

7. Ермолов П. Ф., Мухин А. И. Нейтринные эксперименты при высоких энергиях.— Успехи физ. наук, 1978, 124, с. 385—440.
8. Barnett R. M. Evidence in neutrino scattering for right-handed currents associated with heavy quarks.— Phys. Rev., 1976, D14, p. 70—79.
9. Cheng T. P., Tung W. K. General local interactions and tests of $V-A$ theory in neutrino scattering processes.— Phys. Rev., 1971, D3, p. 733—744.
10. Barish B. C. et al. Measurements of $\nu_{\mu}N$ and $\bar{\nu}_{\mu}N$ charged current total cross section.— Phys. Rev. Lett., 1977, 39, p. 1595—1598; Bosetti P. C. et al. Total cross sections for charged current neutrino and antineutrino interactions in BEBC, in the energy range 20—200 GeV.— Phys. Lett., 1977, 70B, p. 273—277.
11. Glück M., Reya E. Dynamical determination of parton and gluon distributions in quantum chromodynamics.— Nucl. Phys., 1977, B130, p. 76—92; Buras A. J. Asymptotic freedom effects in ν and $\bar{\nu}$ deep inelastic scattering.— Nucl. Phys., 1977, B125, p. 125—144.
12. Wanderer P. et al. Measurement of the neutral-current interaction of high-energy neutrinos and antineutrinos.— Phys. Rev., 1978, D17, p. 1679—1692.

Поступила в редакцию
10.08.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 537.312.04

Ю. П. ДРОЖЖОВ

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ФОНОНОВ НА ПРОВОДИМОСТЬ МНОГОДОЛИННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА В ГРЕЮЩЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

§ 1. Введение. В [1] было исследовано поведение высокочастотной проводимости σ многодолинного полупроводника в условиях разогрева носителей полем высокочастотной (ω) волны. При этом считалось, что фононы играют роль термостата и равновесны. Между тем разогрев носителей зачастую приводит к разогреву фононов и появлению в фоновой подсистеме потоков квазичастиц. Хорошо известно [2—5], что эти явления существенным образом сказываются на поведении кинетических коэффициентов.

Физически понятно, что неравновесность фононов есть следствие их взаимодействия с горячими носителями. Если температура последних не слишком высока [3], то разогреваются лишь длинноволновые фононы, наиболее эффективно взаимодействующие с электронами. В этом случае роль термостата играют коротковолновые фононы. (Мы в дальнейшем будем считать, что образец является достаточно чистым и совершенным, так что можно не учитывать рассеяние на примесях и дефектах.)

Как показано в [2—5], реально наблюдаемая ситуация определяется соотношением между двумя параметрами: частотой ν_{fe} , характеризующей передачу энергии от горячих носителей фоновой подсистеме, и величиной ν_{ff} , определяющей скорость распределения полученной энергии в фоновой системе. В условиях высоких температур и достаточно чистых образцов межфононная частота соударений ν_{ff} определяется трех- и, возможно, четырехфононными процессами. Следует отметить, что в случае акустических фононов этот параметр достаточно хорошо изучен [2]. Ясно, однако, что в случае гетерополярных полупроводников (а именно они представляют для нас наибольший

интерес [6]) имеет смысл выяснить, каково влияние неравновесности длинноволновых полярных оптических фононов, сильно взаимодействующих с носителями тока. Для получения строгой оценки необходимо знать не только порядок величины v_{ff} , но и зависимость $v_{ff}(\mathbf{q})$. Мы, к сожалению, не смогли найти в литературе соответствующих данных и вынуждены поэтому ограничиться лишь замечаниями общего характера.

Как показано в [7], единственным возможным трехфононным процессом для оптических фононов является процесс: $0 \rightleftharpoons A + A$. Разумно предположить, что соответствующий матричный элемент слабо зависит от \mathbf{q} при $\mathbf{q} \rightarrow 0$. Тогда зависимость $v_{ff}(\mathbf{q})$ определяется лишь объемом области интегрирования, в которой справедливы законы сохранения импульса и энергии для данного процесса. Очевидно, в этом случае $v_{ff}(\mathbf{q})$ будет возрастающей функцией $|\mathbf{q}|$, а, следовательно, при больших $|\mathbf{q}|$ заведомо $v_{ff}(\mathbf{q}) \gg v_{fe}(\mathbf{q})$. Тогда, как и для акустических фононов, коротковолновые фононы не разогреты и играют роль термостата. При достаточно высоких температурах конкурирующим процессом может быть процесс с участием четырех фононов.

Как известно [7], фонон-фононное взаимодействие в рамках динамической теории решетки можно описать, если рассматривать в разложении потенциальной энергии атома в решетке члены выше второго порядка по отклонениям от положений равновесия. Межфононное взаимодействие приводит к эффектам теплового расширения [7], уширению полос отражения в области остаточных лучей, появлению комбинационных полос в решеточном спектре [8], обуславливает нелинейные свойства полупроводников (в случае, когда частота хотя бы одной из волн, распространяющихся в полупроводнике, меньше или порядка частоты оптического фонона) [9] и т. д.

Примем для оценки, что ангармонические члены в фононном гамильтониане можно записать в виде:

$$\Delta H_{\text{анг}} \sim Gu^3. \quad (1)$$

Здесь G — параметр ангармонизма; u — смещение атома из положения равновесия. Тогда, рассматривая $\Delta H_{\text{анг}}$ как возмущение, можно убедиться, что в первом порядке теории возмущений квадратичная восприимчивость, обусловленная решеткой, линейно связана с параметром ангармонизма G [8]. При этом справедлива следующая оценка:

$$G \sim \omega_0^3 \frac{\alpha_{abc}}{N}, \quad (2)$$

где ω_0 — характерная фононная частота; α_{abc} — электронная квадратичная восприимчивость (для большинства полупроводников $\alpha_{abc} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ ед. CGS [10]), N — число элементарных ячеек в единице объема.

Для вычисления межфононной частоты соударений v_{ff} необходимо воспользоваться формулами второго порядка теории возмущений. По порядку величины [8]:

$$v_{ff} \sim G^2 \hbar M^{-3} D(\omega_1) \omega_0^{-3}, \quad (3)$$

где M — масса атома, $D(\omega_1)$ — плотность состояний акустических фононов (по порядку величины — $1/\omega_1$ [8]), взаимодействующих с длинноволновыми PO -фононами. (Для процесса $0 \rightleftharpoons A + A$ это коротковолновые акустические фононы с противоположными квазиимпульсами, так что $\omega_1 \sim \omega_0/2$). Из (1) получим $G \sim 10^{11} - 10^{12}$ ед. CGS, тогда $v_{ff} \sim 10^{10} - 10^{11}$ с $^{-1}$ (при $\omega_0 \sim 10^{13}$ с $^{-1}$), что согласуется с экспери-

ментальными данными [11] $v_{ff} \ll 0,01 \omega_0$. (Следует заметить, что мы намеренно не различали TO - и LO -фононы. В частности, к уширению линии отражения приводят процессы рождения и распада TO -фононов, а LO -фононы с полем волны не взаимодействуют. Однако для получения порядковой оценки это не существенно, поскольку характерные частоты TO - и LO -фононов весьма близки (порядка 10^{13} с $^{-1}$).

§ 2. Разогрев и увлечение фононов. Влияние разогрева и увлечения фононов на высокочастотную анизотропную часть функции распределения сводится к перенормировке массы носителя и изменению частоты соударений электронов с фононами v_{ef} [2—5]. Это приводит к тому, что вместо затравочных величин m и v_{ef} во всех формулах фигурируют величины m^* и v_{ef}^* [4; 5; 12]:

$$m^* = m(1 + \gamma(\varepsilon)), \quad v_{ef}^* = v_0(1 + \gamma(\varepsilon))^{-1},$$

$$v_0 = \frac{T}{p^3} \int_0^{2p} \frac{\omega_q}{\hbar \omega_q} q^3 \left(1 - \frac{v_{fe} v_f}{v_f^2 + \omega^2}\right) \frac{v_{fe}(\Theta/T) + v_{ff}}{v_f} dq,$$

$$\gamma(\varepsilon) = \frac{M^{(0)}}{m} \frac{1}{2p^3} \int_0^{2p} \frac{q^2 v_{fe}^2}{v_f^2 + \omega^2} \frac{v_{fe}(\Theta/T) + v_{ff}}{v_f} dq,$$

$$v_f \equiv v_{ff} + v_{fe}, \quad (4)$$

$$\frac{M^{(0)}}{m} \simeq \begin{cases} T/ms^2 & \text{— акустические фононы,} \\ T\Theta/(\hbar \omega_0)^2 & \text{— оптические фононы.} \end{cases}$$

Здесь Θ — температура носителей; T — температура термостата (коротковолновые фононы); s — скорость звука; ω_q — вероятность рассеяния электрона на фононе; ω_q — частота фонона с квазиимпульсом q . Формулы (4) получены в предположении, что симметричные части функций распределения фононов и электронов — соответственно планковская и максвелловская с эффективной температурой, не зависящей от времени. Это справедливо [12] при $\omega \gg \tilde{\nu}$, где $\tilde{\nu}$ — энергетическая частота столкновений, определяемая формулой:

$$\tilde{\nu}(\Theta) = \frac{4\pi}{(2\pi \hbar)^3} \frac{1}{n} \int_0^{2p} \frac{v_{ff} v_{fe}}{v_{ff} + v_{fe}} q^2 dq. \quad (5)$$

где n — концентрация носителей.

Кроме того, предполагалось, что анизотропия функций распределения мала и столкновения с фононами квазиупруги. (В случае одновременного рассеяния на акустических и оптических фононах соответствующие поправочные множители даются суммой выражений, относящихся только к акустическим или оптическим фононам.)

Соотношения (4) выполняются точно для вырожденных полупроводников (с заменой p на p_F), для невырожденных они, по-видимому, качественно правильно описывают реальную ситуацию.

Далее рассмотрим возможные соотношения между параметрами v_{ff} , v_{fe} и ω . Поскольку соответствующие зависимости $v_i(\mathbf{q})$ неизвестны, мы заменим интегралы в (4) значениями подынтегральных функций при q или p порядка q_T или p_0 ($q_T \sim T/s$; $p_0 \sim \sqrt{2m\Theta}$).

1). $v_{ff} \gg v_{fe}$.

Эта ситуация реализуется, по-видимому, для акустических фононов при высоких температурах. В этом случае, как видно из (5), $v \sim v_{fe}$ и должно быть $\omega \gg v_{fe}$.

В интересующем нас случае (гетерополярный полупроводник, высокие температуры) [6] выполняется следующее соотношение между частотами, характеризующими акустические и оптические фононы:

$$v_{fe_{ак}} \ll v_{fe_{опт}}; v_{fe_{ак}} \ll v_{ff_{ак}} \text{ и } v_{ff_{ак}} \gg v_{ff_{опт}}. \quad (6)$$

По порядку величины ([2, 12] и выше) можно получить:

$$v_{fe_{ак}} \sim 10^9 - 10^{10} \text{ с}^{-1}; v_{fe_{опт}} \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ с}^{-1}; \quad (7)$$

$$v_{ff_{опт}} \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ с}^{-1}; v_{ff_{ак}} \sim 10^{11} - 10^{13} \text{ с}^{-1}.$$

Отсюда ясно, что эффекты, связанные с неравновесностью акустических фононов, существенны в области малых энергий (слабых полей, при $\Theta \approx T$). Поскольку $v_{ff_{ак}} \gg v_{fe_{ак}}$, то неравновесность акустических фононов проявляется прежде всего в перенормировке эффективной массы носителя. Это приведет к росту порогового поля по сравнению с величиной, указанной в [1], пропорционально $(1 + \gamma)$, при $\omega \gg v_{ef}^* \equiv v_{ef}/(1 + \gamma)$. В случае $\omega \ll v_{ef}^*$ неравновесность акустических фононов никак не влияет на результаты, полученные в [1].

2). $v_{ff} \ll v_{fe}$.

Из приведенных оценок видно, что такая ситуация может иметь место для оптических фононов.

Заметим, что при не слишком сильном разогреве перенормировку массы носителя за счет увлечения оптических фононов можно не учитывать. Действительно, как показано в [6], в наших условиях достаточно разогреть электроны до температуры $\Theta \sim (2-3)\hbar\omega_0$. Тогда $\gamma \leq 1$. С другой стороны, физически понятно, что при выполнении (7) температура длинноволновых оптических фононов подтягивается к температуре носителей. В этом случае из (5) следует, что

$$\tilde{v}(\Theta) \sim v_{ff}(\Theta) \quad (8)$$

и результаты, полученные в [1], существенно изменятся. Разогрев фононов приводит к тому, что роль энергетического термостата выполняют коротковолновые фононы и релаксация электронов по энергии происходит за счет взаимодействия длинноволновых фононов, разогретых до температуры носителей, с коротковолновыми фононами (термостатом). Если принять, что

$$v_{ef} = v_0 \left(\frac{\Theta}{T} \right)^q, \quad v_{ff}(\Theta) = v_{ff}^{(0)} \left(\frac{\Theta}{T} \right)^{r-1},$$

то можно получить для высокочастотной проводимости следующие оценки [12] (без учета междолинного рассеяния):

$$\Theta = T \left(\frac{E}{E_{\pm}} \right)^{\frac{2}{r \pm q'}}, \text{ нижний знак: } \omega \gg v_{ef} \quad (9)$$

$$\text{Re } \sigma \sim \sigma_0 \left(\frac{E}{E_{\pm}} \right)^{\mp \frac{2q'}{r \pm q'}}, \text{ верхний знак: } \omega \ll v_{ef}$$

$$\text{Im } \sigma \sim \frac{e^2 \hbar}{m \omega}, \quad \omega \gg v_{ef}.$$

Здесь

$$E_{\pm} = \left(\frac{3m\Gamma v_{ff}^0 v_0^{\pm 1} \omega^{1 \mp 1}}{4e^2} \right)^{1/2} \text{ и } q' = q \pm 1.$$

Таким образом, в зависимости от конкретного значения Γ перегреваемая неустойчивость, рассматривавшаяся в [1], может либо реализоваться, либо нет. Однако и в этом случае соответствующие эксперименты позволяют получить информацию о v_{ff} — частоте межфононных соударений.

Автор глубоко признателен В. Л. Бонч-Бруевичу за внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дрожжов Ю. П. Проводимость многодолинного полупроводника в греющем электромагнитном поле.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1977, 18, № 5, с. 109—117.
2. Гуревич Л. Э., Коренблит И. Я. Электропроводность и гальваномагнитные коэффициенты полуметаллов и вырожденных полупроводников в сильном электрическом поле.— ЖЭТФ, 1963, 44, с. 2150—2163.
3. Гуревич Л. Э., Гасымов Т. М. Разогрев фононов в полупроводниках в сильном электрическом поле и его влияние на электропроводность.— Физ. тв. тела, 1967, 9, с. 106—118.
4. Грановский М. Я., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в сильных электромагнитных полях. — ЖЭТФ, 1975, 68, с. 126—136.
5. Гасымов Т. М. Теория гальваномагнитных явлений в полупроводниках и полуметаллах в условиях произвольного взаимного увлечения и разогрева носителей заряда и фононов.— В кн.: Некоторые вопросы экспериментальной и теоретической физики. Баку, 1977, с. 3—33.
6. Бонч-Бруевич В. Л., Дрожжов Ю. П. Нагрев электронов и особые точки Ван-Хова.— Вест. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1977, 18, № 4, с. 115—116.
7. Займан Дж. Электроны и фононы. М., 1962, 488 с.
8. Борн М., Кунь Хуан. Динамическая теория кристаллических решеток. М., 1958, 488 с. Kleinman D. A. Anharmonic forces in GaP crystals.— Phys. Rev. 1960, 118, p. 118—128.
9. Генкин Г. М., Файн В. М. Вклад ангармонизма колебаний кристаллической решетки в нелинейные свойства кристалла.— ЖЭТФ, 1965, 49, с. 118—124. Генкин Г. М., Файн В. М., Яшин Э. Г. Нелинейные свойства кристаллической решетки.— Физ. тв. тела, 1966, 8, с. 3312—3320.
10. Хэсс М. Решеточное отражение. В кн.: Оптические свойства полупроводников АШВУ. М., 1970, с. 13—27.
11. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975, 400 с.

Поступила в редакцию
11.10.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 530.12:531.51

В. И. АНТОНОВ

БИЛОКАЛЬНЫЙ ФОРМАЛИЗМ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ПРОБЛЕМА ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

1. Введение. В последние годы, в основном в связи с развитием канонического формализма общей теории относительности (ОТО), многими авторами была показана необходимость последовательного