

Эффект стабилизации времени жизни носителей заряда в полупроводниках в магнитном поле

Т. Т. Муратов^{1, *}¹Ташкентский государственный педагогический университет им. Низами
Узбекистан 100185, Ташкент ул. Бунёдкор, 27

(Поступила в редакцию 18.10.2022; после доработки 21.11.2022; принята к публикации 22.11.2022)

В работе анализируются условия регулирования роста времени жизни носителей заряда при рекомбинационных процессах в полупроводниках при низких температурах (1–10) К и классически «сильных» магнитных полях (3×10^2 – 3×10^4) Гс. Значения концентрации носителей (10^{10} – 10^{14}) см⁻³ соответствуют условиям проявления как каскадного, так и резонансного захвата. Указывается на необходимость учета рассеяния электронов на акустических фононах, наряду с электрон-электронными столкновениями, при их каскадном захвате на кулоновские центры. Как показано (на основе конкретных оценок), именно учет рассеяния на акустических фононах, стабилизирует время жизни и контролирует динамику его роста в присутствии «сильного» магнитного поля.

PACS: 64.30.+t, 64.30.-t. УДК: 537.311.33.

Ключевые слова: эффективный коэффициент захвата, каскадный захват, рекомбинация, классически «сильное» магнитное поле, «мелкие» акустические фононы, электрон-электронные столкновения, время жизни.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2320503](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2320503)

ВВЕДЕНИЕ

При низких температурах 1–10 К в примесных полупроводниках рекомбинация носителей заряда может осуществляться через $D^- (A^+)$ -центры [1, 2]. Рекомбинация при этом может происходить благодаря резонансному захвату либо электрона нейтральным донором (образование D^- -центра) с последующим захватом дырки притягивающим D^- -центром, либо дырки нейтральным акцептором (образование A^+ -центра) с последующим захватом электрона [3]. В области температур 1–10 К при концентрациях носителей заряда (10^{10} – 10^{14}) см⁻³ захват носителей на нейтральные и заряженные центры может иметь как резонансный [3], так и каскадный характер [4]. Экспериментальные и теоретические результаты работ [1–4] лучше соответствуют такой схеме: носитель заряда резонансно захватывается нейтральным центром с образованием притягивающего центра, на котором после происходит каскадный захват второго носителя с последующей рекомбинацией пары. Описанную схему можно выразить уравнениями: $e^- + D^0 \rightarrow D^- + h^+ \rightarrow D^0$, $h^+ + A^0 \rightarrow A^+ + e^- \rightarrow A^0$. Кинетическое уравнение процесса имеет вид:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (1)$$

где Δn — изменение концентрации фотоэлектронов, G — интенсивность генерации фотоэлектронов

под действием внешнего света, $\Delta n/\tau$ — темп рекомбинации фотоносителей, τ — время жизни фотоэлектрона. В работе [4] на примере германия было показано, что в области температур $T = 1$ – 10 К, концентраций носителей $n_e = (10^{10} - 10^{14})$ см⁻³ и значений индукции магнитного поля $B = 3 \times 10^2 - 3 \times 10^4$ Гс время жизни неосновных носителей заряда при доминировании межэлектронного взаимодействия может быть увеличено более чем в 100 раз. Значения индукции соответствуют области «сильных» магнитных полей в указанном температурном интервале. Тогда из уравнения (1) следует, что $\Delta n = G\tau[1 - \exp(-t/\tau)]$, и в итоге — значительный рост фотопроводимости полупроводника. Однако на практике отмеченный рост, как правило, не наблюдается, за исключением механизмов пробоя p - n перехода. Следует также указать на довольно специфические условия рассмотрения (низкоомный германий, низкий уровень фотовозбуждения) процесса рекомбинации носителей в работе [4].

Результаты работы [4] базируются на модели Томсона из физики низкотемпературной плазмы [5], и носят предварительный (оценочный) характер. При этом спорным моментом работы [4] является переоценка роли электрон-электронных столкновений при каскадном захвате на кулоновские центры.

В полупроводниках с сильным электрон-фононным взаимодействием определенную роль при каскадном захвате играет испускание носителем «мелких» акустических фононов. Именно учет этого обстоятельства приводит в конечном счете к стабилизации скорости рекомбинации и установившемуся режиму процесса. В невырожденном элек-

* E-mail: temur-muratov@yandex.ru

тронном газе примерно 39% числа электронов, имеют энергию выше средней энергии $3/2k_B T$, и электрон–фононное взаимодействие выступает как главный фактор, ограничивающий быстрый рост времени жизни, и тем самым стабилизирует динамику роста межэлектронной релаксации, сменяя ее на электрон–фононную.

Целью данной работы является получение расчетных формул для коэффициента захвата в условиях каскадного захвата носителей путем испускания «мелких» акустических фононов ($k_B T \gg m^* s^2$) и наличии «сильного» магнитного поля с учетом результатов работы [4]. Здесь же уместно сразу отметить, что в работе [4] для приведенного коэффициента захвата было получено соотношение:

$$(C_B/C)_{e-e} = (r_B/r_T)^2 \propto B^{-2}, \quad (r_B \leq r_T), \quad (2)$$

где $r_B = \sqrt{2E/m^* \omega_B^2}$ – ларморовский радиус электрона, $m^* = m_{\perp}$ – эффективная масса электрона ($m_{\perp} = 0.082m_e$), E – энергия электрона (порядка $10^{-4} - 10^{-2}$ эВ) [4], $\omega_B = eB/m^* c$ – циклотронная частота, $r_T = e^2/2\kappa k_B T$ – радиус захвата электрона на A^+ -центр, κ – диэлектрическая проницаемость полупроводникового кристалла, $c = 3 \times 10^{10}$ см/с – скорость света в вакууме, s – скорость звука в кристалле (порядка 10^5 см/с).

Целесообразно провести предварительные оценки основных параметров теории. Например, можно оценить радиус захвата электрона, независимо от формулы $r_T = e^2/2\kappa k_B T$. Среднее расстояние между ридберговскими уровнями $\Delta E \propto n^{-3}$, где n – главное квантовое число высоковозбужденного уровня.

Согласно закону сохранения энергии, максимальная энергия испущенного «мелкого» акустического фонона равна:

$$(\varepsilon_{ph})_{\max} = \sqrt{8m^* s^2 \varepsilon} \propto \sqrt{8m^* s^2 k_B T} \propto 6 \times 10^{-5} \text{ эВ}. \quad (3)$$

Максимальная энергия испущенного «мелкого» акустического фонона несколько больше или сравнима с энергией, передаваемой свободному электрону при электрон–электронных соударениях. Следовательно, наряду с электрон–электронными соударениями, как уже отмечалось, нужно учитывать также и электрон–фононные столкновения. Поскольку $(\varepsilon_{ph})_{\max} \leq 2I/n^3$ (I – энергия ионизации порядка 10^{-2} эВ), то следует ограничение $n \leq 7$. Тогда $r_T \approx n^2 r_B \approx 10^{-5}$ см. Длина свободного пробега электрона при рассеянии на акустических фононах $\ell_{e-ph} = A/k_B T$ (A – постоянная, определяемая тепловыми флуктуациями решетки) при температуре 10 К равна 3×10^5 см, что сравнимо со значением r_T , и условие применимости модели каскадного захвата с испусканием «мелких» акустических фононов хорошо соблюдается [5]. Длина волны электрона $\lambda = \hbar/\sqrt{2m^* k_B T} \approx 10^{-7}$ см и $\lambda \ll r_T$, т.е. приемлемо квазиклассическое рассмотрение.

1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

С теоретической точки зрения каскадный захват носителя на заряженный центр удобно рассматривать как диффузию в абстрактном энергетическом пространстве. В отличие от обычного координатного пространства энергетическое пространство в математическом отношении более удобно для проведения расчетов. Кинетическое уравнение Фоккера–Планка для функции распределения в энергетическом представлении имеет вид:

$$\rho_E \frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{\partial J}{\partial E}, \quad (4)$$

где ρ_E – плотность электронных состояний в пространстве полной энергии, J – поток носителей заряда в пространстве полной энергии:

$$J = -B(E) \left(f + k_B T \frac{\partial f}{\partial E} \right). \quad (5)$$

Здесь $B(E)$ – коэффициент энергетического «трения», равный:

$$B(E) = \int d\varepsilon \varepsilon \rho(\varepsilon) \frac{1}{\tau(\varepsilon)} \int_V \delta(E - \varepsilon - U(r)) dV, \quad (6)$$

где $\tau(\varepsilon)$ – время энергетической релаксации при испускании «мелкого» акустического фонона в модели изотропного квадратичного закона дисперсии $\tau(\varepsilon) = \ell_0 \sqrt{m^*/2\varepsilon}$, ℓ_0 – характерная длина свободного пробега при рассеянии на длинноволновых акустических фононах (для германия $\ell_0 = 3.2 \times 10^{-3}$ см), $\rho(\varepsilon) = \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\varepsilon}$ – плотность электронных состояний, $U(r) = -\frac{\alpha}{r}$ – кулоновский потенциал мелкой примеси, $\alpha = Ze^2/\kappa$, Ze – заряд $D^-(A^+)$ -центра.

Стационарное решение уравнения Фоккера–Планка (4), соответствующее $J = \text{const}$, с тем, чтобы искомое решение переходило в равновесное распределение при $E = 0$ (черная стенка), имеет вид:

$$f(E = 0) = \frac{J}{k_B T} \int_{-\infty}^{E=0} \frac{\exp(\varepsilon/k_B T)}{B(\varepsilon)} d\varepsilon. \quad (7)$$

С другой стороны, $f(E = 0) = n_e/N(T)$, $N(T) = (m^* k_B T/2\pi \hbar^2)^{3/2}$ – эффективное число свободных состояний в единице объема с $E_k \leq k_B T$. Выражая рекомбинационный поток через сечение захвата $J = n_e \sigma v_T$, где σ – сечение каскадного захвата, $v_T = \sqrt{8k_B T/\pi m^*}$ – средняя тепловая скорость электронов, и используя (7), можно прийти к формуле:

$$\sigma = \frac{\pi^2 \hbar^3}{2k_B T m^*} \left[\int_{-\infty}^0 \frac{\exp(\varepsilon/k_B T)}{B(\varepsilon)} d\varepsilon \right]^{-1}. \quad (8)$$

При наличии магнитного поля время энергетической релаксации уменьшается, что можно учесть заменой $\tau(\varepsilon) \rightarrow \tau(\varepsilon) \cdot [1 + \omega_B^2 \tau^2(\varepsilon)]^{-1}$.

Соответственно чему выражение (6) можно переписать так:

$$B_B(E) = \int d\varepsilon \varepsilon \rho(\varepsilon) \frac{1 + \omega_B^2 \tau^2(\varepsilon)}{\tau(\varepsilon)} \times \int_V \delta(E - \varepsilon - U(r)) dV. \quad (9)$$

Энергия взаимодействия ридберговского электрона с магнитным полем ($W_B = \mu_e B$) при $B = 5 \times 10^3$ Гс составляет 3×10^{-5} эВ, что гораздо меньше энергии кулоновского взаимодействия ридберговского электрона с атомным остовом (примерно 3 мэВ). Следовательно, в выражении (9) под аргументом δ -функции можно пренебречь энергией связи ридберговского электрона с магнитным полем.

Вычисляя интеграл (9) с кулоновским потенциалом и подставляя результат интегрирования в (8), можно прийти к квадратуре:

$$\sigma_B = \frac{4\pi}{3\ell_0} \left(\frac{Ze^2}{\kappa} \right)^3 \frac{1}{(k_B T)^3} \left[\int_0^\infty \frac{x^2 \exp(-x)}{x + x_0} dx \right]^{-1}, \quad (10)$$

здесь $x_0 = \overline{E_k}/2k_B T$, $\overline{E_k} = m^*(\omega_B \ell_0)^2/2$ — средняя кинетическая энергия электрона в магнитном поле на длине свободного пробега ℓ_0 . Интеграл в (10) может быть выражен через интегральный логарифм:

$$\int_0^\infty \frac{x^2 \exp(-x)}{x + x_0} dx = 1 - x_0 L(x_0), \quad (11)$$

где $L(x_0) = 1 - x_0 \exp(x_0) [-\text{Ei}(-x_0)]$.

Пользуясь разложением в ряд и асимптотическим выражением для $-\text{Ei}(-x_0)$, можно показать, что:

$$L(x_0) \approx 1/x_0 - 2/x_0^2 + \dots, \quad (x_0 \gg 1), \quad (12)$$

$$L(x_0) \approx 1 + x_0 \ln x_0 \dots, \quad (x_0 \ll 1). \quad (13)$$

Подстановка асимптотических разложений (12) и (13) в (10) с учетом (11) дает:

$$\sigma_B \approx \frac{4\pi}{3\ell_0} \left(\frac{Ze^2}{\kappa} \right)^3 \frac{1}{(k_B T)^3} \frac{\overline{E_k}}{4k_B T}, \quad (\overline{E_k}/2 \gg k_B T); \quad (14)$$

$$\sigma_{B \rightarrow 0} \approx \frac{4\pi}{3\ell_0} \left(\frac{Ze^2}{\kappa} \right)^3 \frac{1}{(k_B T)^3}, \quad (\overline{E_k}/2 \ll k_B T). \quad (15)$$

Как и следовало ожидать, «слабое» магнитное поле практически не влияет на темп захвата, тогда как «сильное» (14) меняет темп самого захвата. Коэффициент захвата выражается через сечение захвата $C = \langle v \rangle \sigma = v_T \sigma$, $C_B = v_T \sigma_B = v_\perp \sigma_B$. Тогда, на основе предельных формул (14) и (15), получается соотношение:

$$(C_B/C)_{e-ph} = \overline{E_k}/4k_B T \propto B^2. \quad (16)$$

Вычисление интеграла (9) с эффективным временем релаксации энергии $\tau^* = \tau_{e-e} \tau_{e-ph} / (\tau_{e-e} + \tau_{e-ph})$ довольно трудно. Однако ясно, что в одном предельном случае расчет интегралов (9) и (10) должен соответствовать результату (2) работы [4], в другом предельном случае, как было показано, результату (16). Поэтому можно ввести интерполяционную формулу для эффективного коэффициента захвата:

$$C_B^* = \left(\frac{1}{C_{B_{e-e}}} + \frac{1}{C_{B_{e-ph}}} \right)^{-1}, \quad (17)$$

которая в предельных случаях соответствует формулам (2) и (16). Формулы для коэффициентов $C_{B_{e-e}}$ и $C_{B_{e-ph}}$ [4, 5] имеют вид:

$$C_{B_{e-e}} = C_{e-e} \cdot (r_B/r_T)^2 = C_{e-e} \cdot \frac{2E}{m^* \omega_B^2} \cdot \left(\frac{2\kappa k_B T}{e^2} \right)^2, \quad (18)$$

$$C_{e-e} = \frac{1}{3} (2\pi)^{3/2} n_e \left(\frac{e^2}{\kappa} \right)^5 \frac{Z^3 \Lambda}{\sqrt{m^*} (k_B T)^{9/2}}, \quad (19)$$

где Λ — кулоновский логарифм (ориентировочно $\Lambda \approx 8$).

$$C_{B_{(e-ph)}} = C_{e-ph} \cdot \frac{m^*(\omega_B \ell_0)^2}{8k_B T}, \quad (20)$$

$$C_{e-ph} = \langle v \rangle \sigma_{e-ph} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m^*}} \frac{4\pi}{3\ell_0} \left(\frac{Ze^2}{\kappa} \right)^3 \frac{1}{(k_B T)^3}. \quad (21)$$

Подстановка формул (18) и (20) в выражение (17) с учетом (19) и (21) приводит к соотношению ($Z = 1$) (приложение):

$$C_B^* = \frac{ab(k_B T)^{-5/2}}{4k_B T a B^{-2} + b B^2} \text{ см}^3/\text{с}, \quad (22)$$

$$a = \frac{4}{3} \left(\frac{e^2}{\kappa} \right)^3 \frac{2E\Lambda c^2}{e^2} \sqrt{2\pi m^*} 2\pi n_e \approx 1.08 \cdot 10^{-34} \text{ СГСЭ}, \quad (23)$$

(для оценок: $n_e = 2 \times 10^{12}$ см⁻³, $E = 10^{-3}$ эВ, $B = 10^3$ Гс, $\kappa = 16$),

$$b = \frac{4}{3} \left(\frac{e^2}{\kappa} \right)^3 \sqrt{\frac{2\pi}{m^*}} \frac{\ell_0 e^2}{m^* c^2} \approx 1.27 \cdot 10^{-59} \text{ СГСЭ}. \quad (24)$$

Численные значения (23) и (24) приведены для германия [4].

В отсутствие магнитного поля (или в очень слабых магнитных полях):

$$C_{e-e}/C_{e-ph} \approx 4.5 \cdot 10^{-5} / 10^{-5} = 4.5. \quad (25)$$

При наличии «сильного» магнитного поля ситуация меняется радикально:

$$C_{B_{(e-e)}}/C_{B_{(e-ph)}} \approx 0.3 \cdot 10^{-2} \approx 0.3 \cdot 10^{-2}. \quad (26)$$

Результат (26) примерно соответствует результату работы [4]:

$$C_{B(e-e)}/C_{e-e} \approx 10^{-2} \approx 10^{-2}, \quad (27)$$

что позволяет сделать важный вывод: темп энергетических потерь при электрон–электронных столкновениях без магнитного поля примерно соответствует темпу энергетических потерь при электрон–фононных столкновениях в присутствии «сильного» магнитного поля.

Для оценки C_B^* в актуальной области параметров следует подставить в формулу (22) значения $T = 10$ К, $B = 10^3$ Гс, в результате получается значение $C_B^* \approx 1.46 \cdot 10^{-3}$ см³/с. Оценка времени жизни $\tau_B^* = 1/NC_B^*$ для концентрации центров захвата $N = 10^{13}$ см⁻³ даёт значение $\tau_B^* \approx 6.8 \cdot 10^{-11}$ с, которое почти совпадает со значением $5.7 \cdot 10^{-11}$ с при $T = 10$ К для того же германия [6]. Это вполне понятно, так как электрон–фононная релаксация даже при «сильном» магнитном поле успевает стабилизировать рост времени жизни до преобладания межэлектронной релаксации: оценки (25)–(27). Для германия при $T = 10$ К это начинается примерно с концентраций $n_e = 3 \times 10^{12}$ см⁻³.

Как видно из таблицы, наблюдается прямо противоположная динамика, что вполне естественно, так как оценки были сделаны для $n_e = 2 \times 10^{12}$ см⁻³, когда еще межэлектронное взаимодействие не столь эффективно для захвата. Во всяком случае, можно заключить, что результаты [4] справедливы, строго говоря, для концентраций $n_e \geq 3 \times 10^{12}$ см⁻³, т.е. для области 10^{12} – 10^{14} см⁻³, однако и в этом случае следует учитывать электрон–фононное взаимодействие для уточнения динамики роста времени жизни.

Функция (22) достигает максимального значения при:

$$B_0 = \sqrt[4]{4ak_B T/b} \approx 4.7 \cdot 10^2 \text{ Гс}. \quad (28)$$

Подстановка значения (28) в (22) даёт:

$$C_0^* = \frac{1}{4} \sqrt{ab} (k_B T)^{-3} \approx 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{с}. \quad (29)$$

Таким образом, эффективный коэффициент захвата достигает максимального значения уже при начальных значениях индукции магнитного поля и резко убывает в области 10^3 – 10^4 Гс. В области 10^2 – 10^3 Гс он меняется довольно слабо (рис. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной результат работы можно резюмировать интерполяционной формулой (22). Совпадение рассчитанного значения $\tau_B^* \approx 6.8 \cdot 10^{-11}$ с результатами теоретических расчетов других работ [4, 6] можно рассматривать как подтверждение заключения о существенной роли энергетических потерь за счет испускания «мелких» акустических фононов,

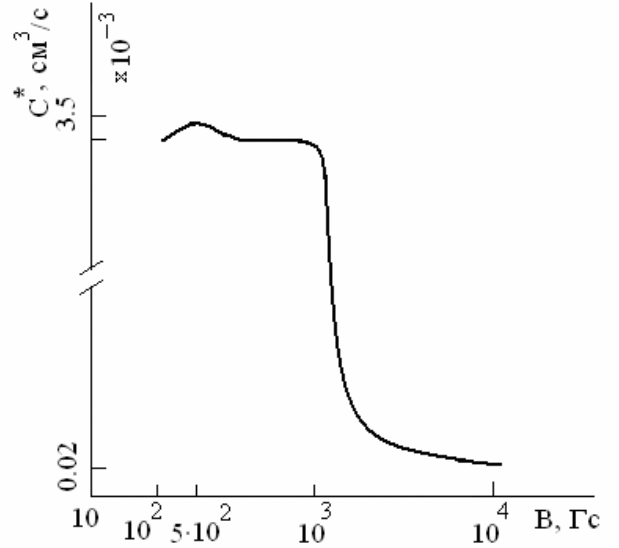


Рис. 1. Идеализированный график зависимости эффективного коэффициента захвата от индукции магнитного поля. Наличие характерного плато указывает на достижение эффекта стабилизации времени жизни [7], при котором темп энергетических потерь за счет электрон–электронных столкновений примерно равен темпу энергетических потерь при электрон–фононных столкновениях

наряду с электрон–электронными столкновениями, при каскадном захвате носителей в «сильном» магнитном поле. Согласно численным значениям (таблица) эффективное время жизни неравновесных электронов падает примерно в 40 раз ($B = 10^2$ Гс) по сравнению с его значением в отсутствие магнитного поля, однако этот эффект может иметь место при достаточно низких концентрациях неравновесных электронов ($n_e < 2 \times 10^{12}$ см⁻³).

Происхождение предельных полевых зависимостей (2) и (16) имеет простое физическое объяснение: в первом случае (при доминировании электрон–электронной релаксации) «сильное» магнитное поле «сжимает» радиус циклотронной орбиты до радиуса захвата ($r_B \leq r_T$), во втором — увеличивает вероятность захвата на центр, так как электрон, движущийся по циклотронной орбите с центростремительным ускорением, стремительно теряет энергию и может даже испустить «крупный» акустический фонon в окрестности центра.

Приложение

Среднее значение эффективного коэффициента захвата (22) на интервале $E = 10^{-4}$ – 10^{-2} эВ:

$$\begin{aligned} \langle C_B^* \rangle_E &= \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} C_B^*(E) dE = \\ &= \frac{bB^2}{4(k_B T)^{7/2}} \cdot \left(1 - \frac{E_0}{E_2 - E_1} \ln \frac{E_2 + E_0}{E_1 + E_0} \right). \end{aligned}$$

Здесь $E_0 = \frac{\ell_0}{16\pi\Lambda} \frac{m^* \omega_B^4}{n_e k_B T}$. Для значений $n_e = 2 \times 10^{12}$ см⁻³, $B = 10^3$ Гс, $T = 10$ К расчет дает

Таблица. Учет относительного вклада электрон–фононной релаксации в общий баланс энергетических потерь (для $n_e = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $E = 10^{-3} \text{ эВ}$, $T = 10 \text{ К}$)

$B, \text{ Гс}$	$C_{B(e-e, e-ph)}^*, \text{ см}^3/\text{с}$	$C_{(e-e, e-ph)}^*, \text{ см}^3/\text{с}$	$\frac{C_{B(e-e, e-ph)}^*}{C_{(e-e, e-ph)}^*}$	$C_{B(e-e)}/C_{e-e}$, из работы [4]
10^2	0.32×10^{-3}	8.2×10^{-6}	0.39×10^2	1
10^3	1.46×10^{-3}	8.2×10^{-6}	1.78×10^2	10^{-2}
10^4	1.52×10^{-5}	8.2×10^{-6}	1.85	10^{-4}

$E_0 = 0.021 \text{ эВ}$. В итоге $\langle C_B^* \rangle_E \approx 6 \times 10^{-3} \text{ см}^3/\text{с}$, что больше максимального значения (29) примерно в 1.7 раза. Следовательно, существенное изменение энергетического параметра E слабо отражается на динамике изменения коэффициента захвата. Это означает, что фотоэлектроны термализуются до то-

го, как будут захвачены, так что $E \propto k_B T$, и тем самым оправдывается процедура получения формулы (22), предполагающая свободное варьирование параметром E в области классического описания движения.

[1] Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н., Мельников А.П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. 14, Вып. 5. С. 281.
 [2] Гершензон Е.М., Ладыжинский Ю.П., Мельников А.П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. 14, Вып. 9. С. 380.
 [3] Дмитриев С.Г., Рыльков В.В., Шагимуратов О.Г. // ФТП. 1991. 25, Вып. 2. С. 360.
 [4] Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Манькин Э.А. // Письма в ЖЭТФ. 2012. 95, Вып. 3. С. 164.
 [5] Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясевич И.Н. Безыз-

лучательная рекомбинация в полупроводниках. С.-Петербург, 1997.
 [6] Залужный А.Г., Варисов А.З., Графутин В.И., Илюхина О.В., Мясничева Г.Г., Прокотьев Е.П., Тимошенко С.П., Фунтиков Ю.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2008. № 2. С. 15.
 [7] Ашкинадзе Б.М., Тевс Н.Р. // ФТП. 1985. 19, Вып. 6. С. 1122.

The Effect of Stabilizing the Lifetime of Charge Carriers in Semiconductors in a Magnetic Field

T. T. Muratov

Tashkent State Pedagogical University named after Nizami
 Tashkent, 100185 Uzbekistan
 E-mail: temur-muratov@yandex.ru

This paper analyzes the conditions for regulating the increase of the lifetime of charge carriers during recombination processes in semiconductors at low temperatures 1–10 K and classically «strong» magnetic fields 3×10^2 – $3 \times 10^4 \text{ G}$. The carrier concentration values 10^{10} – 10^{14} см^{-3} correspond to the conditions for the manifestation of both cascade and resonant capture. It is pointed out that it is necessary to take into account the scattering of electrons by acoustic phonons, along with electron-electron collisions, during their cascade capture by Coulomb centers. As shown (on the basis of specific estimates), it is the inclusion of scattering by acoustic phonons that stabilizes the lifetime and controls its growth dynamics in the presence of a «strong» magnetic field.

PACS: 64.30.+t, 64.30.-t.

Keywords: effective capture coefficient, cascade capture, recombination, classically «strong» magnetic field, «shallow» acoustic phonons, electron-electron collisions, lifetime.

Received 18 October 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. 78, No. 2. Pp. 199–203.

Сведения об авторе

Муратов Темур Ташкабаевич — канд. физ.-мат. наук; e-mail: temur-muratov@yandex.ru.