

Kiričenko, I.K., Seminoženko, V.P.

VERTEILUNG DER NICHTGLEICHGEWICHTSANREGUNGEN UND PHONONEN-ERZEUGUNG
IN SUPRALEITENDEN TUNNELKONTAKTEN

Übersetzung aus:

Fizika nizkich temperatur. Kiev, 3 (1977), Nr 8, S. 987 - 1001.

Russ.: РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
И ГЕНЕРАЦИЯ ФОНОНОВ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ
ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТАХ

Raspredelenie neravnovesnych vozbuždenij i generacija
fononov v sverchprovodjaščich tunnel'nych kontaktach

SUMMARY

Based on the complete set of equations describing nonequilibrium states of S_1-I-S_2 tunnel junctions due to the quasi-particle current, distributions of electronic excitations in the S films of a symmetric junction (similar films composing a tunnel junction) are calculated for arbitrary tunnel barrier transparencies for the case $T \ll \Delta$, $eV - 2\Delta \ll 2\Delta$ (eV is the applied voltage, Δ is the energy gap). Superconductivity suppression in the nonequilibrium state is considered ($eV > 2\Delta$). A theory of generation of phonons with frequencies $\omega \geq 2\Delta$ which accompanies the quasi-particle tunneling, is suggested. The available experimental results are interpreted and new features in the distribution of generated recombination phonons are predicted.

LIST OF SYMBOLS

$f(e)$, quasi-particle distribution function; T_c , superconducting transition temperature; τ , quasiparticle lifetime; Δ , energy gap; ω , phonon frequency; eV , voltage across the junction; Δ_0 , equilibrium energy gap; $I(V)$, tunnel current; $\mathcal{L}_\epsilon\{f, N\}$, electron-phonon collision integral; $P(\omega)$, distribution function in frequencies of generated recombination phonons.

Gegenwärtig gibt es eine große Anzahl experimenteller (siehe das Literaturverzeichnis in [1]) und theoretischer Arbeiten [2 - 15], die sich mit der Untersuchung befassen, welchen Einfluß das äußere Pumpen (elektromagnetisches Hochfrequenzpumpen [2 - 11], Phononenpumpen [12],

Tunnelinjektion [13 - 15]) auf die quasistationären Eigenschaften von supraleitenden Filmen haben. Bekanntlich bestimmen sich die Besonderheiten der Supraleiteigenschaften von Filmen aus der spezifischen Verteilung (Verteilungsfunktion $f(\epsilon)$) der Elektronenenergieanregungen, die bei weitem nicht "Quasifermi"-Charakter besitzt [7]. Dabei ist der supraleitende Nichtgleichgewichtszustand gegenüber der Verteilungsfunktion $f(\epsilon)$ sehr empfindlich.

Die Möglichkeit, starke Nichtgleichgewichtszustände der Quasiteilchen in einem Supraleiter herzustellen, folgt daraus, daß die Energielaxationszeiten der Quasiteilchen, die durch die Elektronen-Phononen-Wechselwirkung bedingt sind, bei Temperaturabnahme ($T < T_c$, T_c - Temperatur des supraleitenden Übergangs) beträchtlich zunehmen [16 - 17], verglichen mit dem normalen Metallzustand. Während Supraleiter mit UHF-Anregung ausführlich untersucht sind, sind die Untersuchungen über die Nichtgleichgewichtszustände, die beim Durchgang eines Tunnelstromes durch $S_1 - I - S_2$ Tunnelkontakte (S_1, S_2 - die supraleitenden Filme, I - Isolator) eintreten, unzureichend. So wurde in der Arbeit [18] unter Vernachlässigung der Energielaxationszeiten τ , d.h. beim Durchgang des Tunnelstromes während der Zeit $t \ll \tau$, die Entwicklung des Ordnungsparameters Δ im Supraleiter S in den Strukturen der Art $S_1 - I - S - I - N$, $N - I - S - I - N$ (N - Normalmetallfilm) untersucht. Die Unterdrückung der Supraleitfähigkeit durch einen Quasiteilchen-Tunnelstrom in der $S_1 - I - S_2$ - Struktur bei den angelegten Spannungen $eV > \Delta_{S_1} + \Delta_{S_2}$ wurde in [13] untersucht. In der Arbeit [15] wurden Gleichungen ermittelt, die die Nichtgleichgewichtszustände S_1, S_2 der Filme eines Tunnelkontakts beschreiben; Nichtgleichgewichtszustände werden durch einen Quasiteilchen-Tunnelstrom hervorgerufen, wenn die Stabilität der Nichtgleichgewichtszustände durch inelastische Zusammenstöße der Elektronen mit den Phononen gewährleistet wird. Es wurde gezeigt [14 - 15], daß ein konstanter Tunnelstrom bei $eV < \Delta_{S_1} + \Delta_{S_2}$ zu einer Stimulierung der Supraleitfähigkeit in den beiden S-Filmen eines symmetrischen Kontaktes ($S_1 = S_2$) führen kann (auch wenn dieser Effekt nicht sehr bedeutend ist) und dazu, daß in dem Film, der die geringere Energielücke besitzt ($S_1 \neq S_2$), Supraleitfähigkeit induziert wird.

Es ist von Interesse, die Nichtgleichgewichtszustände der supraleitenden Filme eines Kontaktes bei $eV > \Delta_{S_1} + \Delta_{S_2}$ zu untersuchen, wenn ein "Paarbrechender Strom" eingeschaltet wird. Wie in einigen experimentellen Arbeiten gezeigt wurde [19 - 23], findet bei $eV > \Delta_{S_1} + \Delta_{S_2}$ eine Phononenerzeugung mit der Frequenz $\omega > 2\Delta$ ($\Delta_{S_1} = \Delta_{S_2}$) statt. Gegen-

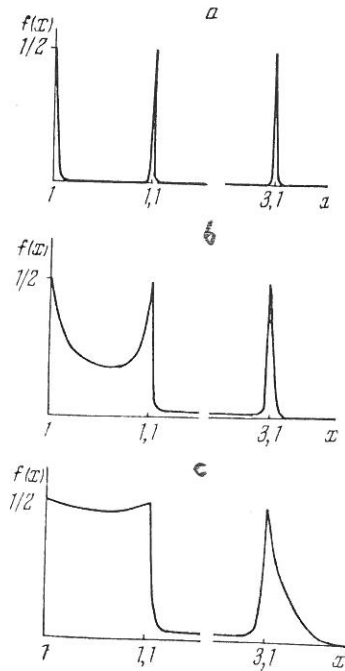
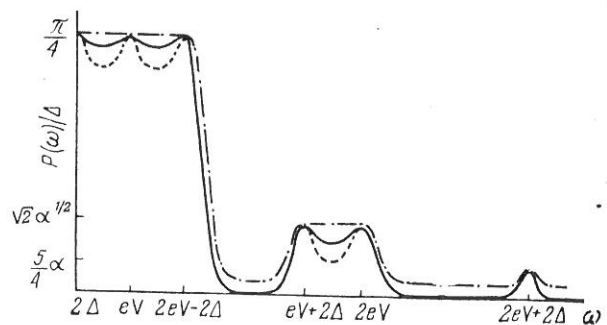


Abbildung 1. Verteilung der Nichtgleichgewichtsanregungen als Funktion des dimensionslosen Arguments $x = \epsilon/\Delta$ bei $v = 2,1$ in den Fällen $v = 0,1$ (a); 1 (b); 10 (c).

Abbildung 2. Energieverteilung der emittiert werdenden Rekombinationsphononen.



wärtig sind die Tunnelkontakte anscheinend die hoffnungsvollste Quelle für UHF-Phononen ($\omega \sim 10^{11} \div 10^{12}$ Hz) [24]. In physikalischer Hinsicht ist der Effekt der Phononenerzeugung bei Quasiteilchentunneln ein anschauliches Beispiel für die Hervorbringung von Nichtgleichgewichtszuständen, die durch einen konstanten Tunnelstrom hervorgerufen werden [15].

In der vorliegenden Arbeit werden die Nichtgleichgewichtszustände von Filmen, die einen S - I - S - Tunnelkontakt bilden, in dem in experimenteller Hinsicht interessantesten Fall $eV - 2\Delta \ll 2\Delta$ ($eV > 2\Delta$) bei niedrigen Temperaturen ($T \ll \Delta$) untersucht. Die Untersuchung wird bei beliebigen Durchlässigkeiten der Tunnelbarriere durchgeführt.

Es wurde gezeigt, daß die Verteilungsfunktion der Elektronenanregungen $f(\epsilon)$ zwei Bereiche mit positiver Energieableitung ($\epsilon \rightarrow eV - \Delta - 0^+$, $\epsilon \rightarrow eV + \Delta - 0^+$) hat und, ungeachtet der "Singularitäten" in den Punkten $\epsilon = \Delta, eV - \Delta, eV + \Delta$, niemals größer ist als $1/2$ * (Abb. 1). Der Gapverkleinerungseffekt eines jeden Filmes ist bei der untersuchten Bedingung $eV - 2\Delta \ll 2\Delta$ geringfügig:

$$\Delta \approx \Delta_0 \left(1 - 2 \sqrt{\frac{eV - 2\Delta_0}{2\Delta_0}} \right)$$

(Δ_0 — Gleichgewichtswert der Energielücke). Auf der Basis der gefundenen Lösungen für $f(\epsilon)$ wird die Frequenzverteilung der zu erzeugenden Rekombinationsphononen untersucht. Es wurde gezeigt, daß die Phononenerzeugung hauptsächlich bei den Frequenzen $\omega_{1,2,3} \approx 2; 4; 6\Delta$ (Abb. 2) vonstatten geht, wobei die zu erzeugenden Phononen hauptsächlich auf den Bereich ω_1 konzentriert sind. Die Energieverteilung der Rekombinationsphononen zeichnet sich durch drei integrale Peaks aus ($\omega_1, \omega_2, \omega_3$), die eigene Mikrostruktur besitzen.

Im 1. Abschnitt wird das System der Hauptgleichungen dargelegt, mit denen wir die Nichtgleichgewichtszustände des $S_1 - I - S_2$ - Kontakts beschreiben, wobei die Nichtgleichgewichtszustände durch einen Quasiteilchen-Tunnelstrom hervorgerufen werden. Im 2. Abschnitt wurden die Lösungen für die Verteilungsfunktion der Quasiteilchen in den S-Filmen des symmetrischen Kontakts bei $eV - 2\Delta \ll 2\Delta$ im Falle beliebiger Durchlässigkeiten ermittelt. Im 3. Abschnitt wurde der Unterdrückungseffekt der Supraleitfähigkeit untersucht. Der 4. Abschnitt befaßt sich mit der Untersuchung der Frequenzverteilung der Rekombinationsphononen, die aus dem Kontakt erzeugt werden.

* Diese Tatsache ($f < 1/2$) entspricht dem Ergebnis von Elesin [11], das bei der Untersuchung eines supraleitenden Filmes ermittelt wurde, der sich unter Einwirkung eines Hochfrequenz-Elektromagnetfeldes mit der Frequenz $\omega \gg \Delta$ befand.

1. Die Hauptgleichungen

Wir untersuchen den $S_1 - I - S_2$ - Tunnelkontakt, an dem die Spannung eV anliegt. Wenn die durch einen Quasiteilchen-Tunnelstrom hervorgerufenen stationären Nichtgleichgewichtszustände der Quasiteilchen in jedem S-Film durch inelastische Zusammenstöße der Elektronen mit den Phononen gewährleistet werden, dann hat in impulsmäßig isotroper Näherung die Gleichung für die Verteilungsfunktion der Quasiteilchen $f_1(\varepsilon)$ des S_1 - Kontaktfilmes nach [15] die Form

$$I_0 \left\{ - [f_1(\varepsilon) - f_2(\varepsilon_+)] \frac{\varepsilon_+ \theta(\varepsilon - \Delta_1) \theta(\varepsilon_+ - \Delta_2)}{V \varepsilon_+^2 - \Delta_2^2} + [f_2(\varepsilon_-) - f_1(\varepsilon)] \frac{\varepsilon_- \theta(\varepsilon_- - \Delta_2)}{V \varepsilon_-^2 - \Delta_2^2} + [1 - f_2(\varepsilon_0) - f_1(\varepsilon)] \frac{\varepsilon_0 \theta(\varepsilon_0 - \Delta_2)}{V \varepsilon_0^2 - \Delta_2^2} \right\} + \mathcal{L}_\varepsilon \{f_1, N\} = 0. \quad (1)$$

Hier ist $\varepsilon = \sqrt{\xi^2 + \Delta_1^2}$; $\varepsilon_\pm = \varepsilon \pm eV$; $\varepsilon_0 = eV - \varepsilon$; $\xi = E(p) - \mu$; $\mu = p_F^2/2m$; $E(p)$ - Elektronenenergie; $I_0^{-1} = 8e^2 R N_1(0) d_1 \sim (D v_F/d)^{-1}$; R - Nennwiderstand des Kontakts; e - Elektronenladung; $N(0)$ - Elektronenzustandsdichte in der Nähe des Fermi-Niveaus; d - Filmdicke; D - Durchlässigkeit der Tunnelbarriere; v_F - Fermi-Geschwindigkeit; $f_2(\varepsilon)$ - Verteilungsfunktion der Quasiteilchen im zweiten Film;

$$\theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1, & x \geq 0; \end{cases}$$

das Integral der Zusammenstöße der Quasiteilchen mit den Phononen $\mathcal{L}_\varepsilon \{f, N\}$ hat die Form

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\varepsilon \{f, N\} = c_{el} \left\{ \int_{\Delta}^{\infty} d\varepsilon' U_r(\varepsilon, \varepsilon') [(1 - f(\varepsilon))(1 - f(\varepsilon')) N(\varepsilon + \varepsilon') - \right. \\ \left. - f(\varepsilon)f(\varepsilon')(1 + N(\varepsilon + \varepsilon'))] + \int_{\Delta}^{\varepsilon} d\varepsilon' U_s(\varepsilon, \varepsilon') [1 - f(\varepsilon)] f(\varepsilon') N(\varepsilon - \varepsilon') - \right. \\ \left. - f(\varepsilon)(1 - f(\varepsilon'))(1 + N(\varepsilon - \varepsilon'))] + \int_{\varepsilon}^{\infty} d\varepsilon' U_s(\varepsilon, \varepsilon') [(1 - f(\varepsilon)) f(\varepsilon') (1 + \right. \\ \left. + N(\varepsilon' - \varepsilon)) - N(\varepsilon' - \varepsilon)(1 - f(\varepsilon')) f(\varepsilon)] \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

wobei

$$c_{el} = \frac{\alpha^2}{4\pi \hbar^4 s^4 \rho v_F}; \quad U_{r,s}(\varepsilon, \varepsilon') = \frac{(\varepsilon \pm \varepsilon')^2 (\varepsilon \varepsilon' \pm \Delta^2)}{V \varepsilon'^2 - \Delta^2};$$

$N(\omega)$ - Verteilungsfunktion der Phononen; s - Schallgeschwindigkeit; α - Konstante der Elektronen-Phononen-Wechselwirkung; ρ - Dichte der Substanz; weiter nehmen wir $\hbar = 1$ an.

Die Gleichung für $f_2(\varepsilon)$ wird analog zu (1) nach formalem Austausch von $1 \rightleftharpoons 2$, $\varepsilon_+ \rightleftharpoons \varepsilon_-$ angeschrieben. Die Gleichung vom Typ (1) muß gemeinsam mit den Gleichungen für die Energielücke der beiden Filme gelöst werden. Wenn $eV \ll \omega_D$ (ω_D -Debye-Frequenz) ist, und bei Untersuchung gleichgewichtiger Phononen-Filmsubsysteme haben die selbstkonsistenten Gleichungen einfachste Form und können folgendermaßen angeschrieben werden:

$$1 = \lambda_i \int_{\Delta_i}^{\hbar\omega_{Di}} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta_i^2}} (1 - 2f_i(\varepsilon)), \quad i = 1, 2, \quad (3)$$

wobei λ_i die Paarungskonstante eines jeden S_i - Filmes bezeichnet.

Wenn auch nur eine der oben genannten Bedingungen nicht erfüllt wird, dann können die Gleichungen vom Typ BCS (3), allgemein gesagt, nicht verwendet werden (insbesondere bei $eV \sim \omega_D$, $N(\omega) \neq N_0(\omega) = (e^{\omega/T} - 1)^{-1}$); dafür sind allgemeinere Gleichungen erforderlich, die (mit einer Genauigkeit bis auf die durch die Tunnelwechselwirkung bedingten Energierenormierungen) die Form der Eliashberg-Gleichungen haben [25].

Das Gleichungssystem (1), (3) ist vollständig, um die quasistationären Nichtgleichgewichtszustände ausfindig zu machen, die durch den Quasipartikelstrom hervorgerufen werden, bei $eV = \text{const}$. Durch die Untersuchung der Filmdicke $d < L$ (L - Länge der räumlichen Diffusion der Anregungen) kann die Aufgabe als eine räumlich-homogene für die Quasiteilchen angesehen werden. Bei Dicken $d < \xi_0$ (ξ_0 - Kohärenzlänge) kann man auch für die Phononen-Filmsubsysteme annehmen, daß sie gleichgewichtig sind (vergl. [3]), d.h. man kann annehmen, daß die Gleichgewichtsphononen, die sich durch Relaxation und Rekombination der Anregungen bilden, den Film ohne Reabsorption verlassen. Die Bedingung $eV = \text{const}$ stellt formal die Elektroneutralitätsbedingung der Filme dar [15]. Der physikalische Mechanismus, der eine solche Elektroneutralität gewährleistet, ist der supraleitende Strom, aufgrund dessen die Ladung in den äußeren Stromkreis übertragen wird. Es sei bemerkt, daß die Gleichungen (1) und (3), die für die symmetrischen Verteilungsfunktionen der Anregungen angeschrieben sind, richtig sind, wenn die Relaxationszeit des Ungleichgewichts zwischen den Zweigen der elektronenähnlichen

und der defektelektronenähnlichen Anregungen τ_Q [26] viel geringer ist als die inelastische Relaxationszeit der Quasiteilchen τ^* . Man kann leicht zeigen (wenn man die Angaben von [26] für τ_Q verwendet), daß diese Bedingung nur in einer sehr kleinen Umgebung der Temperaturen T_c des supraleitenden Übergangs verletzt werden kann; die Temperaturen T_c werden bestimmt durch die Bedingung $(T_c - T)/T_c \lesssim 10^{-3}$ für die typischen Supraleiter.

In den Aufgaben, wo man z.B. den Tunnelstrom $I_{S_1 S_2}(V)$ unter Berücksichtigung der Nichtgleichgewichtseffekte berechnen muß, ist der Ausdruck

$$I_{S_1 S_2}(V) = c_T \{I_1(V) + I_2(V) + I_3(V)\}, \quad (4)$$

zu untersuchen, wobei

$$I_1(V) = \int_{\Delta_1}^{\infty} d\varepsilon_1 \frac{\theta(\varepsilon_{1+} - \Delta_2) \varepsilon_1 \varepsilon_{1+}}{V \sqrt{\varepsilon_1^2 - \Delta_1^2} \sqrt{\varepsilon_{1+}^2 - \Delta_2^2}} [f_1(\varepsilon_1) - f_2(\varepsilon_{1+})];$$

$$I_2(V) = \int_{\Delta_1}^{\infty} d\varepsilon_1 \frac{\theta(\varepsilon_{1-} - \Delta_2) \varepsilon_1 \varepsilon_{1-}}{V \sqrt{\varepsilon_1^2 - \Delta_1^2} \sqrt{\varepsilon_{1-}^2 - \Delta_2^2}} [f_2(\varepsilon_{1-}) - f_1(\varepsilon_1)];$$

$$I_3(V) = \int_{\Delta_1}^{\infty} d\varepsilon_1 \frac{\theta(\varepsilon_{10} - \Delta_2) \varepsilon_1 \varepsilon_{10}}{V \sqrt{\varepsilon_1^2 - \Delta_1^2} \sqrt{\varepsilon_{10}^2 - \Delta_2^2}} [1 - f_1(\varepsilon_1) - f_2(\varepsilon_{10})];$$

c_T — Leitfähigkeit des normalen Kontakts, geteilt durch e .

Wenn in der Aufgabe der Einfluß der Nichtgleichgewichtigkeit des Phononensystems auf die Verteilung der Elektronenanregungen (die Reabsorption der emittierten Phononen: $d > \xi_0$) wesentlich ist, dann muß das ange-schriebene System durch die kinetischen Gleichungen für die Phononen [27] eines jeden S-Films ergänzt werden.

Die Untersuchung der Nichtgleichgewichtszustände der Tunnelkontakte vereinfacht sich bei dem symmetrischen Fall ($f_1 \equiv f_2$), ($\Delta_1 \equiv \Delta_2$), wenn anstelle des Systems mit vier Integralgleichungen zwei ge-löst werden müssen. In diesem Fall erinnert das Gleichungssystem (1), (3) der Form nach an die bekannten Gleichungen [3], die

* Wir danken B.I. Ivlev für seine fruchtbare Erörterung dieser Frage.

Eliaschberg ermittelt hat, um die Nichtgleichgewichtszustände von supraleitenden Filmen zu beschreiben, die unter Einwirkung eines elektromagnetischen Wechselfeldes mit der Frequenz Ω entstehen. Der Übergang von (1) zu den Gleichungen für das elektromagnetische Hochfrequenzpumpen [3] wird formal vollzogen:

$$I_0 \rightarrow 2D \left(\frac{e}{c} \right)^2 |A_2|^2$$

($D = lv_F/3$, $l = v_F \tau_{imp}$, τ_{imp} - Elektronentransportlaufzeit, A_2 - Vektorpotential des Feldes); $eV \rightarrow \Omega$; im Zähler des linken Teils (der Stromquelle (1) muß angenommen werden: $\epsilon_{\pm} \rightarrow \epsilon_{\pm} + \Delta^2/\epsilon$, $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon_0 - \Delta^2/\epsilon$). Wie leicht zu verstehen ist, hängt dieser formale Unterschied mit der Differenz der entsprechenden Kohärenzfaktoren zusammen. Es ist klar, daß bei $eV, \Omega \gg \Delta$ die Lösungen, die mit Hilfe von (1) aus den Gleichungen von [3] ermittelt wurden, ein und dieselbe Form haben müssen. Andernfalls kann nur von einer qualitativen Übereinstimmung der Hauptbesonderheiten der Verteilung $f(\epsilon)$ unter Einwirkung des elektromagnetischen Pumpens und der Tunnelinjektion gesprochen werden. Da jedoch die Besonderheiten der Lösungen von $f(\epsilon)$ der Gleichung vom Typ (1) hauptsächlich die wesentlichen Besonderheiten in der Gleichungsquelle (die Pumpniveaus) bestimmt, die sowohl bei Tunnelinjektion als auch bei UKW-Pumpen gleich aussehen, wird die von uns herausgefundene Gestalt $f = f(\epsilon)$ (siehe 2. Abschnitt) offensichtlich auch jene Situation beschreiben, die mit dem elektromagnetischen Feld zusammenhängt.

2. Nichtgleichgewichtsverteilung der Elektronenanregungen

Wir untersuchen einen symmetrischen Tunnelkontakt unter der Bedingung $(T/2\Delta) \ll (eV - 2\Delta)/2\Delta \ll 1$. Die Hauptschwierigkeit beim Lösen von Gleichung (1) beruht darin, daß in der Quelle wesentliche Besonderheiten vorhanden sind, die - wie später zu erkennen ist - in beträchtlichem Maße das Aussehen der Verteilungsfunktion $f(\epsilon)$ bestimmen. Es ist klar, daß das Integral der Zusammenstöße $\mathcal{L}_e \{f, N\}$ bei beliebigen endlichen Energien ϵ , einschließlich des Niveaus der Tunnelinjektion (für eine detailliertere Ausführung siehe [15])

$\epsilon_{1,2,3} = \Delta, eV \mp \Delta$, ein endlicher Wert ist, der sich von Null unterscheidet. Deshalb müssen die Lösungen von (1) die Bedingung erfül-

len, daß die Quelle $I_\varepsilon \{eV, \Delta, f\}$ bei beliebigen Durchlässigkeiten der Tunnelbarriere ebenfalls endliche und von Null unterschiedliche Werte besitzt. Es ist leicht zu erkennen, daß die durch $\mathcal{L}_\varepsilon \{f, N\}$ bedingte Thermalisierung der Anregungen zu einem Energiestrom mit negativem Vorzeichen im Impulsraum führt. Folglich wird der Wert $f(\varepsilon)$ bei $T = 0$ im Falle $\varepsilon > eV + \Delta$ nur durch den von der Quelle ausgehenden Energiestrom mit positivem Vorzeichen bestimmt. Der Bereich $eV - \Delta < \varepsilon < eV + \Delta$ enthält keine Injektionsniveaus, deshalb bilden sich die Nichtgleichgewichtsanregungen in ihm hauptsächlich infolge Thermalisierung der Anregungen, die auf das Niveau ε_3 injiziert werden. Da die Anzahl der Anregungen, die in den Bereich $\varepsilon \sim eV + \Delta$ injiziert werden, bei $eV - 2\Delta \ll 2\Delta$ nach dem Parameter $\alpha \equiv (eV - 2\Delta)/2\Delta$ gering ist, ist klar, daß die Ungleichung

$$f(\varepsilon > 2eV - \Delta) \ll f(eV - \Delta < \varepsilon < eV + \Delta) \ll 1 \quad (5)$$

erfüllt werden muß. Es ist nicht möglich, dieselbe Voraussetzung von der Kleinheit von $f(\varepsilon)$ in den Umgebungen der Punkte $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ zu machen. Somit ist eine Linearisierung von (1) unmöglich, und es ist eine Iterationslösung notwendig, wobei nur die Kleinheit des Parameters α und der Bedingung $T/\Delta \ll 1$ herangezogen wird.

Das Injektionsbild zeigt, daß sich die folgenden Bereiche über zum Auffinden der Lösungen klar abtrennen lassen:

$$[\Delta, eV - \Delta], (eV - \Delta, eV + \Delta), [eV + \Delta, 2eV - \Delta], (2eV - \Delta, \infty).$$

Folglich ist die Verteilungsfunktion natürlich in der Gestalt

$$f(\varepsilon) = F_1(\varepsilon)\theta(\varepsilon - \Delta)\theta(eV - \Delta - \varepsilon) + F_2(\varepsilon)\chi(\varepsilon - eV + \Delta)\chi(eV + \Delta - \varepsilon) + F_3(\varepsilon)\theta(\varepsilon - \Delta - eV)\theta(2eV - \Delta - \varepsilon) + F_4\chi(\varepsilon - 2eV + \Delta) \quad (6)$$

zu suchen, wobei

$$\chi(x) = \begin{cases} 1, & x > 0; \\ 0, & x \leq 0. \end{cases}$$

Da die Anzahl der Anregungen n im Bereich $\varepsilon > eV + \Delta$ nach dem Parameter α (bei $\alpha \ll 1$) gering ist, d.h. alle Anregungen in diesem Bereich sind auf die kleine Umgebung $(\varepsilon_3, \varepsilon_4)$, ($\varepsilon_4 = \varepsilon_3 + IV - 2\Delta$) bei ε_3 konzentriert, kann man den Wert F_4 in linearer Näherung nach α für $F(\varepsilon)$ überhaupt nicht berücksichtigen.

Zur Lösung der Ausgangsgleichung wählt man geeigneterweise eine solche Gestalt von $F_i(\epsilon)$, mit der Lösungen gefunden werden können, damit man die charakteristischen Singularitäten von $f(\epsilon)$, die mit den Wurzelnennern der Quelle (1) zusammenhängen, sofort berücksichtigen und zur Lösung der Gleichungen übergehen kann, die keine Singularitäten enthalten. Es ist unschwer zu erkennen, daß die geeignetste Form zur Lösung die folgende ist:

$$\begin{aligned} F_1(\epsilon) &= 1/2 - f_1(\epsilon) \epsilon^{-2} [(\epsilon^2 - \Delta^2)((eV - \epsilon)^2 - \Delta^2)]^{1/2}; \\ F_3(\epsilon) &= 1/2 - f_3(\epsilon) \epsilon^{-2} [(\epsilon^2 - \Delta^2)((\epsilon - eV)^2 - \Delta^2)]^{1/2}; \\ F_2(\epsilon) &\equiv f_2(\epsilon). \end{aligned} \quad (7)$$

Tatsächlich hat das bei unmittelbarem Einsetzen von (7) in (1) daraus resultierende Gleichungssystem für $f_i(\epsilon)$ keine singulären Punkte, und folglich kann man die Funktionen $f_i(\epsilon)$ als solche untersuchen, die sich langsam in den Intervallen $[\Delta, eV - \Delta]$, $(eV - \Delta, eV + \Delta)$, $[eV + \Delta, 2eV - \Delta]$ verändern. Es zeigt sich, daß allein diese Voraussetzung ausreicht, um eine Lösung zu finden. Durch die Bestimmung der Vorzeichen von $f_i(\epsilon)$ kann man eine Antwort auf die Frage der Möglichkeit der Verteilungen mit $f(\epsilon) > 1/2$ erhalten. Wie später gezeigt werden wird, gilt in jedem Fall bei $T \rightarrow 0$, $\alpha \ll 1$ immer $f(\epsilon) < 1/2$.

Desweiteren verwendet man geeignetermaßen ebenfalls die Gleichung, die man aus (1) durch Integrieren mit der Zustandsdichte über allen Energien erhält. Wenn man berücksichtigt, daß der Streubereich von \mathcal{L}_e und die beiden ersten Glieder in der Quelle die Anzahl der Teilchen enthalten, erhalten wir mit einer Genauigkeit bis auf die Glieder, die proportional sind zu $\exp(-2\Delta/T)$ ($T \ll \Delta$),

$$\begin{aligned} I_0 \int_{\Delta}^{\infty} d\epsilon \frac{(eV - \epsilon) \theta(eV - \epsilon - \Delta)}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2} \sqrt{(eV - \epsilon)^2 - \Delta^2}} (1 - f(\epsilon) - f(eV - \epsilon)) - \\ - c_{el} \int_{\Delta}^{\infty} \int_{\Delta}^{\infty} d\epsilon d\epsilon' \frac{(\epsilon + \epsilon')^2 (\epsilon\epsilon' + \Delta^2)}{\epsilon \sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2} \sqrt{\epsilon'^2 - \Delta^2}} f(\epsilon) f(\epsilon') = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Wir setzen (7) in (1) ein. Dabei erhalten wir ein Gleichungssystem, das - allgemein - in allen Energieintervallen integral ist für $f_i(\epsilon)$. Wenn man davon ausgeht, daß die Intervalle $[\epsilon_1, \epsilon_2]$ und $[\epsilon_3, \epsilon_4]$ nach dem Parameter α eng sind, der Wert $f_2(\epsilon)$ ebenfalls nach α gering

ist, und das ermittelte Gleichungssystem keine singulären Punkte enthält, dann kann man die Stetigkeitsbedingung für die Veränderungen von $f_i(\varepsilon)$ verwenden. Im Intervall $[\Delta, eV - \Delta]$ erhalten wir die Gleichung

$$\begin{aligned}
 & f_1(\varepsilon) \rho_0 [M(\varepsilon) Q(\varepsilon) + T(\varepsilon)] + f_1(eV - \varepsilon) \rho_0 R(-\varepsilon) - f_3(eV + \varepsilon) R(\varepsilon) + \\
 & + f_1(\varepsilon) M(\varepsilon) \left\{ f_1(eV - \Delta) [S_s^7(\varepsilon) - S_s^4(\varepsilon) - S_r^1(\varepsilon)] + f_2(eV) \sum_{k=r, s} P_k^2(\varepsilon) - \right. \\
 & \quad \left. - f_3(eV + \Delta) \sum_{k=r, s} S_k^3(\varepsilon) + \frac{1}{2} \sum_{i=1, 3} P_r^i(\varepsilon) + \sum_{i=3, 4, 7} P_s^i(\varepsilon) \right\} + \\
 & + \frac{1}{2} f_1(eV - \Delta) [S_r^1(\varepsilon) - S_s^7(\varepsilon) - S_s^4(\varepsilon)] + \frac{1}{2} f_2(eV) [P_s^2(\varepsilon) - P_r^2(\varepsilon)] + \\
 & + \frac{1}{2} f_3(eV + \Delta) [S_r^3(\varepsilon) - S_s^3(\varepsilon)] + \frac{1}{4} \left\{ \sum_{i=3, 4} P_s^i(\varepsilon) - \sum_{i=1, 3} P_r^i(\varepsilon) - P_s^2(\varepsilon) \right\} = 0.
 \end{aligned} \tag{9}$$

Hier wurden die folgenden Bezeichnungen verwendet:

$$\begin{aligned}
 Q(\varepsilon) &= \frac{\varepsilon +}{\sqrt{\varepsilon_+^2 - \Delta^2}}; \quad R(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon_+} \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}; \quad T(\varepsilon) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_+^2} \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}; \\
 \rho_0 &= I_0/c_{el}; \quad M(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon^2} \sqrt{(\varepsilon^2 - \Delta^2)(\varepsilon_0^2 - \Delta^2)}; \\
 P_k^i(\varepsilon) &= \int_{(i)} d\varepsilon' U_k(\varepsilon, \varepsilon'); \quad S_k^i(\varepsilon) = \int_{(i)} d\varepsilon' U_k(\varepsilon, \varepsilon') M(\varepsilon') \\
 & \quad (k = r, s; \quad i = 1, \dots, 9); \\
 \int_{(1)} &\equiv \int_{\Delta}^{eV - \Delta}; \quad \int_{(2)} \equiv \int_{eV - \Delta}^{eV + \Delta}; \quad \int_{(3)} \equiv \int_{eV + \Delta}^{2eV - \Delta}; \quad \int_{(4)} \equiv \int_{\varepsilon}^{eV - \Delta}; \quad \int_{(5)} \equiv \int_{\varepsilon}^{eV + \Delta}; \\
 \int_{(6)} &\equiv \int_{\varepsilon}^{2eV - \Delta}; \quad \int_{(7)} \equiv \int_{\Delta}^{\varepsilon}; \quad \int_{(8)} \equiv \int_{eV - \Delta}^{\varepsilon}; \quad \int_{(9)} \equiv \int_{eV + \Delta}^{\varepsilon}.
 \end{aligned}$$

Im zweiten Bereich $(eV - \Delta, eV + \Delta)$ führt die Gleichung zu der Gestalt

$$\begin{aligned}
 & -f_2(\varepsilon) \rho_0 Q(\varepsilon) + f_2(\varepsilon) \left\{ f_1(eV - \Delta) [S_r^1(\varepsilon) - S_s^1(\varepsilon)] + f_2(eV) [P_s^8(\varepsilon) - \right. \\
 & \quad \left. - P_s^5(\varepsilon) - P_r^2(\varepsilon)] + f_3(eV + \Delta) \sum_{k=r, s} [S_k^3(\varepsilon) + P_s^5(\varepsilon) - P_s^8(\varepsilon) - \right. \\
 & \quad \left. - \frac{1}{2} \sum_{i=1, 3} P_r^i(\varepsilon) + \sum_{i=1, 3} P_s^i(\varepsilon)] \right\} - f_3(eV + \Delta) S_r^3(\varepsilon) + \frac{1}{2} P_s^3(\varepsilon) = 0. \tag{10}
 \end{aligned}$$

Im dritten Bereich erhalten wir

$$\begin{aligned}
 & f_3(\varepsilon) \rho_0 [M(\varepsilon) Q(\varepsilon) - T(\varepsilon)] - f_1(\varepsilon - eV) \rho_0 R(\varepsilon - 2eV) - \frac{1}{2} \rho_0 Q(\varepsilon) + \\
 & + f_3(\varepsilon) M(\varepsilon) \left\{ f_1(eV - \Delta) [S_s^1(\varepsilon) - S_r^1(\varepsilon)] + f_2(eV) [P_r^2(\varepsilon) - \right. \\
 & \quad \left. - P_s^2(\varepsilon)] - f_3(eV + \Delta) [S_r^3(\varepsilon) + S_s^3(\varepsilon)] + \frac{1}{2} \left[\sum_{i=1, 3} P_r^i(\varepsilon) + \right. \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{i=1,6} P_s^i(\varepsilon) + P_s^2(\varepsilon) \Big\} + \frac{1}{2} f_1(eV - \Delta) [S_r^1(\varepsilon) - S_s^1(\varepsilon)] + \\
 & + \frac{1}{2} f_2(eV) [P_s^3(\varepsilon) - P_r^3(\varepsilon)] + \frac{1}{2} f_3(eV + \Delta) [S_r^3(\varepsilon) - S_s^3(\varepsilon)] + \\
 & + \frac{1}{4} \left[P_s^0(\varepsilon) - P_s^1(\varepsilon) - \sum_{i=1,3} P_r^i(\varepsilon) \right] - \frac{1}{2} P_s^2(\varepsilon) = 0. \quad (11)
 \end{aligned}$$

Mit den aufgeschriebenen Gleichungen kann man im Prinzip eine schwache Veränderung von $f_1(\varepsilon)$, $f_2(\varepsilon)$, $f_3(\varepsilon)$ bestimmen, jeweils in der Nähe der Werte $f_1(\Delta)$, $f_1(eV - \Delta)$, $f_2(eV)$, $f_3(eV + \Delta)$. Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen in den wichtigsten Bereichen $[\Delta, eV - \Delta]$, $[eV + \Delta, \infty]$ sind für die verschiedenen Werte $\nu = \rho_0/\Delta^3$ und α in Abb. 1 dargestellt. Da die Funktion $f_2(\varepsilon)$ jedoch vernachlässigbar gering und, wie zu sehen ist, für eine Reihe von Aufgaben unwesentlich ist, und f_1, f_3 in sehr engen Energieintervallen bestimmt sind, ist es sinnvoll, zu einem algebraischen Gleichungssystem für $f_1(\Delta)$, $f_1(eV - \Delta)$, $f_2(eV)$, $f_3(eV + \Delta)$ überzugehen. Die dabei erzielte analytische Lösung (6), (7) mit $f_i(\varepsilon) = \text{const}$ wird in jedem Fall mit einer Genauigkeit bis auf die Summanden zu $f_i(\varepsilon)$, die proportional sind zu $\alpha^{1/2}$, auch die Abhängigkeit $f = f(\varepsilon)$ bestimmen. Im Unterschied zur numerischen Berechnungsweise führt die analytische Lösungsweise zu einer einfacheren Form.

Durch die Berechnung der entsprechenden Asymptoten der Funktionen $P_k^i(\varepsilon)$, $S_k^i(\varepsilon)$ unter Berücksichtigung von (8) kann man ohne Schwierigkeiten ein algebraisches Gleichungssystem für die Größen $f_1(\Delta)$, $f_1(eV - \Delta)$, $f_2(eV)$, $f_3(eV + \Delta)$ ermitteln. Ohne dieses System ganz anzuschreiben (es ist sehr umfangreich), befassen wir uns nur mit einigen Eigenschaften der Lösungen. Die Untersuchung zeigt, daß $f_i(\varepsilon) \neq 0$ in den Injektionspunkten. Dies beweist, daß weder die Quelle noch das Integral der Zusammenstöße bei $eV > 2\Delta$ nach Null gehen und auch nicht bei irgendwelchen Werten von ε (vergl. mit [8]). Wir stellen aber sofort fest, daß der Fall $\nu \gg \alpha$ in experimenteller Beziehung am interessantesten ist, wo $D > 10^{-6}$ der Ungleichung $\nu > 1$ entspricht.

Wir führen die dimensionslosen Variablen $x = \varepsilon/\Delta$ und $v = eV/\Delta$ ein und schreiben die Lösung des Systems im untersuchten Fall in der Form

$$\begin{aligned}
 f(x) = & \left[\frac{1}{2} - \frac{2}{\sqrt{x^2-1}} \sqrt{(v-x)^2-1} \right] \theta(x-1) \theta(v-1-x) + \\
 & + (\beta_2 v + \beta_3)^{-1} \left(\frac{v}{2} - 1 \right) \zeta(x-v+1) \chi(v+1-x) + \\
 & + \left[\frac{1}{2} - \frac{(\beta_0 + \beta_1 v^{-1})}{x^2} \sqrt{x^2-1} \sqrt{(x-v)^2-1} \right] \theta(x-1-v) \theta(2v-1-x)
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

an, wobei

$$\begin{aligned}
 \beta_0 &= \frac{45\sqrt{3}}{32}; \quad \beta_1 = \frac{9}{8} \left(47 + \frac{\gamma_0}{2\sqrt{2}} \right); \quad \beta_2 = \frac{16}{5\sqrt{30}}; \\
 \beta_3 &= \frac{1}{5\sqrt{2}} (28\sqrt{3} + 2\gamma_1 - \gamma_0) - \frac{14}{3}. \\
 \gamma_0 &= \ln(3 + 2\sqrt{2}); \quad \gamma_1 = \ln(2 + \sqrt{3}).
 \end{aligned}$$

Hinzugefügt sei, daß die ermittelten Lösungen die Gleichungen, mit denen man zur Lösung des algebraischen Gleichungssystems übergehen konnte, vollständig erfüllen. Nach (12) ist $f_1(\Delta) = f_1(eV - \Delta) = 2/v$ und $f_2(eV)$ tatsächlich klein über dem Parameter α .

Die Formel (12) zeigt (siehe auch Abb. 1), daß $f(\epsilon) \leq 1/2$. Wie in Arbeit [11] bemerkt, hängt diese Herleitung damit zusammen, daß in Nichtgleichgewichtszuständen, wenn in einigen Energiebereichen $f(\epsilon)$ einen Wert in der Größenordnung von Eins annimmt, die Rekombinationsvorgänge der Elektronenanregungen mit der Phononenstrahlung und die Streuvorgänge der Quasiteilchen auf den Phononen mit der Strahlung (Absorption) der Phononen mit gleicher Geschwindigkeit ablaufen (wie Einphononenzustände), und es tritt auch nicht das gewöhnliche Relaxationsbild [17] auf. Bei der Bewertung von Situationen, die der von uns beschriebenen ähnlich sind, darf man somit die verschiedenen Glieder in den Integralen der Zusammenstöße, die diese oder jene Vorgänge beschreiben, auf keinen Fall vernachlässigen. Wenn man diesen Umstand nicht berücksichtigt, dann kommen wir unweigerlich zu der Schlußfolgerung, daß Verteilungen mit $f > 1/2$ [8, 13] möglich wären.

Bemerkt sei, daß man im Falle eines "hochohmigen" Kontaktes mit $v \ll 1$ (siehe Abb. 1) das untersuchte System tatsächlich durch ein Modell mit drei Niveaus beschreiben kann [21]. In den experimentell realisierbaren Fällen "niederohmiger" Kontakte mit $v \gg 1$ ist aber deshalb

diese Modellbeschreibung [21] unbefriedigend. Wir werden in den weiteren Anwendungen folglich nur den letztgenannten Fall als Beispiel verwenden.

3. Unterdrückung der Supraleitfähigkeit im Nichtgleichgewichtszustand

Wir verwenden die ermittelten Lösungen und bestimmen die Veränderung der Energielücke im Nichtgleichgewichtszustand. Die Untersuchung führen wir bei $v \gg \alpha$ durch. Nach Einsetzen von (12) in (3) nimmt die Gleichung für die Energielücke folgende Gestalt an:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda} = & \frac{4}{v} \int_{\Delta}^{eV-\Delta} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} M(\varepsilon) + \left(1 - \frac{2\alpha}{\beta_2 v + \beta_3}\right) (\gamma_0 - 2\alpha^{1/2}) + \\ & + \theta(2eV - \Delta - \varepsilon^*) \left\{ 2 \left(\beta_0 + \frac{\beta_1}{v} \right) \int_{eV+\Delta}^{\varepsilon^*} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} M(\varepsilon) + \int_{\varepsilon^*}^{\hbar\omega_D} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} \right\} + \\ & + \theta(\varepsilon^* - 2eV + \Delta) \left\{ 2 \left(\beta_0 + \frac{\beta_1}{v} \right) \int_{eV+\Delta}^{2eV-\Delta} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} M(\varepsilon) + \int_{2eV-\Delta}^{\hbar\omega_D} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

wobei

$$\varepsilon^* = (eV + \Delta) + \delta, \quad \delta = \frac{81}{64} \frac{\Delta}{(\beta_0 + \beta_1 v^{-1})^2}.$$

Mit einer Genauigkeit bis auf die Glieder, die proportional sind zu $\alpha^{1/2}(v \gg \alpha)$, hat das Ergebnis die einfache Form

$$\Delta \approx \Delta_0 (1 - 2\alpha^{1/2}), \quad (14)$$

wobei Δ_0 den Gleichgewichtswert der Energielücke bei $T = 0$ bezeichnet.

Wir bleiben bei der Frage, ob der erzielte supraleitende Zustand bezüglich der kleinen Schwankungen der Energielücke und der Verteilungsfunktion der Quasiteilchen bei $t < \tau$ stabil ist.

Nach [28] ist der supraleitende Nichtgleichgewichtszustand bezüglich der Hochfrequenzschwankungen des Parameters der Größenordnung stabil, falls bei Werten der kritischen Frequenzen, die durch die Gleichung

$$f(\omega_i/2) = 1/2, \quad (15)$$

bestimmt werden, die Gleichung für die kritischen Parameter des äußeren Pumpens

$$\int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} \frac{1 - 2f(\epsilon)}{\epsilon^2 - 1/4\omega_i^2} = 0. \quad (16)$$

keine Lösungen besitzt.

Wie man leicht überprüfen kann, hat die Gleichung (16) im untersuchten Fall $v \gg \alpha$ bei $\omega_1 = 2\Delta$, $\omega_2 = 2eV - 2\Delta$, $\omega_3 = 2eV + 2\Delta$ tatsächlich keine Wurzeln (bei $eV + 2\Delta$). Folglich ist der untersuchte Zustand bezüglich der Hochfrequenzschwankungen des Parameters der Größenordnung stabil. Man kann ebenfalls leicht überprüfen, daß der erzielte Zustand auch bezüglich der Niederfrequenzschwankungen der Verteilungsfunktion der Quasiteilchen und des elektromagnetischen Feldes ($\omega = 0, q \rightarrow 0$) stabil ist. Nach dem Stabilitätskriterium für eine solche Schwankungsform (siehe [29 - 31]) muß (bei $v \gg 1$) die Ungleichung

$$\frac{\beta_0}{3\sqrt{2}}(v - 2) < 1, \quad (17)$$

erfüllt sein, was offensichtlich bei den entsprechenden Werten von v erfolgt. Natürlich erschöpfen die untersuchten Bedingungen nicht alle möglichen Instabilitätsarten. Diese Frage erfordert ohne Zweifel eine besondere Untersuchung.

4. Phononenerzeugung bei quasipartieller Tunnelung

Die experimentellen Untersuchungen der letzten Jahre [19 - 24, 32] haben gezeigt, daß man solche Versuchsbedingungen herstellen kann, nach denen eine Thermalisierung der ursprünglichen Phononen ver-

hindert werden kann, die sich infolge nicht elastischer Elektronen-Phononen-Zusammenstöße bilden, und wodurch die Möglichkeit auftritt, die Eigenschaften der emittiert werdenden Phononen zu untersuchen und zu verwenden. Normalerweise ist es sinnvoll, die sich infolge Thermalisierung bildenden Phononen aufzuteilen in Relaxationsphononen (die sich infolge Quasiteilchenstrahlung bei Elektronen-Phononen-Streuung bilden; ihre Frequenzen ω liegen hauptsächlich im Intervall von Null bis $eV - \Delta$ [19]) und Rekombinationsphononen mit der Frequenz $\omega \geq 2\Delta$ (z.B. für Zinn $2\Delta \sim 2,8 \cdot 10^4$ Hz [19]). Wie in den Versuchen in [19 - 24] interessieren uns auch nur die Hochfrequenzphononen ($\omega \geq 2\Delta$).

Der Erzeugungseffekt quasimonochromatischer Phononen mit der Frequenz $\omega \geq 2\Delta$ wurde in [33] erklärt auf der Grundlage einer Untersuchung des Relaxationsbildes des Phononensystems in einem Supraleiter [17]. Nach [33] hing dieser Effekt mit einem "engen Hals" in der Relaxation der Hochfrequenzphononen ($\omega \geq 2\Delta$) zusammen, in dessen Funktion der Übergang von den Frequenzen $\omega \geq 2\Delta$ zu $\omega < 2\Delta$ in der Phononenverteilung auftritt. Ausführlicher dargelegt bedeutet dies folgendes. Die Phononen mit der Frequenz $\omega \geq 2\Delta$ relaxieren ($T \ll T_c$) in erster Linie aufgrund der Rekombinationsvorgänge der Quasiteilchen und des Zerfalls der Cooper-Paare in der Zeit τ_{ph}^r . Dabei tritt ein "Abreißen" der Hochfrequenzphononen ($\omega \geq 2\Delta$) von der "Hauptmasse" ($\omega < 2\Delta$) der Phononen ein, die anfänglich ziemlich schnell innerhalb von Zeiten, die durch die Phononen-Phononen-Zusammenstöße bedingt sind, eine Bose-Quasigleichgewichtsverteilung herstellen, und danach mit den Elektronen ins Gleichgewicht kommen. Was die Hochfrequenzphononen ($\omega > 2\Delta$) betrifft, so werden sie nur nach Wechselwirkung mit dem Elektronensubsystem des Metalls auf den "Hauptteil" der Phononen ($\omega < 2\Delta$) abgestimmt. Wenn man die Dicke der untersuchten Filme $d < \lambda_{ph}$ nimmt (λ_{ph} - freie Weglänge der Phononen mit $\omega > 2\Delta$; nach [19] ist $\lambda_{ph} \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ cm), dann gehen diese Phononen ohne Überabsorption in das Substrat. Da die freie Weglänge der Hochfrequenzphononen λ in das Substrat jedoch relativ groß ist (für Saphir [19] $\lambda \sim 1$ cm), ist es möglich, die untersuchten Nichtgleichgewichts-Supraleiter als UKW-Phonongeneratoren zu verwenden [24].

Aus den Versuchsergebnissen von [21] folgt, daß die emittiert werdenden Rekombinationsphononen ein deutlich ausgeprägtes Maximum besitzen (bei $eV \rightarrow 2\Delta$) auf der Frequenz $\omega = 2\Delta$, und daß der "Verwaschungs"-Bereich der Verteilung $\gamma \sim eV - 2\Delta$ nahe 2Δ ist. In diesem Abschnitt wollen wir zeigen, daß es neben dem "integralen" Maximum der Phononenverteilung bei $\omega_1 \sim 2\Delta$ noch schwächere Maxima $\omega_{2,3} \sim 4\Delta, 6\Delta$ gibt, die durch die Intensität I folgendermaßen miteinander in Beziehung stehen:

$$I(\omega_1) : I(\omega_2) : I(\omega_3) = 1 : \alpha^{1/2} : \alpha.$$

Um die Verteilung der emittiert werdenden Rekombinationsphononen nach der Frequenz zu untersuchen, muß die Funktion errechnet werden, die proportional ist zur Phononausstrahlungswahrscheinlichkeit bei Rekombination von zwei Quasiteilchen. Die Funktion schreiben wir in der Form [17]

$$P(\omega) = \int_{\Delta}^{\infty} \int_{\Delta}^{\infty} d\varepsilon d\varepsilon' \frac{[\varepsilon\varepsilon' + \Delta^2]}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2} \sqrt{\varepsilon'^2 - \Delta^2}} f(\varepsilon) f(\varepsilon') \delta(\varepsilon + \varepsilon' - \omega). \quad (18)$$

Ohne zur Ausrechnung von (18) überzugehen, sondern nur ausgehend von den Verteilungssingularitäten der Nichtgleichgewichtsanregungen (siehe Abb. 1) im Tunnelkontakt bei $(eV - 2\Delta)/2\Delta \ll 1$, kann man das charakteristische Verhalten der Funktion $P(\omega)$ herleiten. Tatsächlich haben die Geschwindigkeiten der Rekombinationsvorgänge der Anregungen $\tau_r^{-1}(\varepsilon)$ und der Relaxationsvorgänge bei Streuung an den Phononen $\tau_s^{-1}(\varepsilon)$ in den Energiebereichen ε , wo $f(\varepsilon)$ ein mit Eins ($\varepsilon \sim \Delta, eV - \Delta, eV + \Delta$) vergleichbarer Wert ist, eine Größenordnung. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit der Rekombinationen gerade für die Elektronenanregungen maximal, die sich in den Bereichen $\varepsilon \sim \Delta, eV - \Delta, eV + \Delta$ befinden. Dabei sind folgende Situationen möglich. Es rekombinieren die Quasiteilchen, die zu einem der drei Peaks der Verteilung $f(\varepsilon)$ gehören. In diesem Fall haben die charakteristischen Phononenfrequenzen ω einen Wert von $2\Delta, 2eV - 2\Delta, 2eV + 2\Delta$. Möglich sind auch Rekombinationsvorgänge der Quasiteilchen, die zu verschiedenen Peaks gehören. Dann sprechen wir von "Kombinationsfrequenzen", bei denen $P(\omega)$ die Maxima haben muß: $\omega \sim eV, eV + 2\Delta, 2eV$. Tatsächlich führt die Berechnung der Asymptoti-

schen (siehe Anhang) zu einem Ausdruck, dessen charakteristische Abhängigkeit von ω in Abb. 2 dargestellt ist. Der Kurvenverlauf von $P(\omega)$ zeigt, daß die Funktion $P(\omega)$, allgemein gesprochen, sechs lokale Maxima besitzt. Dabei sind die Maxima am stärksten ausgeprägt bei Verringerung von v (punktierte Kurve in Abb. 2). Bei $v \gg 1$ ist die Mikrostruktur der Maxima in den Bereichen $(2\Delta, 2eV - 2\Delta)$, $(eV + 2\Delta, 2eV)$ kaum festzustellen, und wir gelangen zur "integralen" Struktur von $P(\omega)$, die faktisch auch experimentell beobachtet werden muß (Strich-Punkt-Linie in Abb. 2). Die einfachsten Bewertungen (siehe Anhang) zeigen, daß mit einer Genauigkeit bis zu den wichtigsten Glieder der Zerlegung

$$P(2\Delta) = P(eV) = P(2eV - 2\Delta) = \frac{\pi}{4} \Delta; \quad (19)$$

$$P(eV + 2\Delta) = P(2eV) = \sqrt{2} \Delta \alpha^{1/2}; \quad (20)$$

$$P(2eV + 2\Delta) = \frac{5\Delta}{4} \alpha. \quad (21)$$

Somit ist der Hauptteil der erzeugten Phononen in einem engen Bereich der Größenordnung $eV - 2\Delta$ nahe 2Δ konzentriert, was den bekannten Versuchsangaben entspricht [19 - 24]. Es gibt jedoch auch weniger auffällige Peaks (20), (21), die experimentell ebenfalls beobachtet werden können.

Die erzielten Ergebnisse beschreiben offenbar im wesentlichen auch die Phononenfluoreszenz¹⁾ (vgl. [8, 9]). Dies hängt damit zusammen, daß die Verteilungsbesonderheiten der Elektronenanregungen bezüglich der Parameter eV und Ω ungeachtet eines gewissen formalen Unterschieds in den Gleichungen, die das UKW-Pumpen [3] und die Tunnelinjektion [15] beschreiben, hauptsächlich durch die Wurzelsingularitäten bestimmt werden, die in den Quellen der kinetischen Gleichungen identische Struktur besitzen.

¹⁾ Gemeint ist eine Phononenerzeugung mit der Frequenz $\omega \geq 2\Delta$ bei Bestrahlung des supraleitenden Filmes mit einem elektromagnetischen UKW-Feld mit der Frequenz $\Omega > 2\Delta$ [32].

Schluß

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, daß der Tunnelkontakt bei $eV > 2\Delta$ prinzipiell ein Nichtgleichgewichtsobjekt ist (insbesondere bei $T \ll T_c$ und guten Durchlässigkeiten der Barriere). Die Nichtgleichgewichtsquelle ist dabei der Tunnelstrom selbst. Wenn die Durchlässigkeit der Tunnelbarriere gering ist (siehe Abb. 1a), dann hat die im Vergleich mit dem Gleichgewichtswert unwesentliche Anzahl überschüssiger Quasiteilchen natürlich geringen Einfluß auf die integralen Charakteristiken des Tunnelkontakts, z.B. auf den Tunnelstrom. Bei zunehmender Durchlässigkeit jedoch (bis 10^{-15} - 10^{-6}) müssen sich die Nichtgleichgewichtseffekte auch auf die integralen Charakteristiken auswirken.

Im Experiment könnte man das Hauptergebnis der Arbeit (siehe 2. Abschnitt) direkt überprüfen, wenn man die "lokalen" Charakteristiken untersucht, die unmittelbar mit der Art der Verteilungsfunktion zusammenhängen, nämlich solche, wie Verteilung der emittiert werdenden Rekombinationsphononen, Dämpfung des Ultraschalls und dgl. Durch die erzielten Ergebnisse können die bereits vorhandenen [1] erklärt und neue Angaben vorausgesagt werden, die sich auf die Abweichung der Art der Volt-Ampere-Charakteristiken des Quasiteilchen-Tunnelstroms von der gewöhnlichen Gleichgewichtsform im Falle eines niederohmigen Kontaktes beziehen. Diesen Fragen soll eine besondere Veröffentlichung gewidmet werden. Bemerkt sei auch noch folgendes: Die charakteristische Singularität der festgestellten Verteilung der Nichtgleichgewichtsanregungen bei Tunnelinjektion ($eV > 2\Delta$) ist die Existenz von zwei Bereichen der positiven Ableitung $\partial f/\partial \varepsilon$ bei $\varepsilon \rightarrow eV - \Delta - 0^+$, $\varepsilon \rightarrow eV + \Delta - 0^+$ (siehe Abb. 1). Es ist jedoch leicht festzustellen (siehe Abb. 1c), daß in experimentell durchführbaren Fällen $\nu > 1$ (intensives Pumpen)

$$\left. \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon \rightarrow eV - \Delta - 0^+} \ll \left. \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon \rightarrow eV + \Delta - 0^+}.$$

Deshalb ist die Verwendung der gefundenen Nichtgleichgewichtszustände (insbesondere des Bereichs der positiven Ableitung von [5]) zur Verstärkung z.B. des elektromagnetischen UKW-Signals [5] im zweiten Abschnitt der positiven Ableitung wirkungsvoller. Was

die ermittelte Verteilung der emittiert werdenden Rekombinationsphononen (19) betrifft, so sind heutzutage die Möglichkeiten ausreichend [24], die Frequenzabhängigkeit der Phononenerzeugung experimentell zu untersuchen.

Zum Schluß möchten die Verfasser den Herren V.G. Bar'jachtar für seine ständige Aufmerksamkeit, die er dieser Arbeit schenkte, seinen zahlreichen Diskussionen und wertvollen Ratschlägen, Ju.K. Kiričenko für die Hilfe bei den Berechnungen danken. Wir danken I.M. Dimitrenko, Ju.M. Ivancenko, B.I. Ivlev, S.A. Pesckovackij, V.M. Svistunov, I.K. Janson, sowie den Teilnehmern des Seminars für Festkörpertheorie des Physikalisch-technischen Instituts für Niedertemperaturphysik der Akademie der Wissenschaften der Ukrainischen SSR für die Erörterung der Ergebnisse dieser Arbeit.

Anhang

Die Berechnung von (18) bei $\alpha \ll 1$ liefert folgenden asymptotischen Ausdruck:

$$\begin{aligned}
 P(\omega) = & \left\{ \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \sqrt{\omega\Delta} - \frac{2}{\sqrt{v}} 2\sqrt{(\omega_2 - \omega_1)(\omega - \omega_1)} - \right. \\
 & \left. - (\omega_2 - \omega) \ln \frac{\sqrt{\omega - \omega_1} + \sqrt{\omega_2 - \omega_1}}{\sqrt{\omega_2 - \omega_1} - \sqrt{\omega - \omega_1}} \right\} \Theta(1) + \\
 & + \left\{ \frac{\pi}{4} \Delta + \frac{1}{4} \Delta \left(\sqrt{\frac{\omega}{\omega_1}} - 1 \right) \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega - \omega_2}} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega - \omega_2}{\omega_2 - \omega_1}} \right) - \right. \\
 & \left. - \frac{2}{\sqrt{v}} \left[2\sqrt{(\omega - \omega_1)(\omega_2 - \omega_1)} - (\omega - \omega_2) \ln \frac{\sqrt{\omega_2 - \omega_1} + \sqrt{\omega_3 - \omega}}{\sqrt{\omega_2 - \omega_1} - \sqrt{\omega_3 - \omega}} \right] \right\} \Theta(2) + \\
 & + \left\{ \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\omega\Delta} \left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega - \omega_2}} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega - \omega_2}{\omega_2 - \omega_1}} \right] - \right. \\
 & \left. - \frac{2}{\sqrt{v}} \sqrt{\frac{\omega}{\omega_1}} \left[2\sqrt{(\omega_2 - \omega_1)(\omega - \omega_1)} + (\omega - \omega_2) \ln \sqrt{\frac{\omega - \omega_1}{\omega - \omega_2}} \right] \right\} \Theta(3) + \\
 & + \left\{ \sqrt{2}\Delta \left[\alpha^{1/2} - \sqrt{\frac{\omega - \omega_1}{\omega_1}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta \left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega - \omega_1}{\omega_2}} - \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega_2}{\omega - \omega_1}} - \frac{4}{\sqrt{v}\Delta} \left[\sqrt{\omega_2 - \omega_1} - \sqrt{\omega_5 - \omega} + \frac{1}{3} ((\omega_2 - \omega_1)^{3/2} - \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. \left. - (\omega_5 - \omega)^{3/2} \right) + (\omega - \omega_2) \ln \frac{\sqrt{\omega_2}}{\sqrt{\omega - \omega_1} - \sqrt{\omega_2 - \omega_1}} \right] - \frac{\pi}{9} \beta_0 (\omega - \omega_4) \right\} \Theta(4) + \\
 & + \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega - \omega_2}} + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega_5 - \omega_1}{\omega - \omega_5}} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega - \omega_5}{\omega_5 - \omega_1}} - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega - \omega_2}{\omega_2 - \omega_1}} - \frac{4\sqrt{2}}{\sqrt{v}} \left[\sqrt{\omega_1(\omega_6 - \omega)} - (\omega - \omega_2) \ln \frac{\sqrt{\omega_1} - \sqrt{\omega_6 - \omega}}{\sqrt{\omega - \omega_2}} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{4}{9}(\omega - \omega_4) \left(\beta_0 + \frac{\beta_1}{v} \right) \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega - \omega_2}} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega - \omega_5}{\omega_2 - \omega_1}} \right] \Theta(5) + \\
 & + \left\{ \frac{3\omega - 4\omega_1}{4\sqrt{2}\sqrt{\omega - \omega_1}} \left[\sqrt{\omega - \omega_4} - \sqrt{\omega - \omega_5} \right] + \frac{5}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega_1}{\omega - \omega_1}} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega - \omega_4}{\omega_2}} - \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega - \omega_5}{\omega_5 - \omega_1}} \right] + \frac{3\omega - 4\omega_1}{9\omega_1} \sqrt{\frac{\omega_1}{\omega - \omega_1}} \left[\sqrt{(\omega_2 - \omega_1)(\omega - \omega_5)} - \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. - (\omega - \omega_4) \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega - \omega_5}} \right] \left(\beta_0 + \frac{\beta_1}{v} \right) \right\} \Theta(6) + \\
 & + \left\{ \frac{5}{8} \left[(3eV - \omega) + \frac{1}{2}(\omega - \omega_7) \right] - \frac{10}{27\sqrt{\Delta}} \left(\beta_0 + \frac{\beta_1}{v} \right) (\omega - \omega_7)^{3/2} \right\} \Theta(7),
 \end{aligned}$$

wobei

$$\begin{aligned}
 \omega_1 \dots, 7 &= 2\Delta, eV, 2eV - 2\Delta, eV + 2\Delta, 2eV, 3eV - 2\Delta, 2eV + 2\Delta; \\
 \Theta(i) &= \theta(\omega - \omega_i) \chi(\omega_{i+1} - \omega).
 \end{aligned}$$

L i t e r a t u r

1. *Langenberg D. N.* Nonequilibrium Phenomena in Superconductivity.— In: Proc. Low Temp. Phys., LT-14. North-Holland Publ. Co, Amsterdam, 1975, vol. 5, p. 223—263.
2. *Элиашберг Г. М.* Сверхпроводимость пленок, стимулированная высокочастотным полем.— Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, с. 186—188.
Eliašberg, G.M.: Sverchprovodimost' plenok, stimulirovannaja vysokochastotnym polem.
In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Pis'ma v redakciju. Moskva, 11 (1970), Nr 3, S. 186 - 188.
Engl.: Film Superconductivity Stimulated by a High Frequency Field.
In: Soviet Physics - JETP Letters. New York, 11 (1970), Nr 3, S. 114 bis 116.
3. *Элиашберг Г. М.* Неупругие столкновения электронов и неравновесные стационарные состояния в сверхпроводниках.— ЖЭТФ, 1971, 61, вып. 9, с. 1254—1271.
Eliašberg, G.M.: Neuprugie stolknovenija élektronov i neravnovesnye stacionarnye sostojanija v sverchprovodnikach.
In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva, 61 (1971), Nr 9, S. 1254 - 1272.
Engl.: Inelastic Electron Collisions and Nonequilibrium Stationary States in Superconductors.
In: Soviet Physics - JETP. New York, 34 (1972), Nr 3, S. 668 - 676.
4. *Ивлев Б. И., Элиашберг Г. М.* Влияние неравновесных возбуждений на свойства сверхпроводящих пленок в высокочастотном поле.— Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с. 464—467.
Ivlev, B.I., Eliašberg, G.M.: Vlijanie neravnovesnyh vozbuždenij na svojstva sverchprovodjaščich plenok v vysokočastotnom pole.
In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Pis'ma v redakciju. Moskva, 13 (1971), Nr 8, S. 464 - 468.
Engl.: Influence of Nonequilibrium Excitations on the Properties of Superconducting Films in a High-frequency Field.
In: Soviet Physics - JETP Letters. New York, 13 (1971), Nr 8, S. 333 bis 336.

5. *Ivlev B. I., Lisitsyn S. G., Eliashberg G. M.* Nonequilibrium Excitations in Superconductors in High-Frequency Fields.— *J. Low Temp. Phys.*, 1973, 10, N 3/4, p. 449—468.
6. *Варданян Р. А., Ивлев Б. И.* Влияние лазерного облучения на сверхпроводимость.— *ЖЭТФ*, 1973, 65, вып. 12, с. 2315—2326.
Vardanjan, R.A., Ivlev, B.I.: Vlijanie lazernogo oblučeniya na sverchprovodimost'.
In: *Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki*. Moskva, 65 (1973), Nr 12, S. 2315 - 2326.
Engl.: Effect of Laser Radiation on Superconductivity.
In: *Soviet Physics - JETP*. New York, 38 (1974), Nr 6, S. 1156 - 1161.
7. *Owen C. S., Scalapino D. J.* Superconducting State Under the Influence of External Dynamic Pair Brea King.— *Phys. Rev. Lett.*, 1972, 28, N 24, p. 1559—1562.
8. *Аронов А. Г., Спивак Б. З.* Свойства сверхпроводников с неравновесными возбуждениями.— *ФТТ*, 1976, 18, № 2, с. 541—553.
Aronov, A.G., Spivak, B.Z.: Svojstva sverchprovodnikov s neravnovesnymi vozbuždenijami.
In: *Fizika tverdogo tela*. Moskva, 18 (1976), Nr 2, S. 541 - 553.
Engl.: Properties of Superconductors with Nonequilibrium Excitations.
In: *Soviet Physics - Solid State*. New York, 18 (1976), Nr 2, S. 312 bis 320.
9. *Аронов А. Г., Зеликман М. А., Спивак Б. З.* Неравновесные возбуждения в сверхпроводниках и фононная флюоресценция.— *ФТТ*, 1976, 18, № 8, с. 2209—2217.
Aronov, A.G., Zelikman, M.A., Spivak, B.Z.: Neravnovesnye vozbuždenija v sverchprovodnikach i fononnaja fljuorescencija.
In: *Fizika tverdogo tela*. Moskva, 18 (1976), Nr 8, S. 2209 - 2216.
Engl.: Nonequilibrium Excitation in Superconductors and Phonon Fluorescence.
In: *Soviet Physics - Solid State*. New York, 18 (1976), Nr 8, S. 1286 bis 1290.
10. *Елесин В. Ф.* Неравновесное состояние сверхпроводников с оптическим возбуждением квазичастиц.— *ЖЭТФ*, 1974, 66, вып. 5, с. 1755—1761.
Elesin, V.F.: Neravnovesnoe sostojanie sverchprovodnikov s optičeskim vozbuždeniem kvazičastic.
In: *Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki*. Moskva, 66 (1974), Nr 5, S. 1755 - 1761.
Engl.: Nonequilibrium State of Superconductors with Optical Excitation of Quasiparticles.
In: *Soviet Physics - JETP*. New York, 39 (1974), Nr 5, S. 862 - 865.
11. *Елесин В. Ф.* Особенности фазового перехода неравновесных сверхпроводников с оптической накачкой.— *ЖЭТФ*, 1976, 71, вып. 10, с. 1490—1501.
Elesin, V.F.: Osobennosti fazovogo perechoda neravnovesnyh sverchprovodnikov s optičeskoj nakačkoj.
In: *Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki*. Moskva, 71 (1976), Nr 10, S. 1490 - 1502.
Engl.: Features of Phase Transition in Nonequilibrium Superconductors with Optical Pumping.
In: *Soviet Physics - JETP*. New York, 44 (1976), Nr 4, S. 780 - 786.
12. *Барьяхтар В. Г., Семиноженко В. П.* «Фононный» механизм влияния звука на энергетическую щель сверхпроводников.— *ФНТ*, 1976, 2, № 12, с. 1516—1521; Там же, 1977, 3, № 2, с. 272.
Bar'jachtar, V.G., Seminoženko, V.P.: "Fononnyj" mehanizm vlijaniya zvuka na énergetičeskuju ščel' sverchprovodnikov.
In: *Fizika nizkich temperatur*. Kiev, 2 (1976), Nr 12, S. 1516 - 1521.
Engl.: The "Phonon" Mechanism of the Effect of Sound on the Superconducting Energy Gap.
In: *Soviet Journal of Low Temperature Physics*. New York, 2 (1976), Nr 12, S. 738 - 741.

- Und ebenda, 3 (1977), Nr 2, S. 272.
[In der Übersetzungszeitschrift noch nicht erschienen.]
13. Генкин В. М., Протогенов А. П. Неравновесные состояния при туннелировании в сверхпроводниках.— ФТТ, 1976, 18, № 1, с. 24—29.
Genkin, V.M., Protogenov, A.P.: Neravnovesnye sostojanija pri tunnelirovanii v sverchprovodnikach.
In: Fizika tverdogo tela. Moskva, 18 (1976), Nr 1, S. 24 - 32.
Engl.: Nonequilibrium States Resulting from Tunneling in Superconductors.
In: Soviet Physics - Solid State. New York, 18 (1976), Nr 1, S. 13 bis 17.
14. Песковацкий С. А., Семиноженко В. П. Стимулирование сверхпроводимости постоянным туннельным током.— ФНТ, 1976, 2, № 7, с. 943—945.
Peskovackij, S.A., Seminoženko, V.P.: Stimulirovanie sverchprovodimosti postojannym tunnel'nym tokom.
In: Fizika nizkich temperatur. Kiev, 2 (1976), Nr 7, S. 943 - 945.
Engl.: Stimulation of Superconductivity by Constant Tunnel Currents.
In: Soviet Journal of Low Temperature Physics. New York, 2 (1976), Nr 7, S. 464 - 465.
15. Кириченко И. К., Песковацкий С. А., Семиноженко В. П. Неравновесные состояния сверхпроводящих туннельных контактов. Препринт ИПЭ АН УССР, № 74. Харьков, 1976.
Kiričenko, I.K.; Peskovackij, S.A., Seminoženko, V.P.: Neravnovesnye sostojanija sverchprovodjaščich tunnel'nyh kontaktov.
Preprint. Institut radiotekhniki i elektroniki Akademii nauk USSR. Char'kov, 1976, Nr 74.
(Nichtgleichgewichtszustände supraleitender Tunnelkontakte)
16. Барьяхтар В. Г., Семиноженко В. П. Время жизни квазичастицы в теории БКШ.— ФММ, 1973, 36, с. 943—949.
Bar'jachtar, V.G., Seminoženko, V.P.: Vremja žizni kvazičasticy v teorii BKS.
In: Fizika metallov i metallovedenie. Moskva, 36 (1973), Nr 5, S. 913 bis 918.
Engl.: The Lifetime of a Quasiparticle in the BCS Theory of Superconductivity.
In: Physics of Metals and Metallography. New York, 36 (1973), Nr 5, S. 10 - 15.
17. Барьяхтар В. Г., Клепиков В. Ф., Семиноженко В. П. К теории релаксационных процессов в сверхпроводниках.— ФТТ, 1973, 15, с. 1213—1221.
Bar'jachtar, V.G., Klepikov, V.F., Seminoženko, V.P.: K teorii relaksacionnyh processov v sverchprovodnikach.
In: Fizika tverdogo tela. Moskva, 15 (1973), Nr 4, S. 1213 - 1222.
Engl.: Theory of Relaxation Processes in Superconductors.
In: Soviet Physics - Solid State. New York, 15 (1973), Nr 4, S. 817 bis 822.
18. Волков А. Ф. Неравновесные состояния в сверхпроводящих туннельных структурах.— ЖЭТФ, 1975, 68, вып. 2, с. 756—765.
Volkov, A.F., Neravnovesnye sostojanija v sverchprovodjaščich tunnel'nyh strukturach.
In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva, 68 (1975), Nr 2, S. 756 - 765.
Engl.: Nonequilibrium States in Superconducting Tunnel Structures.
In: Soviet Physics - JETP. New York, 41 (1975), Nr 2, S. 376 - 380.
19. Айзенменгер В. Генерация и детектирование фононов методом одночастичного туннелирования в сверхпроводниках. Туннельные явления в твердых телах. М., «Мир», 1973, с. 356—368.

- Ajzenmenger, V.: Generacija i detektirovanie fononov metodom odnočas-
tičnogo tunnelirovanija v sverchprovodnikach.
In: Tunnel'nye javlenija v tverdych telach. Moskva: Verlag "Mir",
1973, S. 356 - 368.
Übersetzung aus dem
Eisenmenger, Wolfgang: Phonon Generation and Detection by Single-
-Particle Tunneling in Superconductors.
In: Tunneling Phenomena in Solids. (Lectures presented at the 1967
NATO Advanced Study Institute at Risö, Denmark). New York: Ple-
num Press, 1969, S. 371 - 384.
20. Kinder H., Laszmann K., Eisenmenger W.— Phys. Lett., 1970, A31, p. 475—477.
21. Dayem A. H., Wiegand J. J. Emitted phonon spectrum and its influence on the detec-
-ted signal in superconducting Sn diodes.— Phys. Rev., 1972, 5B, N 11, p. 4390—4403.
22. Dynes R. C., Narayanamurti V.— Phys. Rev., 1972, 5B, N 1, p. 143—155.
23. Long A. R., Adkins C. J.— Phyl. Mag., 1973, 27, p. 865—881.
24. Kinder H.— In.: Proc. Low Temp. Phys., LT-14. North-Holland Publ. Co, Amster-
-dam, 1975, vol. 5, p. 223—263.
25. Элиашберг Г. М. Температурные функции Грина электронов в сверхпроводнике.—
ЖЭТФ, 1960, 39, с. 1437—1441.
Eliašberg, G.M.: Temperaturnyye funkicii Grina élektronov v sverchpro-
-vodnike.
In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva, 39 (1960),
S. 1437 - 1441.
Engl.: Temperature Green's Function for Electrons in a Superconductor.
In: Soviet Physics - JETP. New York, 12 (1961), Nr 5, S. 1000 - 1002.
26. Tinkham M. Tunneling Generation Relaxation and Tunneling Detection of Hole-
-Electron Imbalance in Superconductors.— Phys. Rev., 1972, 6B, N 5, p. 1747—
-1756.
27. Барьяхтар В. Г., Семиноженко В. П. Кинетические уравнения для сверхпровод-
-ников. Препринт ИТФ, 76-64Р. Киев, 1976.
Bar'jachtar, V.G., Seminoženko, V.P.: Kinetičeskie uravnenija dlja
-sverchprovodnikov.
Preprint. Institut teoretičeskoj fiziki. Kiev, 1976, 76-64R.
<Kinetische Gleichungen für Supraleiter>
28. Аронов А. Г., Гуревич В. Л. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1111—1125.
Aronov, A.G., Gurevič, V.L. -
In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva, 65 (1973),
Nr 9, S. 1111 - 1125.
Engl.: Stability of Nonequilibrium Fermi Distributions with Respect
-to Cooper Pairing.
In: Soviet Physics - JETP. New York, 38 (1974), Nr 3, S. 550 - 556.
29. Кемоклидзе М. П., Питаевский Л. П. Динамика сверхтекучего ферми-газа при
-конечных температурах.— ЖЭТФ, 1967, 52, вып. 6, с. 1556—1569.
Kemoklidze, M.P., Pitaevskij, L.P.: Dinamika sverchtekučego fermi-gaza
-pri konečnych temperaturach.
In: Žurnal éksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva, 52 (1967),
Nr 6, S. 1556 - 1569.
Engl.: Dynamics of a Superfluid Fermi Gas at Finite Temperatures.
In: Soviet Physics - JETP. New York, 25 (1967), Nr 6, S. 1036 - 1044.
30. Бару В. Г., Суханов А. А. Новые типы неустойчивости при неравновесном возбу-
-ждении сверхпроводника. Препринт ИРЭ АН СССР, № 7 (187). Москва, 1975.
Baru, V.G., Suchanov, A.A.: Novye tipy neustojčivosti pri neravnoves-
-nom возбуždenii sverchprovodnika.
Preprint. Institut radiotekhniki i élektroniki Akademii nauk SSSR.
Moskva, 1975, Nr 7(187).
<Neue Formen der Instabilität bei Nichtgleichgewichtsanzregung eines
-Supraleiters>

31. *Аронов А. Г., Спивак Б. З.* ФТТ, 1975, 17, № 11, с. 2806—2813.
Aronov, A.G., Spivak, B.Z. -
In: *Fizika tverdogo tela*. Moskva, 17 (1975), Nr 9, S. 2806 - 2808.
Engl.: *Stability of States of a Superconductor with a "Negative" Superfluid Density*.
In: *Soviet Physics - Solid State*. New York, 17 (1975), Nr 9, S. 1874 bis 1875.
32. *Физика фононов больших энергий*. НФТТ, № 5. М., «Мир», 1976.
Fizika fononov bol'sich énergij. NФТТ, Nr 5.
Moskva: Verlag "Mir", 1976.
(*Physik der Phononen großer Energien*)
33. *Семинюженко В. П.* К теории кинетических и релаксационных процессов в сверхпроводниках. Автореф. канд. дис. Донецк, 1973.
Seminoženko, V.P.: К теорії кінетических і релаксационних процесов в сверхпроводниках.
Aftoreferat kandidatskoj dissertacii. Doneck: 1973.
(*Zur Theorie der kinetischen und Relaxationsvorgänge in Supraleitern*)

Physikalisch-technisches Institut
für Niedertemperaturen
der Akademie der Wissenschaften
der Ukrainischen SSR

Redaktionseingang:
4. Februar 1977

Stuttgart, den 29. März 1978

übersetzt von

Ottmar Pertschi
(Ottmar Pertschi)
Dipl.-Übersetzer