

О роли экранирования электрон-фононного взаимодействия в релаксации фотовозбужденной электронно-дырочной плазмы в полупроводнике

© С.Е. Кумеков[†]

Казахский национальный технический университет им. К.И. Сатпаева,
050013 Алматы, Казахстан

(Получена 6 февраля 2008 г. Принята к печати 11 февраля 2008 г.)

Проведены аналитические оценки роли экранирования взаимодействия электронно-дырочной плазмы с оптическими фононами на примере арсенида галлия.

PACS: 71.35.Fe, 71.38.-k.

При межзонном поглощении мощных коротких импульсов в полупроводнике создаются большие концентрации неравновесных электронно-дырочных пар. Релаксация неравновесной плазмы определяется столкновениями носителей заряда друг с другом, их взаимодействием с фононами, процессами их рекомбинации. Основную роль в процессе охлаждения плазмы играет взаимодействие электронов и дырок с оптическими фононами [1,2]. Темп охлаждения зависит от концентрации плазмы, поскольку при больших концентрациях электронов и дырок их взаимодействие с оптическими фононами экранируется. Теоретические расчеты роли экранирования электрон-фононного взаимодействия в охлаждении электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в основном ограничивались численными методами (см., например, [2]). В настоящей работе получены аналитические выражения для оценки роли экранирования в интервале высоких и низких температур ЭДП в объемном полупроводнике.

Для оценки роли экранирования воспользуемся общим выражением для действительной части диэлектрической проницаемости в приближении хаотических фаз [3]:

$$\varepsilon'(q, \omega) = \frac{4\pi e^2}{q^2} \int \frac{F_{k=q} - F_k}{\hbar\omega + E_k - E_{k+q}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \quad (1)$$

где F_k — функция распределения носителей с волновым вектором k и энергией E_k . В разных предельных случаях выражение (1) дает известные результаты [3]:

$$\hbar\omega \gg \frac{\hbar^2 q^2}{2m}, \quad \hbar qv, \quad \varepsilon(q, \omega) - 1 = -\varepsilon_\infty \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\hbar^2 q^2}{2m} \gg \hbar\omega, \quad \hbar qv, \quad \varepsilon(q, \omega) - 1 = \varepsilon_\infty \frac{\omega_p^2}{(\hbar q^2/2m)^2}, \quad (3)$$

$$\hbar qv \gg \hbar\omega, \quad \frac{\hbar^2 q^2}{2m}, \quad \varepsilon(q, \omega) - 1 = \varepsilon_\infty \frac{q_D^2}{q^2}. \quad (4)$$

В формулах (2)–(4) $\omega_p = (4\pi n e^2 / m \varepsilon_\infty)^{1/2}$ — плазменная частота, v — характерная скорость носи-

телей, $q_D = (4\pi n e^2 / \varepsilon_\infty kT)^{1/2}$ — обратный дебаевский радиус для невырожденных носителей и $q_D = (6\pi n e^2 / E_F \varepsilon_\infty)^{1/2}$ — при наличии вырождения, E_F — энергия Ферми, n — концентрация электронно-дырочных пар.

Имеет значение также случай, когда $\hbar\omega$ и $\hbar^2 q^2 / 2m$ близки к друг другу. При этом могут представиться две возможности:

$$\frac{\hbar^2 q^2}{2m} - \hbar\omega \gg \hbar qv,$$

$$\varepsilon(q, \omega) - 1 = \varepsilon_\infty \frac{\omega_p^2}{(\hbar q^2/2m)^2 - \omega^2}, \quad (5)$$

$$\hbar\omega \gg \hbar qv \gg \frac{\hbar^2 q^2}{2m} - \hbar\omega,$$

$$\varepsilon(q, \omega) - 1 = \varepsilon_\infty \frac{\omega_p^2}{4\omega^2} \left[1 + 6 \frac{\omega((\hbar q^2/2m) - \omega)}{(qv_F)^2} \right]. \quad (6)$$

Формула (6), где v_F — скорость носителя с энергией E_F , справедлива для вырожденного газа.

Выясним условия, при которых можно не учитывать влияние экранирования электрон-фононного взаимодействия на процесс охлаждения плазмы. Характер этого взаимодействия зависит от концентрации электронов и дырок и температуры плазмы, поскольку при разных температурах в процесс взаимодействия с фононами вовлекаются носители с различающимися волновыми векторами. При этом роль частоты ω играет частота ЛО-фононов ω_L , а роль q — волновой вектор фононов, излучаемых дырками. В [1] было показано, что основную роль в охлаждении плазмы в арсениде галлия играют тяжелые дырки. Далее все численные оценки проводятся для GaAs.

При низких температурах ($kT_c \ll \hbar\omega_L$) играют роль фононы со значением волнового вектора, близким к $q = \sqrt{2m_h \hbar\omega_L} / \hbar$ в интервале $\Delta q = (\sqrt{2m_h kT} / \hbar) \times (\ln \tau_a / \tau_{qh \min})^{1/2}$ [1] (m_h — масса тяжелой дырки). В последнем выражении τ_a — время ангармонического распада оптического фонона на акустические фононы, а $\tau_{qh \min} = 1.33 \frac{\varepsilon_\infty m_h \omega_L}{e^2 n} \sqrt{\frac{kT_c}{\hbar\omega_L}}$. При этом для экранирова-

[†] E-mail: skumekov@mail.ru

ния электронами имеет место случай (3), для экранирования дырками — случай (5), причем

$$\frac{\hbar^2 q^2}{2m} - \hbar\omega \approx \hbar^2 q \Delta q / m.$$

Тогда для электронов имеем

$$\frac{\varepsilon_e(q, \omega) - 1}{\varepsilon_\infty} = 0.12 \frac{n}{5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}}, \quad (7)$$

а для дырок

$$\frac{\varepsilon_h(q, \omega) - 1}{\varepsilon_\infty} \approx \frac{0.2(n/5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3})(50/T_c)^{1/2}}{\ln\left(0.7\tau_a \frac{n}{5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}} \sqrt{\frac{50}{T_c}}\right)}. \quad (8)$$

Здесь τ_a изменяется в пс, n — в см^{-3} . Из формул (7)–(8) следует, что при низких температурах экранирование не существенно по крайней мере до концентраций $n \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

При высоких температурах плазмы T_c ($kT_c \gg \hbar\omega_L$) $q \approx \sqrt{2m_h kT_c} / \hbar$ [1]. Роль экранирования электронами определяется формулой (3), дырками — формулами (3), (4), которые в этом случае дают одинаковый результат:

$$\frac{\varepsilon_e(q, \omega) - 1}{\varepsilon_\infty} \approx 0.005 \left(\frac{n}{5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}} \right) \left(\frac{500}{T_c} \right)^2, \quad (9)$$

$$\frac{\varepsilon_h(q, \omega) - 1}{\varepsilon_\infty} \approx 0.07 \left(\frac{n}{5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}} \right) \left(\frac{500}{T_c} \right)^2. \quad (10)$$

Из этих оценок можно заключить, что до концентраций $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ экранирование можно не учитывать.

Полученные выше оценки согласуются с результатами экспериментов [4–7]. В экспериментах [4–7] при комнатной температуре измерялись спектры просветления, нелинейного поглощения и излучения объемных образцов GaAs. Образцы возбуждались пикосекундными импульсами света с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны. При этом концентрация электронно-дырочных пар достигала $4.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а температура фотовозбужденной плазмы превышала 600 К. На измеренных спектрах четко проявляются фоновые повторения с периодом, соответствующим энергии оптического фонона. Показано, что эти особенности могут быть обусловлены процессами испускания оптических фононов неравновесными электронами в активной области. Проявление фоновых повторений свидетельствует о незначительной роли экранирования взаимодействия плазмы с оптическими фононами в условиях этих экспериментов и согласуется с оценками по формулам (9) и (10).

Список литературы

- [1] С.Е. Кумекоев, В.И. Перель. ЖЭТФ, **94**, 346 (1988).
- [2] W. Potž, P. Sočevar. Phys. Rev. B, **28**, 7040 (1983).
- [3] О. Маделунг. Теория твердого тела (М., Наука, 1980).

- [4] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **94**, 905 (1995).
- [5] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **33**, 19 (1999).
- [6] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумекоев, С.В. Стеганцов. ФТП, **36**, 144 (2002).
- [7] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **41**, 1418 (2007).

Редактор Л.В. Беляков

Role of a screening of the electron-photon interaction in the relaxation of photoexcited electron-hole plasma in the semiconductor

S.E. Kumekov

K.I. Satpaev Kazakh National Technical University, 050013 Almaty, Kazakhstan

Abstract Analytical evaluation of the role of a screening of the interaction of electron-hole plasma with optical photons in case of gallium arsenide was done.