198] S. N. Chamoun, R. Joshi, E. N. Arnold, R. O. Grondin, K. E. Meyer, M. Pessot und G. A. Mourou, *Theoretical and experimental investigations of subpicosecond photoconductivity*, J. Appl. Phys. **66**, 236 (1989).

[199] G. M. Wysin, D. L. Smith und A. Redondo, *Picosecond response of photoexcited GaAs in a uniform electric field by Monte Carlo dynamics*, Phys. Rev. B **38**, 12514 (1988).

[200] K. Meyer, M. Pessot, G. Mourou, R. Grondin und S. Chamoun, *Subpicosecond photoconductivity overshoot in gallium arsenide observed by electro-optic sampling*, Appl. Phys. Lett. **53**, 2254 (1988).

[201] J. Son, W. Sha, J. Kim, T. B. Norris, J. F. Whitaker und G. A. Mourou, *Transient velocity overshoot dynamics in GaAs for electric fields* $\leq 200\,\mathrm{kV/cm}$, Appl. Phys. Lett. **63**, 923 (1993).

[202] S. P. Wilson und A. B. Walker, *Scaling properties of metal-semiconductor-metal photodetectors*, Semicond. Sci. Technol. **11**, 1322 (1996).

[203] Landolt-Börnstein, Hrsg. K. H. Hellwege (Springer-Verlag, Berlin, 1982), Serie III, Band 17a.

[204] Landolt-Börnstein, Hrsg. K. H. Hellwege (Springer-Verlag, Berlin, 1982), Serie III, Band 17a, Seite 243.

[205] S. U. Dankowski, D. Streb, M. Ruff, P. Kiesel, M. Kneissl, B. Knüpfer, G. H. Döhler, U. D. Keil, C. B. Sørenson und A. K. Verma, *Above band gap absorption spectra of the arsenic antisite defect in low temperature grown GaAs and AlGaAs*, Appl. Phys. Lett. **68**, 37 (1996).

[206] D. Streb, M. Ruff, S. U. Dankowski, P. Kiesel, M. Kneissl, S. Malzer, U. D. Keil und G. H. Döhler, *Optical characterization of low temperature grown GaAs by transmission measurements above the band gap*, J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 2275 (1996).

[207] S. U. Dankowski, P. Kiesel, M. Ruff, D. Streb, S. Tautz, U. D. Keil, C. B. Sørensen, B. Knüpfer, M. Kneissl und G. H. Döhler, *Optical and electro-optical investigation of low-temperature grown GaAs*, Mat. Sci. Eng. B **44**, 316 (1997).

[208] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics,* Seite 77 (John Wiley & Sons, New York, 1975).

[209] K. Grigoras, A. Krotkus und A. Deringas, *Picosecond lifetime measurement in semiconductor by optoelectronic autocorrelation*, Electron. Lett. **27**, 1024 (1991).

[210] V. Pašiškevičius, A. Deringas und A. Krotkus, *Photocurrent nonlinearities in ultrafast optoelectronic switches*, Appl. Phys. Lett. **63**, 2237 (1993).

[211] R. H. Jacobsen, K. Birkelund, T. Holst, P. U. Jepsen und S. R. Keiding, *Interpretation of photocurrent correlation measurements used for ultrafast photoconductive switch characterization*, J. Appl. Phys. **79**, 2649 (1996).

[212] S. D. Brorson, J. Zhang und S. R. Keiding, *Ultrafast carrier trapping and slow recombination in ion-bombarded silicon on sapphire measured via THz spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **64**, 2385 (1994).

[213] M. Lambsdorff, *Subpikosekunden-Photoleitung in ionenbestrahltem Si und GaAs – Grundlagen und Anwendungen*, Dissertation, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, 1990.

[214] J. J. Kuta, H. M. van Driel, D. Landheer und J. A. Adams, *Polarization and wavelength dependence of metal-semiconductor-metal photodetector response*, Appl. Phys. Lett. **64**, 140 (1994).

[215] J. J. Kuta, H. M. van Driel, D. Landheer und Y. Feng, *Polarization dependence of the temporal response of metal-semiconductor-metal photodetectors*, Appl. Phys. Lett. **65**, 3146 (1994).

[216] J. J. Kuta, *Optical response of micron period metal lamellar gratings*, Dissertation, University of Toronto, 1995.

[217] T. F. Carruthers und J. F. Weller, *Picosecond optical mixing in fast photodetectors*, Appl. Phys. Lett. **48**, 460 (1986).

[218] K. C. Gupta, R. Garg und I. J. Bahl, *Microstriplines and slotlines* (Artech House, Norwood, 1979).

[219] J. F. Whitaker, R. Sobolewski, D. R. Dykaar, T. Y. Hsiang und G. A. Mourou, *Propagation model for ultrafast signals on superconductive dispersive striplines*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **36**, 277 (1988).

[220] G. Hasnain, A. Dienes und J. R. Whinnery, *Dispersion of picosecond pulses in coplanar transmission lines*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **34**, 738 (1986).

[221] U. D. Keil, D. R. Dykaar, A. F. J. Levi, R. F. Kopf, L. N. Pfeiffer, S. B. Darack und K. W. West, *High-speed coplanar transmission lines*, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2333 (1992).

[222] H. J. Cheng, J. F. Whitaker, T. M. Weller und L. P. B. Katehi, *Terahertz bandwidth characteristics of coplanar transmission lines*

on low permittivity substrates, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **42**, 2399 (1994).

[223] D. S. Phatak und A. P. DeFonzo, *Dispersion characteristics of optically excited coplanar striplines: Pulse propagation*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **38**, 654 (1990).

[224] C. M. Wolfe, N. Holonyak und G. E. Stillman, *Physical properties of semiconductors* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1989).

[225] T. H. Ning, *High-field capture of electrons by Coulomb-attractive centers in silicon dioxide*, J. Appl. Phys. **47**, 3203 (1976).

[226] D. A. Buchanan, M. V. Fischetti und D. J. DiMaria, *Coulombic and neutral trapping centers in silicon dioxide*, Phys. Rev. B **43**, 1471 (1991).

[227] A. Dadgar, R. Engelhardt, M. Kuttler und D. Bimberg, *Capacitance transient study of the deep Fe acceptor in indium phosphide*, Phys. Rev. B **56**, 10241 (1997).

[228] C. H. Henry und D. V. Lang, *Nonradiative capture and recombination by multiphonon emission in GaAs and GaP*, Phys. Rev. B **15**, 989 (1977).

[229] M. Isler und D. Liebig, *Enhanced multiphonon capture of hot electrons by deep centers with strong lattice coupling: A Monte Carlo study of InP:Fe*, Phys. Rev. B **61**, 7483 (2000).

[230] G. A. Dussel und K. W. Böer, *Field-enhanced ionization*, Phys. Stat. Sol. B **39**, 375 (1970).

[231] K. Seeger, *Halbleiterphysik, Eine Einführung, Band 1* (Vieweg, Braunschweig, 1992).

[232] J. Frenkel, *On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semi-conductors*, Phys. Rev. **54**, 647 (1938).

[233] M. Lax, *Cascade capture of electrons in solids*, Phys. Rev. **119**, 1502 (1960).

[234] V. Y. Prinz und S. N. Rechkunov, *Influence of a strong electric field on the carrier capture by nonradiative deep-level centers in GaAs*, Phys. Stat. Sol. B **118**, 159 (1983).

[235] F. Piazza, P. C. M. Christianen und J. C. Maan, *Electric field dependent EL2 capture coefficient in semi-insulating GaAs obtained from propagating high field domains*, Appl. Phys. Lett. **69**, 1909 (1996).

[236] N. Zamdmer, Q. Hu, K. A. McIntosh und S. Verghese, *Increase in response time of low-temperature-grown GaAs photoconductive switches at high voltage bias*, Appl. Phys. Lett. **75**, 2313 (1999).

[237] J. Požela und A. Reklaitis, *Electron transport properties in GaAs at high electric fields*, Sol. Stat. Electron. **23**, 927 (1980).

[238] J. G. Ruch und S. Kino, *Transport properties of GaAs*, Phys. Rev. **174**, 921 (1968).

[239] V. L. Dalal, A. B. Dreeben und A. Triano, *Temperature dependence of hole velocity in p-GaAs*, J. Appl. Phys. **42**, 2864 (1971).

[240] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, New York, 1981).

[241] A. G. Milnes, *Deep Impurities in Semiconductors* (John Wiley & Sons, New York, 1973).

[242] R. Hill, *Poole-Frenkel conduction in amorphous solids*, Philos. Mag. **23**, 59 (1971).

[243] G. Vincent, A. Chantre und D. Bois, *Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions*, J. Appl. Phys. **50**, 5484 (1979).

[244] L. Partain, D. Day und R. Powell, *Metastable impact ionization of traps model for lock-on in GaAs photoconductive switches*, J. Appl. Phys. **74**, 335 (1993).

[245] N. de B. Baynes, J. Allam, J. R. A. Cleaver, K. Ogawa, I. Ohbu und T. Mishima, *Scaling characteristics of picosecond interdigitated photoconductors*, Inst. Phys. Conf. Ser. **136**, 337 (1994).

[246] S. Verghese, K. A. McIntosh und E. R. Brown, *Optical and terahertz power limits in the low-temperature-grown GaAs photomixers*, Appl. Phys. Lett. **71**, 2743 (1997).

[247] A. Mitonneau, A. Mircea, G. M. Martin und D. Pons, *Electron and hole capture cross-sections at deep centers in gallium arsenide*, Rev. Phys. Appl. **14**, 853 (1979).

[248] C. H. Henry und D. V. Lang, *Nonradiative recombination at deep levels in GaAs and GaP by lattice-relaxation multiphonon emission*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1525 (1975).

[249] D. V. Lang und R. A. Logan, *A study of deep levels in GaAs by capacitance spectroscopy*, J. Electron. Mat. **4**, 1053 (1975).

[250] V. Y. Prinz und B. A. Bobylev, *Influence of a strong electric field on the electron capture by nonradiative GaAs centers*, Sov. Phys. Semicond. **14**, 1097 (1980).

[251] K. Hirakawa und H. Sakaki, *Hot-electron transport in selectively doped n-type AlGaAs/GaAs heterojunctions*, J. Appl. Phys. **63**, 803 (1988).

[252] P. A. Houston und A. G. R. Evans, *Electron drift velocity in n-GaAs at high electric fields*, Sol. Stat. Electron. **20**, 197 (1977).

[253] D. C. Look, Z. Fang, H. Yamamoto, J. R. Sizelove, M. G. Mier und C. E. Stutz, *Deep traps in molecular-beam-epitaxial GaAs grown at low temperatures*, J. Appl. Phys. **76**, 1029 (1994).

[254] Landolt-Börnstein, Hrsg. K. H. Hellwege (Springer-Verlag, Berlin, 1982), Serie III, Band 22a, Seite 142.

[255] D. C. Driscoll, M. Hanson, C. Kadow und A. C. Gossard, *Electronic structure and conduction in a metal-semiconductor digital composite: ErAs:InGaAs*, Appl. Phys. Lett. **78**, 1703 (2001).

[256] D. C. Driscoll, M. Hanson, C. Kadow und A. C. Gossard, *Transition to insulating behavior in the metal-semiconductor digital composite ErAs:InGaAs*, J. Vac. Sci. Technol. B **19**, 1631 (2001).

[257] D. Kuhl, F. Hieronymi, E. H. Böttcher, T. Wolf, D. Bimberg, J. Kuhl und M. Klingenstein, *Influence of space charges on the impulse response of InGaAs metal-semiconductor-metal photodetectors*, IEEE J. Lightwave Technol. **10**, 753 (1992).

[258] D. H. Auston, *Picosecond photoconductors: Physical properties and applications*, in Picosecond optoelectronic devices, Hrsg. C. H. Lee (Academic Press, Orlando, 1984), 73-117.

[259] D. C. Driscoll, private Mitteilung.

[260] J. M. Ballingall, P. Ho, , J. Mazurowski, L. Lester, K. C. Hwang, J. Sutliff, S. Gupta und J. F. Whitaker, $In_{\mathrm{x}}Ga_{1-\mathrm{x}}As$ *(x=0.25-0.35) grown at low temperature*, J. Electron. Mat. **22**, 1471 (1993).

[261] S. Gupta, J. F. Whitaker, S. L. Williamson, G. A. Mourou, L. Lester, K. C. Hwang, P. Ho, , J. Mazurowski und J. M. Ballingall, *High speed photodetector applications of GaAs and* $In_{\mathrm{x}}Ga_{1-\mathrm{x}}As$*/GaAs grown by low-temperature molecular beam epitaxy*, J. Electron. Mat. **22**, 1449 (1993).

[262] L. F. Lester, K. C. Hwang, P. Ho, J. Mazurowski, J. M. Ballingall, J. Sutliff, S. Gupta, J. Whitaker und S. L. Williamson, *Ultrafast long-wavelength photodetectors on low-temperature InGaAs on GaAs*, IEEE Phot. Technol. Lett. **5**, 511 (1993).

[263] R. Takahashi, Y. Kawamura, T. Kagawa und H. Iwamura, *Ultrafast* $1.55\,\mu$m *photoresponse in low-temperature-grown InGaAs/InAlAs quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **65**, 1790 (1994).

[264] B. C. Tousley, S. M. Metha, A. I. Lobad, P. J. Rodney, P. M. Fauchet und P. Cooke, *Femtosecond optical response of low temperature grown* $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, J. Electron. Mat. **22**, 1477 (1993).

[265] C. P. Wen, *Coplanar waveguide: A surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic device applications*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **17**, 1087 (1969).

[266] E. Pehl, *Mikrowellentechnik, Band 1: Wellenleitungen und Leitungsbausteine* (Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 1988).

[267] E. Yamashita, K. Atsuki und T. Ueda, *An approximate dispersion formula of microstrip lines for computer-aided design of microwave integrated circuits*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **27**, 1036 (1979).

[268] S. Gupta, J. F. Whitaker und G. A. Mourou, *Subpicosecond pulse propagation on coplanar waveguides: Experiment and simulation*, IEEE Microwave and Guided Wave Lett. **1**, 161 (1991).

[269] D. B. Rutledge, D. P. Neikirk und D. P. Kasilingam, *Integrated-circuit antennas*, in Millimeter components and techniques, Band 10 Teil II aus Infrared and millimeter waves, Hrsg. K. J. Button (Academic Press, Orlando, 1983), 1-90.

[270] J. Kim, S. Willamson, J. Nees, S. Wakana und J. Whitaker, *Photoconductive sampling probe with* 2.3 ps *temporal resolution and* 4 μV *sensitivity*, Appl. Phys. Lett. **62**, 2268 (1993).

[271] T. Pfeifer, H. M. Heiliger, E. S. von Kamienski, H. G. Roskos und H. Kurz, *Fabrication and characterization of freely positionable silicon on sapphire photoconductive probes*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 2547 (1994).

[272] J.-R. Hwang, H.-J. Cheng, J. F. Whitaker und J. V. Rudd, *Photoconductive sampling with an integrated source follower/amplifier*, Appl. Phys. Lett. **68**, 1464 (1996).

[273] D. H. Auston, *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon*, Appl. Phys. Lett. **26**, 101 (1975).

[274] Landolt-Börnstein, Hrsg. K. H. Hellwege (Springer-Verlag, Berlin, 1982), Serie III, Band 17a, Seite 164.

[275] Y. C. Lim und R. A. Moore, *Properties of alternately charged coplanar parallel strips by conformal mappings*, IEEE Trans. Electron Dev. **15**, 173 (1968).

[276] W. L. Weeks, *Electromagnetic theory for engineering applications* (John Wiley & Sons, New York, 1964).

[277] R. R. Gerhardts, Programm zur Beschreibung der Erzeugung, Propagation und Detektion eines Strom-Spannungs-Pulses in einem Wellenleiter, unveröffentlicht.

[278] L. P. Golob, S. L. Huang, C. H. Lee, W. H. Chang, K. Jones, M. Taysing-Lara und T. DeAnni, *Picosecond photoconductive switches designed for on-wafer characterization of high frequency interconnects*, IEEE MTT-S Digest 1395 (1993).

[279] M. Scheuermann, *Effect of line resistance on picosecond optoelectronic probes and device characterization*, IEEE/LEOS 1991 Summer Topical Meeting on Optical/Millimeter Wave Interaction: Measurements, Generation, Transmission, and Control, paper WA 4 9 (1991).

[280] R. Heidemann, T. Pfeiffer und D. Jäger, *Optoelectronically pulsed slot-line antennas*, Electron. Lett. **19**, 316 (1983).

[281] A. P. DeFonzo und C. Lutz, *Optoelectronic transmission and reception of ultrashort electrical pulses*, Appl. Phys. Lett. **51**, 212 (1987).

[282] A. P. DeFonzo, M. Jarwala und C. Lutz, *Transient response of planar integrated optoelectronic antennas*, Appl. Phys. Lett. **50**, 1155 (1987).

[283] Y. Pastol, G. Arjavalingam, J. Halbout und G. V. Kopcsay, *Characterisation of an optoelectronically pulsed broadband microwave antenna*, Electron. Lett. **24**, 1318 (1988).

[284] Y. Pastol, G. Arjavalingam, J. Halbout und G. V. Kopcsay, *Coherent broadband microwave spectroscopy using picosecond optoelectronic antennas*, Appl. Phys. Lett. **54**, 307 (1989).

[285] G. Brändli und J. L. Olsen, *Size effects in electron transport in metals*, Mat. Sci. Eng. **4**, 61 (1969).

[286] Landolt-Börnstein, Hrsg. K. H. Hellwege (Springer-Verlag, Berlin, 1982), Serie III, Band 15a.

[287] R. S. Panchisin, Z. V. Stasyuk und D. M. Freik, *Investigation of structure and electrical conductivity of molybdenum and titanium thin films deposited on NaCl single crystals*, Sov. Phys. Sol. Stat. **10**, 2149 (1969).

[288] J. F. Bulzacchelli, H. Lee, K. G. Stawiasz, S. Alexandrou und M. B. Ketchen, *Picosecond optoelectronic study of superconducting microstrip transmission lines*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **5**, 2839 (1995).

[289] A. M. Weiner, J. P. Heritage und E. M. Kirschner, *High-resolution femtosecond pulse shaping*, J. Opt. Soc. Am. B **5**, 1563 (1988).

[290] A. M. Weiner, *Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators*, Rev. Sci. Inst. **71**, 1929 (2000).

[291] M. Klingenstein, *Zeitaufgelöster Ladungsträgertransport in Metall-Halbleiter-Metall Photodetektoren auf GaAs*, Dissertation, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart, 1992.

[292] M. D. Sturge, *Optical absorption of gallium arsenide between 0.6 and* 2.75 eV, Phys. Rev. **127**, 768 (1962).

[293] J. Betko, M. Morvic, J. Novák, A. Förster und P. Kordŏs, *Magnetoresistance in low-temperature grown molecular-beam epitaxial GaAs*, J. Appl. Phys. **86**, 6243 (1999).

[294] O. V. Emel´yanenko, T. S. Lagunova und T. A. Polyanskaya, *Mechanism for relaxation of the phase of the electron wave function in n-type GaAs*, JETP Lett. **36**, 246 (1982).

[295] L. Halbo und R. J. Sladek, *Magnetoresistance of undoped n-type gallium arsenide at low temperatures*, Phys. Rev. **173**, 794 (1968).

[296] S. Morita, N. Mikoshiba, Y. Koike, T. Fukase, M. Kitagawa und S. Ishida, *Temperature dependence of the inelastic scattering time in metallic n-GaAs*, J. Phys. Soc. Jpn. **53**, 2185 (1984).

[297] S. J. Allen, N. Tabatabaie, C. J. Palmstrøm, G. W. Hull, T. Sands, F. DeRosa, H. L. Gilchrist und K. C. Garrison, *ErAs epitaxial*

layers buried in GaAs: Magnetotransport and spin-disorder scattering, Phys. Rev. Lett. **62**, 2309 (1989).

[298] H. R. Child, M. K. Wilkinson, J. W. Cable, W. C. Koehler und E. O. Wollan, *Neutron diffraction investigation of the magnetic properties of compounds of rare-earth metals with group V anions*, Phys. Rev. **131**, 922 (1963).

[299] H. Ohno, *Making nonmagnetic semiconductors ferromagnetic*, Science **281**, 951 (1998).

[300] H. Akinaga, J. D. Boeck, G. Borghs, S. Miyanishi, A. Asamitsu, W. V. Roy, Y. Tomioka und L. H. Kuo, *Negative magnetoresistance in GaAs with magnetic MnAs nanoclusters*, Appl. Phys. Lett. **72**, 3368 (1998).

[301] S. U. Yuldashev, Y. Shon, Y. H. Kwon, D. J. Fu, D. Y. Kim, T. W. Kang und X. Fan, *Enhanced positive magnetoresistance effect in GaAs with nanomagnetic clusters*, J. Appl. Phys. **90**, 3004 (2001).

[302] Y. Shon, S. U. Yuldashev, X. Fan, D. Fu, Y. H. Kwon, C. Y. Hong und T. W. Kang, *Photo-enhanced magnetoresistance effect in GaAs with nanoscale magnetic clusters*, Jpn. J. Appl. Phys. Part 1 **40**, 3082 (2001).

[303] P. J. Wellmann, J. M. Garcia, J. Feng und P. M. Petroff, *Giant magnetoresistance in a low-temperature GaAs/MnAs nanoscale ferromagnet hybrid structure*, Appl. Phys. Lett. **73**, 3291 (1998).

[304] H. Akinaga, M. Mizuguchi, K. Ono und M. Oshima, *Room-temperature photoinduced magnetoresistance effect in GaAs including MnSb nanomagnets*, Appl. Phys. Lett. **76**, 2600 (2000).

[305] H. Akinaga, M. Mizuguchi, K. Ono und M. Oshima, *Room-temperature thousandfold magnetoresistance change in MnSb granular films: Magnetoresistive switch effect*, Appl. Phys. Lett. **76**, 357 (2000).

[306] Product data sheet, *AZ 5214 E Image reversal photoresist*, Clariant GmbH, Frankfurt am Main.

[307] Product data sheet, *AZ 351 B General purpose developer*, Clariant GmbH, Frankfurt am Main.

[308] F. Pommerreau, M. Iost, F. Vollenbroek und S. Gourrier, *Resist profile control of image reversal process in contact lithography*, Microelectronic Eng. **9**, 591 (1989).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt ...

- Prof. Dr. K. von Klitzing für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Abteilung anfertigen zu können, die Übernahme des Haupberichtes sowie die motivierende Arbeitsatmosphäre,
- Prof. Dr. M. Mehring für die Übernahme des Zweitgutachtens und sein Interesse an den Themengebieten der Ladungsträgerdynamik in schnellen Photoleitern und des Photoleitungs-Samplings,
- Dr. habil. J. H. Smet für die interessante Themenstellung, die ausgezeichnete Betreuung meiner Arbeit, die Erstkorrektur des Manuskripts sowie seine weit über all dies hinausreichende Unterstützung. Durch sein unermüdliches Engagement wurde das Gelingen dieser Arbeit erst ermöglicht,
- Dr. J. Kuhl für die Aufnahme als Dauergast in seine Arbeitsgruppe, die Möglichkeit der intensiven Nutzung seiner Labore, die hervorragende Mitbetreuung meiner Arbeit sowie die Zweitkorrektur des Manuskripts. Ohne die durch ihn zur Verfügung gestellten experimentellen Möglichkeiten und Resourcen wäre keines der in dieser Arbeit beschriebenen optischen Experimente möglich gewesen,
- Prof. Dr. A. C. Gossard, Dr. C. Kadow und D. C. Driscoll vom Materials Department der University of California, Santa Barbara für die unzähligen im Verlauf dieser Arbeit benötigten ErAs:GaAs und ErAs:InGaAs Wafer sowie die stete Bereitschaft, neue Vorschläge umzusetzen,
- Dr. A. Förster und Prof. Dr. H. Lüth vom Institut für Schichten und Grenzflächen des Forschungszentrums Jülich für die Mehrzahl

der exzellenten, in dieser Arbeit verwendeten LTG-GaAs Wafer sowie die Flexibilität, auch bei kurzfristig auftretenden Materialengpässen aushelfen zu können,

- Prof. Dr. K. Ploog, Dr. R. Hey und Dr. J. Herfort vom Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik in Berlin für einige hervorragende LTG-GaAs Wafer,
- Prof. Dr. R. R. Gerhardts für die tatkräftige Unterstützung sämtlicher im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen. Seine Hilfe erstreckte sich nicht nur auf die Bereitschaft, Modelle und Lösungsverfahren zu diskutieren, sondern umfasste auch die analytische Lösung der Diffusionsgleichung in Abschnitt 5.5 und die numerische Umsetzung der Gleichungen in Abschnitt 6.4,
- Frau M. Riek, Frau U. Waizmann und Herrn T. Reindl für die Unterstützung bei der Probenherstellung, viele wertvolle Hinweise zur Halbleitertechnologie, der unermüdlichen Hilfe beim Elektronenstrahlschreiben und unzählige REM-Aufnahmen,
- Herrn P. Andler und Herrn A. Schulz für die Herstellung unzähliger Werkstücke für die optischen Labore sowie für die tatkräftige Unterstützung bei der täglichen Laborarbeit,
- Herrn M. Schmid und Herrn J. Behring für die Konstruktion und die Realisierung des Glasfaser-Probenstabes sowie die Lösung vieler anderer Probleme technischer Art,
- Herrn Dr. J. Groß und Herrn E. Ahlswede für die Lösung einiger EDV-Probleme,
- den Praktikantinnen C. Goldmann, C. Alvarez Diez und M.-H. Stapleton, die nicht nur durch ihre tatkräftige Mithilfe bei den Experimenten zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sondern es auch verstanden, die Arbeitsatmosphäre auf ihre badische, spanische und kalifornische Art aufzulockern,
- meinen Mitdoktoranden und Kollegen D. Ammerlahn, S. Linden, N. Nielsen, K. Schubert und A. Christ aus der Arbeitsgruppe Spektroskopie, die durch unzählige Tipps meinen Einstieg in die experimentelle Optik ermöglichten und mir in mancher Nacht erfolgreich

halfen, Argon-Ionenlaser, Titan-Saphir Oszillatoren und Gitter-Dispersionskompensatoren zu justieren sowie stets bereit waren, mir bei der Überlagerung zweier kleiner roter Punkte auf einer Wand zu helfen,

- allen Mitdoktoranden und Mitarbeitern der Abteilung von Klitzing für die angenehme Arbeitsatmosphäre sowie die Bereitschaft, die Höhen und Tiefen einer Doktorandenzeit zu teilen,
- meinen Eltern Gisela und Rudolf Griebel für ihre immerwährende Unterstützung in jeder Hinsicht,
- meiner Freundin Stephanie Schmitz für ihre unerschöpfliche Geduld sowie ihren ganz eigenen Beitrag zu dieser Arbeit.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Martin Griebel
Geburtsdatum	6. Oktober 1972
Geburtsort	München

Schulbildung

8/1978-7/1980	Gemeinschaftsgrundschule Konstanz-Dettingen
8/1980-7/1982	Grundschule Deichhaus, Siegburg
9/1982-6/1991	Städtisches Anno Gymnasium Siegburg
7.6.1991	Abitur

Zivildienst

8/1991-10/1992	Zivildienst beim Deutschen Roten Kreuz, Kreisverband Rhein Sieg

Studium

10/1992-9/1997	Studium der Physik an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochshule Aachen
2/1993-9/1997	Stipendiat der Studienstiftung des Deutschen Volkes
5.10.1994	Vordiplom in Physik
5/1996-7/1997	Diplomarbeit am Institut für Schicht und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich bei Prof. Dr. H. Lüth zum Thema *Transportuntersuchungen an resonanten Tunneldioden mit Abmessungen im Sub-Mikrometerbereich*
10.9.1997	Diplom in Physik
seit 12/1997	Anfertigung der vorliegenden Dissertation am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, Abteilung Prof. Dr. K. von Klitzing