Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 3, с. 164 – 167

Эффект замедления рекомбинации неравновесных носителей заряда в полупроводнике в магнитном поле

Б. Б. Зеленер[+*], *Б. В. Зеленер*[+], *Э. А. Маныкин*[*×]

[+]*Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский ядерный университет "Московский инженернофизический институт" 115409 Москва, Россия*

[×]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 декабря 2011 г.

В работе предсказан эффект замедления рекомбинации электронов и дырок в полупроводнике в однородном магнитном поле. На примере германия показано, что в области температур $T = (1{-}10)$ К, концентраций зарядов $n_e = (10^{10}{-}10^{14})$ см и значений индукции магнитного поля $B = (3\cdot 10^2{-}3\cdot 10^4)$ Гс время рекомбинации может быть увеличено более чем в сто раз по сравнению с его значением в отсутствие магнитного поля. Это означает, что после создания неравновесных носителей заряда путем инжекции при $p{-}n$-переходе или за счет каких-либо источников излучения, а также облучения быстрыми электронами проводимость в полупроводнике сохраняется значительно дольше при наличии магнитного поля. Найденный эффект может быть использован, например, для обнаружения источников излучения.

Введение. В настоящей работе рассматривается рекомбинация электронов и дырок в полупроводнике при наличии магнитного поля в области параметров, в которой преобладает каскадный захват на изолированные притягивающие центры за счет межэлектронного взаимодействия. На примере германия определены области концентраций и температур электронов, где основным механизмом захвата является межэлектронное взаимодействие. Также определена область значений индукции магнитного поля (будем называть эту область "сильным" магнитным полем), при которых существенно его влияние на процессы рекомбинации и в то же время сохраняется возможность классического описания движения электронов. Для германия эта область значений B при $T = (1{-}10)$ К меняется от $3\cdot 10^2$ до $3\cdot 10^4$ Гс.

В случае, когда энергия кулоновского взаимодействия электронов мала по сравнению с кинетической энергией, для полупроводника, находящегося в "сильном" магнитном поле, предложено выражение для коэффициента захвата, аналогичное предложенному авторами ранее для коэффициента столкновительной рекомбинации ультрахолодной газовой плазмы в магнитном поле. Рассчитанные значения времени рекомбинации в магнитном поле для германия могут быть больше значений в отсутствие поля более чем в 100 раз.

Рекомбинация электронов и дырок через примесные центры в стационарном режиме [1] зависит от коэффициентов захвата, концентраций электронов, дырок и примесных центров. Нас будет интересовать область концентраций и температур электронов и дырок, в которой осуществляется каскадный захват носителей на примесные центры, причем тот случай, когда потери электрона на центре определяются его взаимодействием со свободными электронами. Эта модель захвата применима при выполнении следующих условий.

1. Длина свободного пробега l должна быть гораздо больше эффективного радиуса орбиты, который равен длине Ландау $r_T^* = e^2/2\varepsilon T$):

$$l \gg r_T^*. \tag{1}$$

При этом неравенство (1) эквивалентно условию слабой неидеальности в газовой плазме:

$$\gamma^* = e^2 n^{1/3}/\varepsilon T \ll 1, \tag{2}$$

где T, n – температура и концентрация электронов; e – заряд электрона, ε – диэлектрическая проницаемость при взаимодействии носителей в полупроводнике, γ^* – параметр неидеальности, характеризующий соотношение потенциальной и кинетической энергии электрона.

2. Расстояние между центрами захвата должно быть достаточно велико для того, чтобы захват на них можно было рассматривать как захват на изолированные центры, т.е.

$$N r_T^3 \ll 1, \tag{3}$$

где N – концентрация центров.

Записав (3) относительно температуры, получим

$$T \gg e^2 N^{1/3}/\varepsilon. \qquad (4)$$

Неравенство (3) обусловливает тот факт, что функция распределения электронов в зоне будет максвелловской [1]. Это, в свою очередь, означает, что при возникновении носители должны термализоваться прежде, чем они будут захвачены.

3. Межэлектронное взаимодействие играет определяющую роль в захвате, если

$$n > \frac{1}{l_0}\left(\frac{\varepsilon T}{e^2}\right)^2, \qquad (5)$$

где $l_0 = l\dfrac{T}{m^* s^2}$, m^* – эффективная масса электрона, s – скорость звука, $l_0 = \mathrm{const}$ для конкретного полупроводника (например, для германия $l_0 = 3.2{\cdot}10^{-3}$ см [1]).

4. Должно быть применимо квазиклассическое рассмотрение, т.е. длина волны де-Бройля электрона меньше размера орбиты захвата. Для характерной орбиты размером r_T должно выполняться неравенство

$$\hbar/\sqrt{2m^*T} \ll e^2/\varepsilon T, \quad \text{или} \quad T \ll E_0, \qquad (6)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка, E_0 – энергия связи для однозарядных центров.

***n–T*-диаграмма.** На рис. 1 для германия ($\varepsilon = 16.3$, $m^* = 0.082m$) по аналогии с газовой плазмой [2] построены линии критерия вырождения $n(\lambda^*)^3 = 1$ (где $\lambda^* = \hbar/\sqrt{2\pi m^* T}$) и параметра неидеальности $\gamma^* = 1$, а также линия, удовлетворяющая условию (5). Условию (2) удовлетворяет область на диаграмме ниже прямой *2*. Условиям (3), (4) при концентрации примеси $N < 10^{14}$ см$^{-3}$ удовлетворяет вся представленная на рис. 1 область температур. В то же время, поскольку для Ge $E_0 = 0.01$ эВ условию (6) удовлетворяет область температур ниже 10 К.

Итак, область параметров для Ge с концентрацией примеси $N < 10^{14}$ см$^{-3}$, когда существенную роль в каскадном захвате играет межэлектронное взаимодействие, ограничена линиями *2* и *3* и $T = (1–10)$ К.

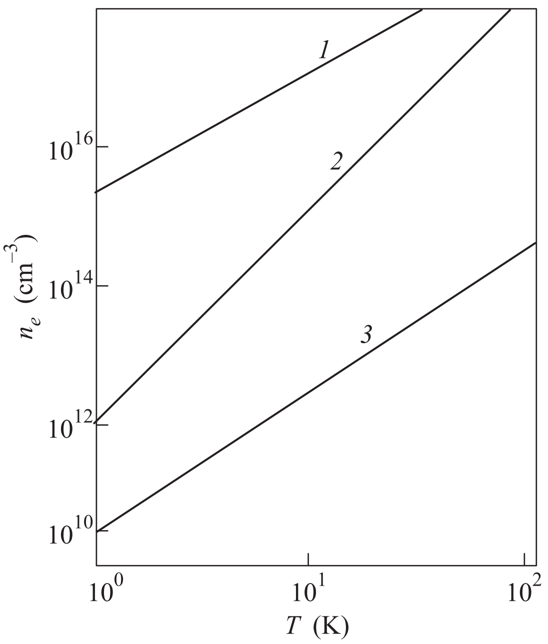

Рис. 1. n_e–T-диаграмма для Ge: *1* – прямая, определяемая условием $n_e(\lambda_e^*)^3 = 1$; *2* – прямая, определяемая условием $\gamma_e^* = 1$; *3* – прямая, определяемая условием (5), для $l_0 = 3.2 \cdot 10^{-3}$ см [1]

Влияние магнитного поля. Для того чтобы оценить влияние магнитного поля на кинетику безызлучательной рекомбинации в полупроводнике нужно также, как это было сделано в [3], определить области параметров, при которых магнитное поле можно считать достаточно сильным для влияния на межэлектронное взаимодействие при каскадном захвате в полупроводниках.

На рис. 2 в качестве примера приведена B–E-диаграмма для Ge. В плоскости параметров магнитная индукция–энергия электрона прямые линии $r_B^* = r_T^*$ и $r_B^* = \lambda_B^*$ (где $r_B^* = [2E/m_e^*(\omega_B^*)^2]^{1/2}$ – ларморовский радиус электрона, E – энергия электрона, $\omega_B^* = eB/m_e^* c$ – циклотронная частота, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с) ограничивают область параметров, где магнитное поле оказывает влияние на столкновительные процессы и при этом движение заряженных квазичастиц можно считать классическим (область *1*). Область *3* – область параметров, где столкновения заряженных квазичастиц носят квантовый характер. В отличие от водородной плазмы наибольшие значения $B_{\text{кр}}$ и E_0 для полупроводников значительно ниже. Так, для Ge в случае $m_e^* = 0.082 m_e$ и $E_0 = 0.01$ эВ имеем $B_{\text{кр}} = 10^5$ Гс.

Необходимо отметить одно важное для нас обстоятельство. Оно состоит в том, что одним из способов определения эффективной массы является метод циклотронного резонанса [4]. Из измерений резонансной частоты поглощения радиоизлучения определяется циклотронная частота, а затем вычисляется эффективная масса электрона или дырки. При этом, изменяя ориентацию магнитного поля относительно кристаллографических осей, можно определить эффективную массу в зависимости от осей симметрии поверхности равной энергии.

Поскольку в этой работе рассматривается кинетика столкновительных процессов для зарядов в сильном магнитном поле, выбор эффективной массы элек-

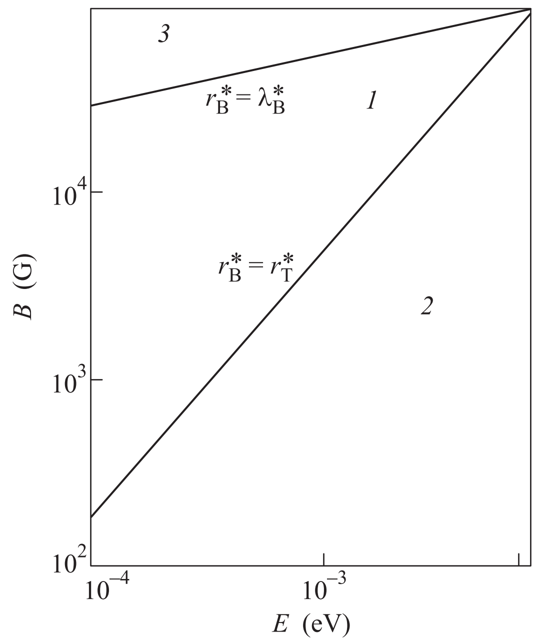

Рис. 2. Диаграмма $B-E$: *1* – область сильного влияния магнитного поля при классическом характере взаимодействия заряженных частиц; *2* – область слабого влияния магнитного поля при классическом характере взаимодействия заряженных частиц; *3* – область сильного влияния магнитного поля при квантовом характере взаимодействия заряженных частиц

трона или дырки будет зависеть от направления магнитного поля.

Время жизни при рекомбинации в сильном магнитном поле. Итак, выше были определены области концентраций и температуры электронов, в которых осуществляется каскадный захват электронов за счет межэлектронного взаимодействия, и области существенного влияния магнитного поля на этот захват. При этом взаимодействие между заряженными частицами можно считать классическим. В случае Ge концентрация электронов может меняться от 10^{10} до 10^{13} см$^{-3}$ в области $T = (1{-}10)$ К, а B от $2 \cdot 10^2$ до $3 \cdot 10^4$ Гс (см. рис. 1 и 2).

Рассмотрим рекомбинацию в полупроводнике в случае захвата неравновесных носителей на изолированные центры. Ограничимся типом ловушек с одним энергетическим уровнем. При этом скорость рекомбинации определяется временем жизни неравновесных носителей:

$$\tau^{-1} = NC, \tag{7}$$

где N – число центров захвата, а C – коэффициент захвата, который характеризует захват на изолированный центр. Именно эта величина является микроскопической характеристикой рекомбинационных свойств примесных центров различного типа. В дальнейшем мы будем говорить о каскадном захвате электрона на примесный центр в магнитном поле, когда потери энергии электрона определяются межэлектронным взаимодействием. Полученные результаты распространяются на захват дырки в случае взаимодействия дырка–дырка.

Для коэффициента захвата электрона C в области параметров, определенной выше, в отсутствие магнитного поля справедлива формула Томсона [1], которую можно записать в следующем виде:

$$\tilde{N}/n = A\bar{V}(r^*_T)^5, \tag{8}$$

где $V = \sqrt{2T/m^*}$ – тепловая скорость электрона, A – численный коэффициент.

В [3] было показано и подтверждено сравнением с экспериментами, что для коэффициента столкновительной рекомбинации слабонеидеальной газовой плазмы в области классического движения частиц и в условиях "сильного" магнитного поля, т.е. когда

$$r_B \le r_T \quad (r_T = e^2/2T, \quad r_B = [2E/m(\omega_B)^2]^{1/2}),$$

формула Томсона принимает следующий вид:

$$\alpha_B = A\bar{V}r_T^5(r_B/r_T)^2. \tag{9}$$

Учитывая полную аналогию между рассматриваемыми физическими процессами, можно переписать (8) для случая "сильного" магнитного поля:

$$\frac{C_B}{n} = \frac{C}{n}(r^*_B/r^*_T)^2. \tag{10}$$

Оценим на примере Ge значение магнитного поля B, соответствующее отношению $C_B/C = 10^{-2}$. При $\varepsilon = 16.3$, $m^* = 0.082m$ и $T = 10^{-4}$ эВ имеем:

$$(r^*_B/r^*_T)^2 \le 10^{-2} \quad \text{при} \quad B \ge 2.2 \cdot 10^3\,\text{Гс}.$$

Это означает, что при достаточно небольших значениях B в Ge можно увеличить время жизни неравновесных носителей более чем в 100 раз. Минимальное значение C_B/C достигается при $T = 10^{-4}$ эВ в случае $B = 3 \cdot 10^4$ Гс. Оно равно 10^{-4}.

Заключение. Можно предположить, что влияние магнитного поля имеет место также при реализации других механизмов рекомбинации в полупроводниках, например при Оже-рекомбинации. Однако Оже-рекомбинация существенна для узкощелевых полупроводников при температурах $T \ge 100$ К [1], что связано с магнитными полями при $B \ge 10$ Гс (см. рис. 2). Этот вопрос требует отдельного исследования.

Эффект замедления рекомбинации в магнитном поле может быть использован для регистрации источников излучения по току проводимости в полупроводнике.

Работа поддержана грантами Президента РФ (# МК-541.2011.2), РФФИ (# 10-02-00399а), программой фундаментальных исследований Президиума РАН "Исследование вещества в экстремальных состояниях" под руководством академика Фортова В.Е., Федеральным агентством по науке и инновациям (ГК # 02.740.11.0433), Министерством образования и науки РФ (ГК ФЦП # 14.740.11.0604, П1235).

1. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Яссиевич, *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках*, С.-Петербург: Изд-во Петербургского института ядерной физики, 1997.
2. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, И. Т. Якубов, *Физика неидеальной плазмы*, М.: Физматлит, 2004.
3. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, Письма в ЖЭТФ **94**, 565 (2011).
4. К. В. Шалимова, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1982.