

B u l g a d a e v, S. A., L e v i n s o n, I. B.:

ELEMENTARE ANREGUNGEN UND KOMBINIERTE STREUUNG IN EINEM SYSTEM
NICHT IM GLEICHGEWICHT BEFINDLICHER PHONONEN

in: Žurnal ěksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva,
67 (1974), Nr 6(12), S. 2341 - 2351.

Russ.: ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И КОМБИНАЦИОННОЕ
РАСSEЯНИЕ В СИСТЕМЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ

Elementarnye vozbuždenija i kombinacionnoe rassejanie v
sisteme neravnovesnych fononov.

Renormalisation of the long-wave optical phonon spectrum due to the strongly non-equilibrium quasimonochromatic distribution of acoustic phonons with a frequency equal to half that of the optical phonon is studied. It is shown that in such systems of acoustic phonons long-lived long-wave collective excitations are present whose frequency is close to that of the optical phonon. These elementary excitations are manifest in the light combinational scattering spectrum and lead to a complex structure of the Stokes scattering line.

(2341)

E i n l e i t u n g

Mit großer Wahrscheinlichkeit kann man es für experimentell erwiesen halten, daß es möglich ist, Verteilungen von nicht im Gleichgewicht befindlichen akustischen kurzwelligen Phononen mit geringer Frequenzverwerfung $\Delta\omega$ um eine bestimmte Zentralfrequenz ω_0 herzustellen [1, 2]. Diese Phononen entstehen beim Zerfall von optischen langwelligen Phononen [3, 4], die durch Licht erzeugt werden (gewöhnlich durch die Streuung von zwei Laserstrahlbündeln mit den Frequenzen ν_1 und ν_2 , sodaß $\nu_1 - \nu_2$ der Frequenz Ω_0 des optischen Phonons mit $k=0$ nahekommt [1, 5 - 7].

Aus dem Gesetz der Impulserhaltung folgt, daß der Zerfall des optischen Phonons mit $k=0$ an zwei akustischen mit entgegengesetzten Impulsen q und $-q$ verläuft; so stimmen die Energien der entstehenden akustischen Phononen überein und werden durch die Energieerhaltung völlig bestimmt: $\omega_q = \Omega_0/2$. Auf diese Weise

- 2 -

wird die Linienbreite $\Delta\omega$ um $\omega_0 = \Omega_0/2$ nur durch die Endlichkeit des Wellenvektors des optischen Phonons $k \neq 0$ oder durch die Unbestimmtheit in der Energieerhaltung bestimmt. Für parallele Lichtstrahlenbündel ist der Impuls des angeregten optischen Phonons $k \sim \Omega_0/c$, was $\Delta\omega \sim \Omega_0 s/c$ liefert, mit s — Schallgeschwindigkeit und c — Lichtgeschwindigkeit im Medium. Die Energie-Unschärfere-lation liefert, wie dies früher gezeigt [8], $\Delta\omega \sim \Gamma_0$ oder $\Delta\omega \sim \Delta\nu$, mit Γ_0 — Breite des spontanen Zerfalls des optischen Phonons mit $k=0$ und $\Delta\nu$ — Spektralbreite der Laserstrahlenbündel. Typische Werte sind: $\Omega_0 \sim 1000 \text{ cm}^{-1}$, $\Gamma_0 \sim 1 \text{ cm}^{-1}$, $s/c \sim 10^{-4}$, $\Delta\nu \leq 1 \text{ cm}^{-1}$, sodaß in einem beliebigen Fall die Verteilung der akustischen Phononen sehr monochromatisch erzielt wird: $\Delta\omega/\omega_0 \leq 10^{-3}$. Bei den im Versuch verwendeten Leistungen [1] erreichte die Besetzungszahl der akustischen Phononen $N_q \sim 1$.

Selbstverständlich muß die Frage gestellt werden, welche Verteilung N_q vorhanden ist, die das Spektrum der optischen langwelligen Phononen umnormt [9]. Dabei ist es von Vorteil, sich folgendes Bild vor Augen zu halten: Es seien zwei Äste der optischen Phononen mit Frequenzen, die $k=0$ nahekommen oder damit übereinstimmen, vorhanden. Der eine Ast wird durch Licht angeregt und dabei werden die akustischen Phononen erzeugt. Der zweite Ast (Kontrollast) wird durch Licht unmittelbar nicht angeregt, aber steht in Wechselwirkung mit den erzeugten akustischen Phononen. Man kann verifizieren, daß die Verteilung N_q in einer solchen Situation nicht davon abhängt, daß der Kontrollast vorhanden ist, und deshalb kann man mit den vorgegebenen Bedingungen der Anregung des anregbaren Astes rechnen. Andererseits führt eine vorhandene Verteilung N_q zur Umnormierung des Spektrums des Kontrollastes, welche zum Beispiel bei kombinierter Streuung oder Absorption von Licht mit schwacher Intensität durch die Phononen dieses Astes untersucht werden kann.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß die Renormalisation des Spektrums der optischen langwelligen Phononen, die durch die quasimonochromatische Verteilung der akustischen Phononen hervorgerufen wird, sich qualitativ von der Umnormierung im gewöhnlichen Fall einer breiten Verteilung ($\Delta\omega \gg \Gamma_0$) unterscheidet. Es gibt zwei solche qualitativen Unterschiede. Erstens erscheint der neue Ast der elementaren Anregung des kollektiven Typs mit der

Frequenz Ω_0 und einer Lebensdauer in der Größenordnung von $(\Delta\omega)^{-1}$. Bei ausreichend großen N_q verlagert sich dieser Ast vom ursprünglich im Kristall angeregten Ast des optischen Phonons. Zweitens zeigt sich, daß ausreichend enge Verteilungen der akustischen Phononen ($\Delta\omega < \Gamma_0/2$) nicht den Zerfall der optischen Phononen stimulieren, wie dies aus den üblichen Darstellungen folgt, die auf Bewegungsgleichungen für die Besetzungszahlen basieren, sondern daß sie ihn aufhalten. Die qualitative Renormalisation des Spektrums zieht auch eine qualitative Veränderung der Beschaffenheit der kombinierten Streuung auf dem Kontrollast nach sich. Der Haupteffekt ist dabei eine Spaltung der Stokeschen Linie im Triplet bei ausreichend großen N_q .

1. Verteilung der akustischen Phononen

Die Verteilung der akustischen Phononen, die beim Zerfall der optischen entstehen, wurde schon früher berechnet [8]. Dabei wurde angenommen, daß es einen optischen Ast O und einen akustischen Ast A gibt. Unter dem akustischen Ast wurde der transversale Ast TA verstanden, dessen kurzwellige Phononen große Lebensdauer besitzen $\tau \gg \Gamma_0^{-1}$ [10]. Tatsächlich zerfallen die optischen Phononen nicht nur in transversale akustische, sondern auch in longitudinale LA . Die Anzahl der entstehenden LA -Phononen ist jedoch gering, verglichen mit der Anzahl der TA -Phononen, da die LA -Phononen eine wesentlich geringere Lebensdauer besitzen, und die Zerfallswahrscheinlichkeiten $O \rightarrow 2TA$ und $O \rightarrow 2LA$ einer Größenordnung sind. Der Zerfall in longitudinale Phononen verringert die Besetzung des uns interessierenden transversalen Astes, ist aber der entsprechende "Verästelungsfaktor" der Größenordnung Eins, da die Zerfallswahrscheinlichkeiten von einer Ordnung sind.

Wenn es einen Zerfall $O \rightarrow TA + LA$ gibt, dann führt dies zur Erzeugung von TA -Phononen mit Frequenzen nahe bei $\omega_0 \approx \Omega_0/2$. Eine solche Verteilung der Phononen ist nicht resonant und normiert das Spektrum der optischen Phononen wesentlich schwächer um, und deshalb braucht man sie nicht zu berücksichtigen.

Um die Ergebnisse der vorhergehenden Arbeit [8] verwenden zu können, muß gezeigt werden, daß die Verteilung der akustischen Phononen nicht davon abhängt, daß der Kontrollast der optischen Phononen vorhanden ist. Dies findet tatsächlich statt bei jenen Beschränkungen der Besetzung [des ersten Astes], wie sie in [9] dargelegt wurden.

Wir schreiben aus [8] die Gleichungen vom Typ (1.14) für beide optischen Äste an: der Besetzung (Index 1) und des Kontrollastes (Index 2), wobei wir in Übereinstimmung mit der Annahme $\tau^{-1} \ll \Gamma_0$ die Breite der akustischen Phononen vernachlässigen:

$$\frac{1}{2} A_1 \int d^3q \delta(\Omega - \omega_q - \omega_{k-q}) [N_q N_{k-q} - n_1(k) (N_q + N_{k-q} + 1)] = -G(k), \quad (1.1)$$

$$\frac{1}{2} A_2 \int d^3q \delta(\Omega - \omega_q - \omega_{k-q}) [N_q N_{k-q} - n_2(k) (N_q + N_{k-q} + 1)] = 0. \quad (1.2)$$

(2343) Hier beschreibt $G(k)$ die Besetzung von Ast 1 mit Licht, $n(k) \equiv n(k, \Omega)$ - Besetzungszahl der optischen Moden, und A_1 und A_2 - jeweilige Konstanten des Zerfalls $0 \rightarrow 2A$. In [8] wurde gezeigt, daß das Glied mit $N_q N_{k-q}$ im Vergleich mit dem Glied, das G enthält, gering ist. Wenn man annimmt, daß $A_1 \sim A_2$, dann folgt hieraus unmittelbar, daß $n_2(k) \ll n_1(k)$. Aufgrund dieser Ungleichung in der Gleichgewichtsgleichung der akustischen Phononen (1.11) [8] kann man den Beitrag vom Kontrollast vernachlässigen, und die Verteilung N_q erweist sich auf diese Weise als unabhängig davon, ob ein Kontrollast vorhanden ist.

Auf diese Weise wurde gezeigt, daß die Verteilung N_q , wenn die Besetzung Lorentzsche Linienkontur hat, ebenfalls Lorentzsche Kontur bei schwachen und starken Besetzungen hat. Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß die Besetzung genau resonant ist, d.h. $\omega_0 = \Omega_0/2$, und daß die Kontur N_q immer Lorentzsche Linienkontur ist:

$$N_q = N_0 \frac{(\Delta\omega/2)^2}{(\omega_q - \omega_0)^2 + (\Delta\omega/2)^2}. \quad (1.3)$$

Man kann erwarten, daß letztere Annahme sich nicht stark auf den qualitativen Charakter der folgenden Ergebnisse auswirkt.

Im weiteren werden wir den Ast, der angeregt wird, nicht unter- - 5

suchen, da wir annehmen, daß seine Funktion zur Regulierung der Kennwerte N_0 und $\Delta\omega$ führt. Bei kleinen Besetzungen wird, solange $N_0 \ll 1$, der Wert $\Delta\omega$ durch die kleinste der Größen $\Delta\nu$ und Γ_0 bestimmt; bei großen Besetzungen, wenn $N_0 \gg 1$, ist immer $\Delta\omega \sim \Delta\nu$ [8].

2. Das Spektrum der elementaren Anregungen

Das Spektrum der elementaren langwelligen Anregungen wird durch die retardierte Greensche Funktion G_r der optischen Phononen mit $k=0$ bestimmt. Der dieser Greenschen Funktion entsprechende Polarisationsoperator $P_r(\Omega)$ kann mit Hilfe der Formeln (2.1) und (2.2) aus [8] errechnet werden, in die anstelle N_0 die Verteilung (1.3) eingesetzt werden muß. In der Nähe der Pole des ursprünglich im Kristall angeregten Astes $\pm\Omega_0$ kann der Polarisationsoperator in klarer Form errechnet werden

$$P_r(\Omega) = \frac{\Gamma_0}{\Omega_0} \left(\pm i + 4N_0 \frac{\Omega_0 \Delta\omega}{\Omega^2 - \Omega_0^2 \mp 2i\Omega_0 \Delta\omega} \right), \quad (2.1)$$

wobei das obere und untere Zeichen den Fällen $\text{Im } \Omega^2 < 0$ und $\text{Im } \Omega^2 > 0$ entsprechen. Die Greensche Funktion

$$G_r(\Omega) = \Omega_0^2 [\Omega^2 - \Omega_0^2 - \Omega_0^2 P_r(\Omega)]^{-1} \quad (2.2)$$

hat Pole bei analytischer Fortsetzung durch den Abschnitt $\Omega^2 > 0$ mit jedem seiner Ufer; die entsprechenden Beträge sind komplex verheftet.

Wir führen die Gleichung zur Bestimmung der Pole in der Nähe von $+\Omega_0$ ein:

$$[\Omega - (\Omega_0 + i\Gamma_0/2)][\Omega - (\Omega_0 + i\Delta\omega)] - N_0 \Gamma_0 \Delta\omega = 0. \quad (2.3)$$

Diese Gleichung erinnert an die Gleichung für die Verlagerung der beiden Äste, wobei der Kopplungskoeffizient proportional zu N_0 ist. Bei seiner Lösung tritt ein kritischer Wert auf

$$N_0^* = (\alpha - 1)^2 / 8\alpha, \quad \alpha = 2\Delta\omega / \Gamma_0. \quad (2.4)$$

Wenn man $\xi = N_0 / N_0^*$ einführt, dann kann man die Nullstellen (2.3) in folgender Form schreiben:

$$\xi < 1: \operatorname{Re} \Omega_{1,2} = \Omega_0, \operatorname{Im} \Omega_{1,2} = \frac{1}{4} \Gamma_0 [(\alpha+1) \mp (\alpha-1) \sqrt{1-\xi}], \quad (2.5)$$

$$\xi > 1: \operatorname{Re} \Omega_{1,2} = \Omega_0 \pm \frac{1}{4} \Gamma_0 (\alpha-1) \sqrt{\xi-1}, \operatorname{Im} \Omega_{1,2} = \frac{1}{4} \Gamma_0 (\alpha+1).$$

(2344)

Es ist lehrreich, auch die entsprechenden Ausrechnungen aufzuschreiben:

$$\xi < 1: \operatorname{Res} G_r(\Omega_{1,2}) = \Omega_0 \frac{\xi - 2 \mp 2\sqrt{1-\xi}}{2\xi - 2 \mp 2\sqrt{1-\xi}}, \quad (2.6)$$

$$\xi > 1: \operatorname{Res} G_r(\Omega_{1,2}) = \Omega_0 \frac{\xi - 2 \pm 2i\sqrt{\xi-1}}{2\xi - 2 \pm 2i\sqrt{\xi-1}}.$$

Die Bewegung der Pole mit wachsendem ξ in einer komplexen Ebene ist in Abb. 1 dargestellt. Das Zusammenfallen der Pole entspricht $\xi=1$. Bei geringen N_0 beschreibt der eine Pol (Ω_1 , oberes Zeichen) das optische Phonon mit spontanem Zerfall, und der zweite Pol (Ω_2 , unteres Zeichen) beschreibt die neue elementare langwellige Anregung im Phononensystem mit der Frequenz Ω_0 und der Lebensdauer $1/2\Delta\omega$. Es ist offensichtlich, daß diese elementare Anregung nur bei quasimonochromatischer Verteilung der akustischen Phononen langlebig ist.

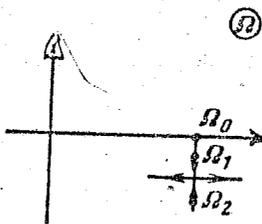


Abb. 1

Die neue elementare Anregung kann als kollektive Anregung im System der akustischen Phononen interpretiert werden, da ein solcher Pol auch in der Greenschen Funktion der akustischen Phononen vorhanden ist. Dabei treten die optischen Phononen als Zwischenteilchen der Wechselwirkung zwischen den akustischen Phononen auf. Die entsprechende gewöhnliche Spitze ist proportional zu Γ_0 . Wenn $\Gamma_0 \rightarrow 0$, dann ist eine direkte Wechselwirkung zwischen den akustischen Phononen ausgeschlossen. Darüberhinaus bleibt die Lage des neuen Pols völlig unbestimmt; $\Omega_2 \rightarrow \Omega_0 + i\Delta\omega$. In dieser Hinsicht erinnert die Situation sehr an den akustischen Ast (wenn man selbstverständlich davon absieht, daß das Dispersionsgesetz nicht akustischen Charakter hat).

Wenn N_0 wächst und dabei kleiner als der kritische Wert N_0^* bleibt, ändern sich nur die Breiten der elementaren Anregungen, die Frequenzen sind kongruent und gleich Ω_0 . Dabei nähern sich die Breiten an und streben zum arithmetischen Mittel der ursprüng-

lich im Kristall angeregten Werte Γ^* , das bei $N_0 = N_0^*$ erreicht wird. Bei weiterem Wachstum von N_0 ändern sich die Breiten der Anregungen nicht, doch jetzt ändern sich die Frequenzen der Anregungen, sie verlaufen symmetrisch zu den verschiedenen Seiten ausgehend von Ω_0 , und die Frequenzaufspaltung nimmt mit dem Wachstum von N_0 zu. Es ist offensichtlich, daß im Bereich $N_0 \geq N_0^*$ die Entstehung der elementaren Anregungen verlorengeht.

3. K o m b i n i e r t e S t r e u u n g

Die komplexe Struktur des Spektrums der elementaren Anregungen mit $k=0$ kann mit Hilfe der kombinierten Streuung (KS) eines schwachen Lichtsignals, wobei das Ungleichgewicht der Phononen nicht zusätzlich erhöht wird, festgestellt werden. Dabei muß man die Form der KS-Linie mit der Frequenzverschiebung $\nu - \nu' = \nu \approx \pm \Omega_0$ untersuchen. Folgender Umstand muß jedoch im Auge behalten werden. Charakteristischer Impuls k_0 , bei dem sich das Spektrum merklich vom Spektrum bei $k=0$ unterscheidet, ist gewöhnlich das Maß der Brillouin-Zone, d.h. $k_0 \sim \Omega_0/s$. Dieser Impuls ist immer größer als die Impulsübertragung $\bar{k} = k - k'$ bei Lichtstreuung aus k in k' . Deshalb sondiert die Lichtstreuung unter beliebigem Winkel gewöhnlich das Spektrum bei $k=0$. Wenn das Spektrum infolge Wechselwirkung mit der engen akustischen Verteilung umgebaut worden ist, dann ist $k_0 \sim \Delta\omega/s$, was mit $f \sim \nu/c$ bei Streuung von sichtbarem Licht auf $\pi/2$ vergleichbar ist. Deshalb ist eine Verwärtsstreuung zur Sondierung des Spektrums bei $k=0$ vorzuziehen, wenn $f \sim \Omega_0/c$ und geringer als $k_0 \sim \Delta\omega/s$ werden kann.

(2345)

Wir setzen voraus, daß man $k=0$ annehmen kann, und finden für die Wahrscheinlichkeit einer Streuung in vollem Raumwinkel und in das Frequenzintervall $d\nu' = d\nu$ im Stokesschen Bereich $\nu \approx +\Omega_0$:

$$w_s(\nu) d\nu = -\frac{w_0}{2\pi\Omega_0} \{ [n(\Omega) + 1] \text{Im } G_r(\Omega) \}_{\Omega = \nu} \quad (3.1)$$

und im Antistokesschen Bereich $\nu \approx -\Omega_0$:

$$w_A(\nu) d\nu = -\frac{w_0}{2\pi\Omega_0} \{ n(\Omega) \text{Im } G_r(\Omega) \}_{\Omega = -\nu} \quad (3.2)$$

Hier ist w_0 — volle Wahrscheinlichkeit der spontanen KS; $n(\Omega)$ — Besetzungszahl des $n(k)$ -Zustands mit $k=0$. Daß $n(\Omega)$ vorhanden ist, gibt wieder, daß die vorgegebene stationäre Verteilung N_q

nicht nur das Spektrum umbaut, sondern auch zu einer gewissen Füllung der Zustände infolge Agglomeration der akustischen Phononen mit den optischen führt.

Aus (1.2) bei $k=0$ folgt, daß

$$n(\Omega) = (N_q^2 / (2N_q + 1))_{\omega_q = \Omega/2}, \quad (3.3)$$

$$n(\Omega) + 1 = ((N_q + 1)^2 / (2N_q + 1))_{\omega_q = \Omega/2}. \quad (3.4)$$

Charakteristische Breite dieser Funktionen ist $\Delta\omega$. Für eine breite Verteilung ($\Delta\omega \gg \Gamma_0$ und $N_0 \ll \Delta\omega/\Gamma_0$) folgt aus den Ergebnissen des Vorhergehenden, daß $\text{Im } G_r(\Omega)$ Lorentzschher Peak der Breite $\Gamma_0(2N_0 + 1)$ ist, der um Ω_0 zentriert ist. Innerhalb seiner Breite kann man eine Veränderung der Funktionen (3.3) und (3.4) vernachlässigen und sie in $\Omega = \Omega_0$ einsetzen. Dabei wird $n(\Omega_0)$ normale Besetzungszahl n_0 des Zustands $k=0$. Auf diese Weise ist ersichtlich, daß für breite Verteilungen (3.1) und (3.2) in normale Formeln für KS unter Berücksichtigung der Linienverbreiterung übergehen. Es sei bemerkt, daß aufgrund der Symmetrie der Verteilung N_q bezüglich $\Omega_0/2$ keine Frequenzverschiebung vorhanden ist.

Für enge Verteilungen $\Delta\omega \ll \Gamma$ ändert sich die Situation radikal: die Linienform wird nicht nur durch die Greensche Funktion, sondern auch durch die Faktoren der Besetzung (3.3) und (3.4) bestimmt. Wir ziehen der Einfachheit halber $\bar{\nu}$ vom "nominalen" Zentrum der Linien $\bar{\nu} = \pm\Omega_0$ ab: $\bar{\nu} = \bar{\nu} - \Omega_0$ für die Stokessche Linie und $-\bar{\nu} = \bar{\nu} + \Omega_0$ für die Antistokessche Linie.

Wir betrachten einen Grenzfall, wo die mit der Enge der Verteilung der akustischen Phononen verbundenen Effekte sehr klar ausgedrückt sind:

$$\Delta\omega \ll \Gamma_0, \quad N_0 \gg N_0^* = \Gamma_0/8\Delta\omega. \quad (3.5)$$

Dabei ist

$$\Omega_{1,2} = \Omega_0 \mp \Gamma_0 \sqrt{\xi}/4 + i\Gamma_0/4, \quad (3.6)$$

d.h. die Aufspaltung der Frequenzen der elementaren Anregungen ist größer als ihre Breite. Das bedeutet, daß $\text{Im } G_r(\Omega)$ die Gestalt von zwei isolierten Peaks hat, die $\bar{\nu} = \pm\Gamma_0 \sqrt{\xi}/4$ entsprechen.

Wir betrachten jetzt die Frequenzabhängigkeit der Besetzungsfaktoren. Es ist leicht zu erkennen, daß $n(\Omega)$ einen Peak mit einer Breite von $\Delta\omega$ um $\bar{\nu}=0$ liefert. Auf diese Weise kann man, allgemein gesagt, erwarten, daß in $w(\bar{\nu})$ drei Peaks erscheinen. Um zu klären,

welche von ihnen auftreten, muß man ihre Größe abschätzen. Im Bereich der Peaks $\text{Im } G_r(\Omega)$ erhalten wir bei $\bar{v} \sim \Gamma_0 \sqrt{\xi}$

$$\text{Im } G_r \sim \Gamma_0^{-1}, N_q \sim \alpha \ll 1, n \sim \alpha^2, n+1 \approx 1. \quad (3.7)$$

Im Bereich des Peaks $n(\Omega)$ erhalten wir bei $\bar{v} \ll \Delta\omega$

$$\text{Im } G_r \sim (\Gamma_0 \xi)^{-1}, N_q \sim N_0 \gg 1, n \approx n+1 \sim N_0. \quad (3.8)$$

(2346)

Aus diesen Schätzungen folgt, daß im Stokesschen Bereich ein zentrales Peak bei $\bar{v}=0$ von der Breite $\Delta\omega$ und der Höhe in der Größenordnung von $(\Delta\omega)^{-1}$ und zwei Seitenpeaks bei $\bar{v} = \pm \Gamma_0 \sqrt{\xi}/4$ von der Breite $\Gamma_0/2$ und der Höhe in der Größenordnung von $1/\Gamma_0$ vorhanden sind. Das zentrale Peak ist höher und schmaler, die Seitenpeaks sind niedriger und breiter, die Flächen aller Peaks sind jedoch von ein und derselben Größenordnung. Im Antistokesschen Bereich sind Lage und Breiten dieselben, doch die Höhe der Seitenpeaks ist um α^2 geringer, verglichen mit der Höhe des zentralen Peaks, das dieselbe Form wie jenes im Stokesschen Bereich hat.

4. Die Geometrie des anregbaren Astes und des Kontrollastes in Kristallen vom Typ Diamant

Eine Situation mit zwei Ästen optischer Phononen (einem anregbaren und einem Kontrollast) kann man realisieren, wenn man z.B. ausnutzt, daß verschiedene Polarisationen der optischen Phononen vorhanden sind. Wir betrachten einen Kristall mit Diamantsymmetrie, in dem die Wechselwirkung zwischen dem Licht und den optischen Phononen durch den folgenden Hamilton-Operator beschrieben wird:

$$E_x E_y w_z + E_y E_z w_x + E_z E_x w_y, \quad (4.1)$$

mit \mathbf{E} — Feld der Lichtwelle, \mathbf{w} — relative Auslenkung der Untergitter. Die anregenden Felder E_1 und E_2 seien in der Ebene xy polarisiert. Dann wird unmittelbar durch Licht nur die Komponente w_z angeregt, und die Komponenten w_x und w_y können als Kontrollkomponenten angesehen werden.

Bei einem derartigen Vorgehen taucht jedoch die Frage auf, inwiefern die Greensche Funktion des optischen Phonons diagonal ist je nach den Polarisationen. Wenn es keine derartige Diagonalität

gibt, dann ist es nicht möglich, die verschiedenen Polarisierungen unabhängig zu untersuchen. Wenn die Anregung fehlt, dann folgt die Diagonalität aus der kubischen Symmetrie O_h , da w nach F_{2g} transformiert wird, und das symmetrierte Produkt $\{F_{2g} \times F_{2g}\}$ enthält die triviale Darstellung A_{1g} nur einmal. Wenn die Anregung vorhanden ist, dann nimmt die Symmetrie ab, und im Prinzip ist es dann möglich, daß die nicht diagonalen Komponenten auftreten. Wir werden zeigen, daß dies nicht eintritt, wenn die anregenden Felder E_1 und E_2 in der Ebene xy liegen. In diesem Fall wird die Anregung der Phononen durch den Wert

$$E_x E_y = (E_{1x} + E_{2x})(E_{1y} + E_{2y}) = E_{1x} E_{2y} + E_{2x} E_{1y}. \quad (4.2)$$

bestimmt. Hier sind nur die für die Anregung wesentlichen Glieder mit der Differenzfrequenz $\nu_1 - \nu_2$ erhalten. Wenn die Lichtstrahlen aus einer großen Anzahl von Längsmoden mit zufälligen Phasen bestehen, dann wird die Anregung tatsächlich (siehe [8]) durch das Quadrat von Wert (4.2) bestimmt. Es ist leicht zu verifizieren, daß dieses Quadrat invariant ist bezüglich der Transformationen der Untergruppe D_{4h} mit der Achse z . Deshalb hat das Phononensystem bei Anregung des untersuchten Typs die Symmetrie D_{4h} . Bei Reduktion $O_h \rightarrow D_{4h}$ ist

$$F_{2g} \rightarrow E_g + B_{2g}, \quad w_x, w_y \sim E_g, \quad w_z \sim B_{2g}. \quad (4.3)$$

Desweiteren enthält $E_g \times B_{2g}$ nicht A_{1g} , deshalb gibt es keine Greensche Funktionen, die die anregbare Polarisation w_z mit den Kontrollpolarisationen w_x, w_y verbinden. Das Produkt $\{E_g \times E_g\}$ enthält A_{1g} nur einmal, deshalb existiert insgesamt nur eine Greensche Funktion der Kontrollphononen. Auf diese Weise zeigt die durchgeführte Untersuchung, daß man bei ausgesuchter Anregungsgeometrie zwei unabhängige Äste beobachten kann, den der Anregung und den Kontrollast, was auch das oben benutzte Modell rechtfertigt.

Während des Sondierens des Kontrollzweiges ist eine solche Polarisation zu verwenden, die in den angeregten Phononen w_z nicht streuen sollte, und eine solche Polarisation des Streulichts zu beobachten, in die Anregestrahlung nicht gestreut wird. Dies kann z.B. in dem Fall erreicht werden, wenn die Aufladungen E_1 und E_2 längs (110) polarisiert sind, das Sondierfeld E_0 längs (001) und das Streuungsfeld E' längs (110).

(2347)

5. Der Zerfall der optischen Phononen

In Verbindung mit den Versuchen zur direkten Messung der Lebensdauer von nicht im Gleichgewicht befindlichen optischen Phononen [7, 11, 12] ist es von höchstem Interesse, der Frage nach dem gestörten Gleichgewicht nachzugehen, d.h. aufzuhellen, welchen Einfluß das Vorhandensein einer engen fixierten Verteilung der akustischen Phononen auf den Zerfall der vorgegebenen Anfangsverteilung der optischen Phononen hat. Es muß jedoch sofort der Vorbehalt gemacht werden, daß sich eine derartige Fragestellung wesentlich von der Versuchssituation unterscheidet, in der die Verteilung der akustischen Phononen nicht durch äußere Bedingungen fixiert ist, sondern während des Zerfalls der optischen Phononen eintritt. Man darf jedoch erwarten, daß einige beachtliche Aspekte auch in dieser Fragestellung enthalten sind.

Es gibt die Meinung, daß die von Keldyš [13] entwickelte Diagramm-Technik nur zur Lösung von Aufgaben, in denen die Anfangsbedingungen unberücksichtigt bleiben, anwendbar ist. Wie man aus der Analyse dieser Arbeit ersehen kann, sind die Anwendbarkeitsbedingungen der Technik jedoch wesentlich weiter: es genügt, daß es ein Zeitmoment gibt, in dem der Zustand des Systems so ist, daß das Wicksche Theorem gilt. Wenn dieser Moment als anfänglicher angesehen wird, dann gestattet es die Technik, die instationäre Entwicklung von diesem Moment an zu untersuchen. Man kann leicht einsehen, daß für ein Phononensystem das Wicksche Theorem gilt, wenn die verschiedenen Phononenmoden nicht korreliert sind und sich jede von ihnen im Zustand des "thermodynamischen Gleichgewichts" mit beliebiger Temperatur befindet. Beliebige Temperatur bedeutet, daß der Anregungsgrad der verschiedenen Moden beliebig ist und der Zustand des gesamten Systems nicht im Gleichgewicht ist. Auf diese Weise existiert eine äußerst große Klasse von nicht im Gleichgewicht befindlichen Zuständen, deren Relaxation man mit Hilfe der Diagramm-Technik von Keldyš untersuchen kann.

Darauf basierend wird folgende Aufgabe gelöst. Der Zustand der akustischen Phononen ist vorgegeben und wird durch die Verteilung (1.3) bestimmt. Bei $t=0$ ist nur die optische Mode mit $k=0$ und der Besetzungszahl $n_0(0)$ angeregt, gesucht ist die Besetzung dieser Mode

im darauffolgenden Moment $n(t)$. Das Gleichungssystem für die Greenschen Funktionen G der optischen Mode mit $k=0$ kann mit Hilfe der Technik von Keldyš in Zeitdarstellung geschrieben werden, es muß nur zeitlich nicht von $t=-\infty$ bis $t=+\infty$, sondern von $t=0$ bis $t=+\infty$ integriert werden.

Geeignet ist es, die retardierte Funktion

$$G_r(x, x') = -i\theta(t-t') \langle [\psi(x), \psi(x')] \rangle \quad (5.1)$$

und die Mittelwertfunktion

$$G_s(x, x') = -i \langle \{\psi(x), \psi(x')\} \rangle, \quad (5.2)$$

zu verwenden, wobei [...] und {...} den Kommutator und den Antikommutator bezeichnen. Die analogen Funktionen D_r und D_s für die akustischen Phononen sind faktisch durch die Formeln (1.1) und (1.2) aus [8] gegeben. Dann erhalten wir

$$\hat{G}_0^{-1}(t) G_r(t, t') = \delta(t-t') + \int_0^\infty d\bar{t} P_r(t-\bar{t}) G_r(\bar{t}, t'), \quad (5.3)$$

$$\hat{G}_0^{-1}(t) G_s(t, t') = \int_0^\infty d\bar{t} P_r(t-\bar{t}) G_s(\bar{t}, t') + \int_0^\infty d\bar{t} P_s(t-\bar{t}) G_r(t', \bar{t}). \quad (5.4)$$

Hier ist

$$\hat{G}_0^{-1}(t) = -(\Omega_0^{-2} \partial^2 / \partial t^2 + 1). \quad (5.5)$$

(2348) Weiter $P_r(t)$ — zeitliche Darstellung des polarisierten Operators $P_r(\Omega)$, der bei Untersuchung des Spektrums entsteht:

$$P_r(t) = ia^2 \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} D_r(q, t) D_s(q, t), \quad (5.6)$$

$P_s(t)$ erhält man aus derselben Formel durch Vertauschen von $D_r D_s \rightarrow (D_r D_s + D_s D_r) / 2$. Die Kopplungskonstante a^2 ist proportional zu Γ_0 . Aus den Gleichungen folgt zwangsläufig

$$G_s(t, t) = -i\Omega_0 [2n_0(t) + 1].$$

Aus (5.3) ist sofort ersichtlich, daß G_r nur vom Zeitunterschied abhängt und eine Fourier-Transformation aus (2.2) ist. Wir setzen den gefundenen Wert G_r in (5.4) ein und erhalten eine inhomogene Gleichung für G_s mit demselben Operator wie für G_r , und deshalb kann G_s durch G_r ausgedrückt werden. Wir lassen die Einzelheiten der Lösung aus und erhalten im Ergebnis

$$n_0(t) = n_0(0) f(t) + s(t). \quad (5.7)$$

Der erste Summand beschreibt die Relaxation der Anfangsanregung der Mode $k=0$ aufgrund des Zerfalls des optischen Phonons in zwei akustische Phononen, und der zweite die Anregung dieser

Mode aufgrund der Agglomeration der beiden akustischen Phononen aus der vorgegebenen Verteilung in ein optisches Phonon. Dieser Symmand interessiert uns nicht, und deshalb schreiben wir ihn explizit nicht auf.

Das Zerfallsgesetz hat das Aussehen

$$f(t) = \Omega_0^{-2} [G_r^2(t) + \Omega_0^{-2} (\partial_t G_r(t))^2]. \quad (5.8)$$

Wenn wir schreiben

$$G_r(t) = -\Omega_0 A(t) \sin(\Omega_0 t + \varphi(t)), \quad t > 0, \quad (5.9)$$

dann sind bei Behlendem Zerfall $A(t) = 1$ und $\varphi(t) = 0$, und bei eingeschlossenem Zerfall $A(t)$ und $\varphi(t)$ sich langsam verändernde Zeitfunktionen. Jetzt ist ersichtlich, daß das Zerfallsgesetz folgendermaßen lautet

$$f(t) = A^2(t), \quad (5.10)$$

d.h. durch den sich langsam verändernden Multiplikator in $G_r(t)$ bestimmt wird. In Spektraldarstellung heißt dies, daß die Geschwindigkeit der Veränderung $f(t)$ durch die Verlagerung der Pole $G_r(\Omega)$ von $\pm\Omega_0$ bestimmt wird.

Wir betrachten zuerst den Fall einer breiten Verteilung, $\Delta\omega \gg \Gamma_0$. Dann wird für $\xi \ll 1$ das Zerfallsgesetz $f(t)$ durch den Pol Ω_1 bestimmt, für welchen man $\text{Im } \Omega_1 = \Gamma_0(2N_0 + 1)/2$ erhält. Dies entspricht der Geschwindigkeit des induzierten Zerfalls, die aus den Bewegungsgleichungen für die Besetzungszahl erzielt würde. Wie man jetzt sehen kann, ist das Anwendbarkeitskriterium dieses Ergebnisses nicht nur $\Delta\omega \gg \Gamma_0$, sondern auch $N_0 \ll \Delta\omega/\Gamma_0$.

Die Geschwindigkeit des induzierten Zerfalls der Phononen ist größer als die Geschwindigkeit des spontanen: deshalb stimuliert die breite Verteilung der akustischen Phononen den Zerfall. Aus der Lage der Pole ist ersichtlich, daß diese Eigenschaft auch bei den engen Verteilungen mit $\Delta\omega > \Gamma_0/2$ erhalten bleibt. Bei $\Delta\omega < \Gamma_0/2$ jedoch ändert sich die Lage: eine Zunahme von N_0 führt dazu, daß die imaginären Teile beider Pole geringer als $\Gamma_0/2$ ausfallen, und deshalb wird $f(t)$ langsamer verschwinden als $\exp(-\Gamma_0 t)$. Dies bedeutet, daß eine solche Verteilung der akustischen Phononen den Zerfall aufhält. Für sehr enge Verteilungen, $\Delta\omega \ll \Gamma_0$, führt die Zunahme von N_0 bis zum kritischen Wert $N_0' = \Gamma_0/8\Delta\omega$ zu einer Halbierung der Zerfallsgeschwindigkeit: $\Gamma' = \Gamma_0/2$.

Um diese Ergebnisse mit den Versuchen [11, 12] in Verbindung zu bringen, schätzen wir N_0 in diesen Versuchen ab. Wir nehmen an, - 14 -

daß die Konzentration der akustischen Phononen in der Größenordnung der Konzentration der optischen \bar{n} ist und daß $\Delta\omega \sim \Gamma_0$ und finden

$$N_0 \sim \bar{n} \Omega_0 / M_0 \Gamma_0, \quad (5.11)$$

(2349) mit M_0 — Anzahl der Moden in 1 cm^3 . In [12] ist $\bar{n} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $M_0 \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, $\Omega_0 / \Gamma_0 \sim 10^3$, sodaß $N_0 \sim 10^{-3}$. Es ist nicht überraschend, daß in diesem Fall die Zerfallsgeschwindigkeit mit der spontanen übereinstimmt. In Alfanos und Shapiros Versuch [11] war die Laserleistung um das Anderthalbfache größer, was einer Zunahme von \bar{n} bei zwangsweiser kombinierter Streuung um drei Größenordnungen entspricht; dies liefert $N_0 \sim 1$. In diesem Versuch wurde eine Verlangsamung des Zerfalls um das Zweifache im Vergleich mit dem spontanen Zerfall registriert. Letzten Endes darf man dieser Übereinstimmung mit der Theorie keine übermäßige Bedeutung beimessen, doch ist es möglich, daß der qualitative Vergleich Sinn hat.

6. K r i t e r i e n

Der Polarisationsoperator (2.1) entspricht dem Diagramm niedrigster Ordnung (I in Abb. 2). Deshalb muß man die Bedingungen aufzeigen, bei denen die Diagramme der höheren Ordnungen (II und III in Abb. 2) unberücksichtigt gelassen werden können. Es wird gezeigt,

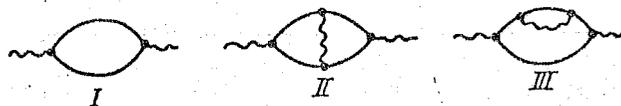


Abb. 2

daß diese Bedingung eine ausreichend geringe Anzahl akustischer Phononen in der Berechnung je eine Elementarzelle ist

$$\bar{N} = \bar{N} a_0^3 \ll \Delta\omega / \Gamma_0, \quad (6.1)$$

mit \bar{N} — Konzentration der akustischen Phononen.

Im Zusammenhang damit sei bemerkt, daß die in [8] vorgeschlagenen Begrenzungen der Besetzungsleistung automatisch zur Erfüllung von (6.1) führen, da aus den Formeln (3.19) und (4.2) dieser Arbeit ersichtlich ist, daß

$$\bar{N} \ll (\Delta v / \Gamma_0 \tau \Omega_0)^{1/2}. \quad (6.2)$$

Wenn man, wie in [8], $\tau \sim 10^{-9}$ sek und die typischen Werte der übrigen Parameter annimmt, dann bezeichnet die Besetzungsbegrenzung $\bar{N} \ll 10^{-2}$, gleichzeitig wie das Kriterium (6.1) $\bar{N} \ll 1$ bezeichnet. Man muß berücksichtigen, daß ein kleiner Wert \bar{N} keinen kleinen Wert N_0 bezeichnet, da

$$N_0 \sim \bar{N} \Omega_0 / \Lambda \omega \sim 10^3 \bar{N}. \quad (6.3)$$

Die Besetzungsgrenze bezeichnet $N_0 \ll 10$; dabei kann der kritische Wert $N_0 \sim 1$ erreicht und auch überschritten werden. Desweiteren ist es nützlich, sich auch des Ergebnisses zu erinnern, das aus [8] folgt:

$$\bar{n} \ll \bar{N} \ll 10^{-2}, \quad (6.4)$$

mit \bar{n} — Anzahl der optischen Phononen pro Zelle.

Gehen wir jetzt zur Abschätzung der Diagramme verschiedener Ordnungen für den Polarisationsoperator über. Diagramm III in Abb. 2 entspricht der Umnormierung der Greenschen Funktion des akustischen Phonons, welche sich durch die vorgegebene errechnet; deshalb ist dieses Diagramm unwesentlich. Das benötigte Kriterium wird errechnet, indem man die Diagramme II und I vergleicht. Die Ausdrücke für die Polarisationsoperatoren der ersten beiden Ordnungen durch die Greensche Funktion haben folgendes Aussehen:

$$P_r(\Omega)^I = ia^2 \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \int \frac{d\omega}{2\pi} D_r(q, \omega) D_r(q, \Omega - \omega), \quad (6.5)$$

$$P_r(\Omega)^{II} = -\frac{1}{2} a^4 \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \int \frac{d\omega}{2\pi} \int \frac{d^3 q'}{(2\pi)^3} \int \frac{d\omega'}{2\pi}$$

$$\cdot \{ [D_r(q, \omega) D_r(q, \Omega - \omega) D_r(q', \omega') D_r(q', -\Omega - \omega')] + r s a r \} \cdot G_s(q + q', \omega + \omega') + [r s s a + r s a s + r r a r] r, \quad (6.6)$$

$$P_s(\Omega)^I = i \cdot \frac{1}{2} a^2 (r r + a a + s s), \quad (6.7)$$

$$P_s(\Omega)^{II} = -\frac{1}{2} a^4 \left\{ \left[r s s r + \frac{1}{2} (r r a a + a a r r + r r s s + s s r r) \right] s + [r s a a + r s s s + s r r r + r r s r + a a r s + s s r s] r \right\} \quad (6.8)$$

Wo dies klar ist, sind hier die Greenschen Funktionen und alle Argumente nicht ganz ausgeschrieben, sondern wird nur auf die

Indices dieser Funktionen in den entsprechenden linearen Kombinationen verwießen.

Die Besonderheit der vorliegenden Aufgabe beruht darin, daß enge Verteilungen N_q und n_k , die nur in D_s und G_s vorhanden sind, auftreten. Deshalb werden die Glieder, die diese Funktionen nicht enthalten, auf gewöhnliche Weise abgeschätzt:

$$P^{II}/P^I \sim \Gamma_0/\Omega_0. \quad (6.9)$$

Betrachten wir zuerst die Bewertung P_r^I . Infolge des Multiplikators N_q in D_s liegen die wesentlichen ω_q in einem Intervall der Größenordnung von $\Delta\omega$ an $\omega_0 = \Omega_0/2$. Infolge $\delta(\omega \pm \omega_q)$, das in D_s eingeht, stellt sich heraus, daß die wesentlichen ω in einem Intervall der Größenordnung $\Delta\omega$ um $\pm\Omega_0/2$ liegen. Die uns interessierenden Werte Ω liegen an $\pm\Omega_0$; deshalb ist $\Omega - \omega$ nahe bei $\pm\Omega_0/2$ und die Nenner in D_r sind klein. Sie werden durch den Wert $\Delta\omega$ anstelle der üblichen Bewertung mit Ω_0 abgeschätzt. Die Integration mit q anstelle des üblichen q_0 liefert $N_0 q_0^3 \Delta\omega/\Omega_0$. Im Ergebnis unterscheidet sich die Bewertung P_r^I von der gewöhnlichen durch die Multiplikatoren

$$(\Delta\omega/\Omega_0)^{-1} (N_0 \Delta\omega/\Omega_0) = N_0. \quad (6.10)$$

Gehen wir jetzt zur Abschätzung von P_r^{II} über. Wir wollen zuerst das Glied $[rssa]r$ abschätzen. Es ist leicht zu erkennen, daß in diesem Fall die beiden Funktionen D_r und D_s kleine Nenner enthalten. Der Energieparameter $\omega + \omega'$ in G_r kann nahe bei $\pm\Omega_0$ liegen, dieser Umstand ist jedoch nicht von Bedeutung, wenn die Dispersion der optischen Phononen beträchtlich ist, da die Richtungen q und q' in keiner Weise verbunden sind und deshalb ist $|q + q'| \sim q_0$. Auf diese Weise unterscheidet sich die Abschätzung dieses Gliedes von der normalen durch die Multiplikatoren

$$(\Delta\omega/\Omega_0)^{-2} (N_0 \Delta\omega/\Omega_0)^2 = N_0^2. \quad (6.11)$$

Es ist ersichtlich, daß das Glied $[rsas]r$ dieselbe Ordnung hat, und daß Glied $[rrar]r$, wie schon oben bemerkt, unwesentlich ist.

Bei der Abschätzung der Summanden von P_r^{II} , die G_s enthalten, muß man beachten, daß G_s aus zwei Teilen besteht: der eine enthält kein n_k und der andere ist proportional zu n_k . Im ersten Fall

unterscheidet sich die Abschätzung von G_1 nicht von der Abschätzung von G_r , und dann ist es leicht zu verifizieren, daß die Glieder $[rrsa]s$ und $[rsar]s$ durch ein zusätzliches N_0 bewertet werden. Im zweiten Fall ist $q+q'=k \sim 0$. Dies hat in keiner Weise auf die Abschätzung der Funktionen D_r und D_n Einfluß, doch nimmt das Phasenvolumen von $q_0^3 \cdot q_0^3$ bis $q_0^3 \cdot k^3$ ab, mit k^3 - Bereich um $k=0$, wo die Verteilung n_k konzentriert ist. Nach diesen Ausführungen ist klar, daß im Komplement zu N_0 der Multiplikator

$$n_k q_0^3 k_0^3 / q_0^3 q_0^3 \sim \bar{n} a_0^3 \sim \bar{n}. \quad (6.12)$$

(2351) auftritt. Wenn man alle durchgeführten Abschätzungen zusammenfaßt, kann man sehen, daß die Relation P_r^{II}/P_r^I sich von der normalen Abschätzung (6.9) durch die Multiplikatoren N_0 und \bar{n} unterscheiden kann. Wenn (6.1) erfüllt ist, dann folgt aus (6.3) und (6.4), daß diese Relation gering ist. Analog dazu wird die Abschätzung der Relation P_r^{II}/P_r^I durchgeführt.

Die Verfasser danken L.P. Gor'kov und E.I. Rašba für die Erörterung einzelner Aspekte dieser Arbeit.

L.D. Landau-Institut für
theoretische Physik
Akademie der Wissenschaften
der UdSSR

Redaktionseingang
18. Juli 1974

L i t e r a t u r

1. C o l l e s, M.J., G i o r d m a i n e, J.A.: Generation and Detection of Large-k-Vector Phonons.
- Physical Review Letters. New York, 27 (1971), S. 670 - 674.
2. C o l l e s, M.J.: The Generation of Large k-Vector Phonons.
- Journal de Physique. Paris, 33 (1972), Colloque C-4, Supplement au Nr 10, S. 41 - 43.
3. O r b a c h, R.: Nonlinear Phonon Generation.
- Physical Review Letters. New York, 16 (1966), S. 15 - 16.
4. O r b a c h, Raymond: Phonon Breakdown.
- IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics. Institute of Electrical and Electronics Engineers. New York, SU-14 (1967), Nr 3.
5. G i o r d m a i n e, J.A., K a i s e r, W.: Light Scattering by Coherently Driven Lattice Vibrations.
- The Physical Review. New York, 144 (1966), Nr 2, S. 676 bis 688.

6. C o f f i n e t, J. Pierre, M a r t i n i, Francesco De: Cohe-
rent Excitation of Polaritons in Gallium Phosphide.
- Physical Review Letters. New York, 22 (1969), Nr 2, S. 60 - 64.
7. L a u b e r a u, A., v o n d e r L i n d e, D., K a i s e r,
W.:
- Optics Communications. Amsterdam, 7 (1973), S. 173 -
8. L e v i n s o n, I.B.:
- Žurnal ěksperimental'noj i teoreticheskoj fiziki. Moskva, 65
(1973), S. 2635
Engl.:
- Soviet Physics. JETP. Journal of experimental and theoretical
physics. New York, 39 (1974)
9. B u l g a d a e v, S.E., L e v i n s o n, I.B.:
- Pis'ma v redakciju Žurnala ěksperimental'noj i teoreticheskoj
fiziki. Moskva, 19 (1974), S. 583 - 585.
Engl.: Raman Scattering Induced by Strongly Nonequilibrium
Phonons.
- JETP Letters. Journal of experimental and theoretical physics.
New York, 19 (1974), Nr 9, S. 304 - 305.
10. O r b a c h, R., V r e d e v o e, L.A.:
- Physics. Physique. Fizika. New York, 1 (1964), S. 91
11. A l f a n o, R.R., S h a p i r o, S. L.: Optical Phonon Life-
time Measured Directly with Picosound Pulses.
- Physical Review Letters. New York, 26 (1971), Nr 20, S. 1247
bis 1251.
12. L a u b e r e a u, A., v o n d e r L i n d e, D., K a i -
s e r, W.: Decay Time of Hot To Phonons in Diamond.
- Physical Review Letters. New York, 27 (1971), Nr 12, S. 802
bis 805.
13. K e l d y š, L.V.:
- Žurnal ěksperimental'noj i teoreticheskoj fiziki. Moskva,
47 (1964), S. 1515
Engl.: Diagram Technique for Nonequilibrium Processes.
- Soviet Physics. JETP. Journal of experimental and theoretical
physics. New York, 20 (1965), Nr 4, S. 1018 - 1026.

Übersetzung von

Ottmar Pertschi

(Ottmar Pertschi)

Stuttgart, den 22.12.1975