

Захват горячих электронов на отрицательно заряженные центры в приближении квазиупругого рассеяния

© З.С. Качлишвили[†], Н.К. Метревели

Тбилисский государственный университет (Факультет физики),
380028 Тбилиси, Грузия

(Получена 23 февраля 2000 г. Принята к печати 30 марта 2000 г.)

Явно вычислен коэффициент захвата на отталкивающих кулоновских центрах в приближении квазиупругого рассеяния в скрещенных сильном электрическом и магнитном полях. Учтено, что вероятность захвата наряду с зоммерфельдовским множителем должна экспоненциально зависеть от энергии протуннелировавшего сквозь барьер электрона.

Определено критическое электрическое поле в зависимости от магнитного поля и механизмов рассеяния, выше которого необходим учет указанной экспоненты. Для полей ниже критического справедлива аппроксимация Бонч-Бруевича.

Исследование захвата горячих электронов на отрицательно заряженные центры проводилось во многих работах (см., например, [1–4]). Усовершенствование существующих теорий снова возвратило нас к этой задаче. Во всех ранних, как и в указанных выше, работах при оценках коэффициента захвата использовалось выражение вероятности захвата, впервые полученное Бонч-Бруевичом [1]. Однако в [5,6] показано, что при захвате электрона отталкивающим центром вероятность захвата наряду с зоммерфельдовским множителем должна экспоненциально зависеть от энергии протуннелировавшего сквозь барьер электрона:

$$P \sim \exp(-\gamma_0 x), \quad (1)$$

где $x = W/kT$, W — энергия электрона, $\gamma_0 = \frac{2\tau_1}{\hbar} kT$, τ_1 — время туннелирования. Там же был вычислен коэффициент захвата в приближении электронной температуры и было показано, что учет вышесказанного приводит к замене электронной температуры на эффективную электронную температуру, которая содержит параметр центра, имеющий порядок обратной энергии кванта колебания. Когда электронная температура гораздо меньше этой энергии, результат [5] совпадает с результатом Бонч-Бруевича [1].

В [7,8] с учетом (1) был вычислен коэффициент захвата в условиях поперечного убегания и иглообразного распределения горячих электронов. Согласно результатам этих работ далеко от порога убегания и при наличии центра захвата с большой кратностью заряда, эффективное сечение Бонч-Бруевича является хорошей аппроксимацией, тогда как в противоположных случаях необходимо учесть вышеотмеченный экспоненциальный множитель.

В настоящей работе явно вычислен коэффициент захвата в приближении квазиупругого рассеяния в скрещенных сильном электрическом и магнитном полях. Определено критическое электрическое поле в зависимости от магнитного поля и механизмов рассеяния,

выше которого необходим учет указанной выше экспоненты (1).

Неравновесная функция распределения в приближении квазиупругого рассеяния в скрещенных сильном электрическом и магнитном полях имеет вид [9]

$$f_0(x) = N \exp(-ax^\xi), \quad \xi > 0, \quad (2)$$

где $a \equiv \frac{\eta^\zeta}{\alpha^\xi}$, $\xi = \xi_1 = 1 - \frac{t+s}{2}$ и $\zeta = 0$ в слабом магнитном поле ($\eta \ll 1$), а $\xi = \xi_2 = 1 + \frac{t+s}{2}$ и $\zeta = 1$ в сильном магнитном поле ($\eta \gg 1$); t и s — показатели степени в энергетической зависимости длин свободного пробега, соответственно, по импульсу (l) и по энергии (\tilde{l}):

$$l = l_0 x^{\frac{t+1}{2}}, \quad \tilde{l} = \tilde{l}_0 x^{\frac{s+1}{2}},$$

$$\alpha \equiv \left(\frac{E}{E_0}\right)^2, \quad \eta \equiv \left(\frac{H}{H_0}\right)^2,$$

$$E_0 \equiv \sqrt{3} \frac{k_0 T}{e(l_0 \tilde{l}_0)^{1/2}}, \quad H_0 \equiv \frac{(2mc^2 k_0 T)^{1/2}}{el_0},$$

m — эффективная масса электрона, c — скорость света.

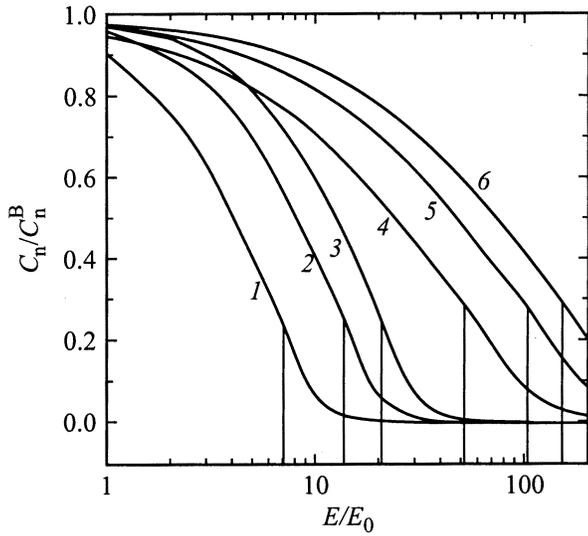
Используя обычное определение коэффициента захвата, после вычисления интегралов методом перевала для отношения коэффициентов захвата с учетом и без учета множителя (1) (C_n и C_n^B соответственно) при $\xi = 1$ получаем

$$\frac{C_n(E, H)}{C_n^B(E, H)} = \left(\frac{\eta^\zeta}{\gamma_0 + \frac{\eta^\zeta}{\alpha}}\right)^{\frac{5+4\nu_0}{6}} \frac{\Psi \left[\left(\frac{\gamma/2}{\gamma_0 + \frac{\eta^\zeta}{\alpha}}\right)^{2/3} \right]}{\Psi \left[\left(\frac{\gamma}{2} \frac{\alpha}{\eta^\zeta}\right)^{2/3} \right]}$$

$$\times \exp \left\{ -3 \left(\frac{\gamma}{2}\right)^{2/3} \left[\left(\gamma_0 + \frac{\eta^\zeta}{\alpha}\right)^{1/3} - \left(\frac{\eta^\zeta}{\alpha}\right)^{1/3} \right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь Ψ — медленно меняющаяся функция, ν_0 — параметр порядка единицы, $\gamma \equiv \frac{2\pi z e^2}{\varepsilon \hbar V_T}$, z — заряд отталкивающего центра в единицах заряда электрона, ε — диэлектрическая проницаемость, V_T — тепловая скорость [1].

[†] E-mail: faculty@tsu.ge or kzauri@altavista.com



Зависимость отношения коэффициентов захватов от поля. Кривые 1–3 соответствуют случаю $\xi = 1$: 1 — в слабом магнитном поле, 2, 3 — в сильном магнитном поле (соответственно при $\eta = 4$ и 9). Кривые 4–6 соответствуют тем же значениям магнитного поля при $\xi = 2$. Вертикальными линиями обозначены соответствующие критические поля.

Выражение (3), как было сказано, получено для случая $\xi = 1$, ибо в этом случае вычисление можно провести до конца без использования каких-либо приближений для любого соотношения между α , η , γ , γ_0 , с одной стороны, а с другой — он охватывает практически все возможные механизмы рассеяния энергии и импульса, которые могут доминировать в рассмотренной задаче. Действительно, в слабом магнитном поле $\xi = \xi_1 = 1$, если $t = +1$ и $s = -1$ или $t = -1$ и $s = +1$. В сильном магнитном поле $\xi = \xi_2 = 1$, если $t = +1$ и $s = +1$ или $t = -1$ и $s = -1$. Эти значения t и s соответствуют следующим механизмам рассеяния: для импульса — рассеяние на дипольных центрах, на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов (*PA*-рассеяние) в приближении высоких температур, на поляризационных оптических фононах (*PO*-рассеяние), на деформационном потенциале акустических фононов (*DA*-рассеяние) в приближении высоких температур и на деформационном потенциале оптических фононов (*DO*-рассеяние). Для энергии — *DA* и *PA*-рассеяния в приближениях высоких и низких температур и *DO*-рассеяние.

Из выражения (3) критическое значение приложенного электрического поля определяется как $\alpha_{cr} \equiv \frac{\eta^{\xi}}{\gamma_0}$. Для полей $\alpha \ll \alpha_{cr}$ множитель (1) несуществен и его можно не учитывать. Однако при $\alpha \geq \alpha_{cr}$ аппроксимация Бонч-Бруевича необходимо корректировать множителем (1). В сильном магнитном поле критическое электрическое поле растет прямо пропорционально магнитному полю.

Приведем теперь результат вычисления для отношения коэффициентов захвата при любом $\xi > 0$. В этом случае вычисления можно довести до конца только при

выполнении определенных соотношений между параметрами α , η , γ_0 , ξ .

$$1. \text{ При } \gamma_0 \ll \xi \left(\frac{\eta^{\xi}}{\alpha \xi} \right)^{1/\xi} \left(\frac{\Gamma\left(\frac{5}{2\xi}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2\xi}\right)} \right)^{\xi-1}, \quad (4)$$

$$\frac{C_n(E, H)}{C_n^B(E, H)} = \exp \left[-\gamma_0 \left(\frac{\gamma \alpha}{2\eta^{\xi}} \right)^{\frac{2}{2\xi+1}} \right]. \quad (5)$$

$$2. \text{ При } \gamma_0 \gg \xi \left(\frac{\eta^{\xi}}{\alpha \xi} \right)^{1/\xi} \left(\frac{\Gamma\left(\frac{5}{2\xi}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2\xi}\right)} \right)^{\xi-1}, \quad (6)$$

$$\frac{C_n(E, H)}{C_n^B(E, H)} = \frac{\left(\frac{\gamma}{2\gamma_0} \right)^{\frac{2\gamma_0}{3}} \Psi \left(\left(\frac{\gamma}{2\gamma_0} \right)^{2/3} \right)}{\left(\frac{\gamma \alpha}{2\eta^{\xi}} \right)^{\frac{2\gamma_0}{2\xi+1}} \Psi \left(\left(\frac{\gamma \alpha}{2\eta^{\xi}} \right)^{\frac{2}{2\xi+1}} \right)}$$

$$\times \left(\frac{\left(2\frac{\eta^{\xi}}{\alpha} \right)^{\frac{5}{2\xi+1}} \gamma^{\frac{2\xi-4}{2\xi+1}} (2\xi+1)}{3 \frac{(2\gamma_0)^{5/3}}{\gamma^{2/3}} + 4 \frac{\eta^{\xi}}{\alpha} (\xi-1) \left(\frac{\gamma}{2\gamma_0} \right)^{2(\xi-2/3)}} \right)^{1/2} \\ \times \exp \left\{ -\frac{3}{2} \gamma^{2/3} (2\gamma_0)^{1/3} - \frac{\eta^{\xi}}{\alpha \xi} \left(\frac{\gamma}{2\gamma_0} \right)^{2\xi/3} + \frac{2\xi+1}{2\xi} \left(2\frac{\eta^{\xi}}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2\xi+1}} \gamma^{\frac{2\xi}{2\xi+1}} \right\}. \quad (7)$$

Легко убедиться, что при $\xi = 1$, в условиях справедливости неравенств (4) и (6), отношение коэффициентов (3) точно совпадает с соответствующими выражениями из (5) и (7). Также очевидно обобщение α_{cr} на случай любого $\xi > 0$:

$$\alpha_{cr} = \xi^{(\xi-1)} \frac{\eta^{\xi}}{\gamma_0^{\xi}} \left(\frac{\Gamma\left(\frac{5}{2\xi}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2\xi}\right)} \right)^{\xi(\xi-1)}. \quad (8)$$

Таким образом, для полей $\alpha \geq \alpha_{cr}$ при вычислении коэффициента захвата необходимо учитывать множитель (1), для полей $\alpha \ll \alpha_{cr}$ справедлива аппроксимация Бонч-Бруевича.

С целью выяснения точности аналитических выражений (3), (5), (7) и для наглядности полученных результатов мы провели численные вычисления интегралов общего выражения C_n/C_n^B для $\xi = 1$ и $\xi = 2$ при $T = 20$ К, в слабом и сильном магнитном полях. Соответствующие кривые приведены на рисунке. Следует заметить, что в соответствующих областях электрического поля они точно совпадают с кривыми, описываемыми выражениями (3), (5) и (7). Вертикальными линиями обозначены критические значения электрических полей. Как и следовало ожидать, эти кривые далеко от критических полей во всех случаях ведут себя одинаково: для слабых полей стремятся к единице, а в сильных полях насыщаются около нуля.

Список литературы

- [1] В.Л. Бонч-Бруевич. ФТТ, **6**, 2047 (1964).
- [2] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. ФТТ, **7**, 750 (1965).
- [3] В.Л. Бонч-Бруевич, З.С. Качлишвили. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, **5**, 580 (1974).
- [4] Х.З. Качлишвили, А.Г. Миронов. Тр. Тбилис. гос. ун-та, **291**, 37 (1989).
- [5] В.Н. Абакумов, В. Карпус, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. ФТП, **22**, 262 (1988).
- [6] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во СПб. ин-та ядерной физики РАН, 1997) с. 140.
- [7] З.С. Качлишвили, Х.З. Качлишвили, Ф.Г. Чумбуридзе. ФТП, **31**, 204 (1997).
- [8] З.С. Качлишвили, Х.З. Качлишвили, Ф.Г. Чумбуридзе. ФТП, **31**, 944 (1997).
- [9] Z.S. Kachlishvili. Phys. St. Sol. (a), **33**, 15 (1976).

Редактор В.В. Чалдышев

Hot electron capture by negatively charged centers in the approximation of quasielastic scattering

Z.S. Kachlishvili, N.K. Metreveli

Tbilisi State University,
380028 Tbilisi, Georgia

Abstract The capture coefficient on the repulsive Coulomb centers in the approximation of quasielastic scattering in crossed magnetic and electric fields is calculated. It is taken into account that along with Zommerfeld factor the capture probability must exponentially depend on the energy of electron tunneled through the barrier.

The critical electric field in dependence with magnetic field and scattering mechanisms, above of which the taking into consideration of the indicated factor is necessary, is determined. As to the fields, lower then critical, the Bonch-Bruevich approximation is quite valid.