

ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs

*В. Я. Аleshкин**

*Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 6 мая 2015 г.

Развита теория каскадного захвата на заряженные доноры в квантовых ямах вне рамок приближения Фоккера–Планка, которое не справедливо в квантовых ямах. Найдены зависимости от времени примесной фотопроводимости и концентрации фотоэлектронов в квантовых ямах GaAs. Определена зависимость времени каскадного захвата от концентрации заряженных доноров.

DOI: 10.7868/S0044451015100119

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики примесной фотопроводимости (ФП) часто используется для изучения процессов захвата неравновесных носителей на центры захвата. Однако динамика ФП определяется не только захватом носителей на центр, но и процессами остывания носителей внутри зоны. Поскольку времена релаксации ФП определяют быстродействие примесных фотоприемников, исследование динамики ФП важно и для практических применений. Это обстоятельство является одной из причин возрастания интереса к исследованию времен релаксации примесной ФП в полупроводниках [1–5].

В объемном полупроводнике n -GaAs динамика ФП была детально исследована [6]. В данной работе проведено теоретическое изучение временной динамики ФП в квантовых ямах гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Поскольку рассеяние на акустических фононах в квантовых ямах более неупругое по сравнению с объемным полупроводником, временной интервал, в котором ФП определяется процессами остывания носителей, в квантовой яме меньше, чем в объемном материале. Кроме того, этот интервал уменьшается с уменьшением толщины квантовой ямы. По этой же причине времена каскадного захвата в квантовой яме меньше, чем в объемном по-

лупроводнике. В настоящей работе найдены зависимости ФП и концентрации неравновесных носителей от времени в гетероструктурах $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами шириной 7.5, 10, 15 нм, легированными мелкими донорами. Показано, что скорость убывания концентрации неравновесных носителей зависит от кинетической энергии, с которой неравновесные носители появились в зоне. Показано, что даже при концентрациях порядка 10^7 см^{-2} каскадный захват нельзя описывать с помощью уравнения Фоккера–Планка. В работе развита модель для численного описания каскадного захвата вне рамок приближения Фоккера–Планка.

2. МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ФОТОПРОВОДИМОСТИ

В изменении ФП можно выделить три этапа. На первом этапе фотопроводимость изменяется из-за испускания неравновесными носителями оптических фононов, если закон сохранения энергии позволяет испускание таких фононов. Этот этап очень короткий (не более 10^{-13} с). Поэтому мы не будем рассматривать этот этап, полагая его мгновенным. На втором этапе ФП изменяется благодаря остыванию неравновесных носителей из-за взаимодействия с акустическими фононами. Длительность этого этапа находится в наносекундном интервале. Наконец, на третьем этапе ФП изменяется благодаря каскадному захвату неравновесных носителей. Зависимос-

*E-mail: aleshkin@ipmras.ru, aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

ти ФП от времени на втором и третьем этапах будем искать, решая уравнение Больцмана. Отметим, что испускание оптических фононов не изменяет «энергетической ширины» распределения электронов, поскольку энергия оптических фононов слабо зависит от волнового вектора. Будем полагать квантовую яму достаточно узкой, такой, что расстояние между нижней и первой возбужденной подзонами размерного квантования превышает энергию оптического фонона. В этом случае после первого этапа неравновесные электроны находятся в нижней подзоне размерного квантования.

Обычно для описания каскадного захвата электрона на примесь используется уравнение Фоккера–Планка для функции распределения, которое решается в области отрицательных энергий [7]. При этом в качестве граничного условия используется значение равновесной функции распределения при нулевой энергии [7]. В квантовых ямах GaAs при гелиевых температурах электрон в результате взаимодействия с акустическим фононом может отдавать энергию, значительно превышающую тепловую энергию. В этих условиях использование уравнения Фоккера–Планка становится некорректным. Кроме того, как будет показано в разд. 3, функция распределения электронов в зоне проводимости для концентраций центров захвата 10^7 см^{-2} и выше значительно отличается от равновесной. Поэтому кинетическое уравнение решалось и в области отрицательных энергий.

Для нахождения симметричной части функции распределения электронов, $f(E)$, в первой подзоне размерного квантования интервал кинетической энергии (0–40 мэВ) разбивался на 1000 ячеек. Кроме того, рассматривался интервал (–4–0 мэВ) отрицательных энергий электрона. Этот интервал делился на 100 ячеек. Все ячейки имели одинаковые размеры по шкале энергии. Решение уравнения Больцмана сводится к решению системы уравнений, описывающих баланс электронов в ячейках:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -N_i \sum_j W_{i,j} + \sum_j W_{j,i} N_j + G_i(t), \quad (1)$$

где N_i — число электронов в i -й ячейке, $W_{i,j}$ — вероятность рассеяния из i -й ячейки в j -ю за счет деформационно-акустического (DA) и пьезо-акустического (РА) механизмов, G_i — темп генерации электронов в i -й ячейке благодаря возбуждению светом и испусканию оптических фононов.

Для нахождения вероятности $W_{i,j}$ в непрерывном спектре воспользуемся вероятностями рассея-

ния электрона из состояния с энергией E во все состояния с энергией E' . Выражения для этих вероятностей можно получить, используя стандартный подход при рассмотрении DA- и РА-рассеяния [8, 9].

Вероятности рассеяния электрона с кинетической энергией ε во все состояния с кинетической энергией ε' равны

$$w^\pm(\varepsilon, \varepsilon') = \frac{mQ(\varepsilon, \varepsilon')}{\pi \hbar^2 \bar{\tau}_{DAP_0}} \left(N_{|\varepsilon - \varepsilon'|} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times \int_0^{a(\varepsilon, \varepsilon')} \frac{\left| \Phi \left(\sqrt{Q(\varepsilon, \varepsilon') - k^2 - k'^2 + 2kk' \cos \vartheta} \right) \right|}{\sqrt{Q(\varepsilon, \varepsilon') - k^2 - k'^2 + 2kk' \cos \vartheta}} d\vartheta \quad (2)$$

для DA-рассеяния и

$$w^\pm(\varepsilon, \varepsilon') = \frac{m}{\pi \hbar^2 \bar{\tau}_{PAp_0}} \left(N_{|\varepsilon - \varepsilon'|} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times \int_0^{a(\varepsilon, \varepsilon')} \frac{\left| \Phi \left(\sqrt{Q(\varepsilon, \varepsilon') - k^2 - k'^2 + 2kk' \cos \vartheta} \right) \right|}{\sqrt{Q(\varepsilon, \varepsilon') - k^2 - k'^2 + 2kk' \cos \vartheta}} d\vartheta \quad (3)$$

для РА-рассеяния. Здесь m — масса электрона в зоне проводимости, $\bar{\tau}_{PA} = 8 \text{ пс}$ и $\bar{\tau}_{DA} = 4 \text{ пс}$ — номинальные времена РА- и DA-рассеяния [10] в GaAs (выражения для номинальных времен приведены ниже в формуле (5)), p_0 — волновой вектор электрона с энергией оптического фонона, $Q(\varepsilon, \varepsilon') = (\varepsilon - \varepsilon')^2 / \hbar^2 s^2$, $N_E = [\exp(E/k_B T) - 1]^{-1}$ — число заполнения фононного состояния с энергией E , s — скорость продольного звука, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, k и k' — волновые векторы электрона, соответствующие энергиям ε и ε' , $\Phi(q) = \int dz \psi_f^*(z) \exp(iqz) \psi_i(z)$, $\psi_{i,f}(z)$ — компонента волновой функции, описывающая движение электрона поперек квантовой ямы в начальном (i) и конечном (f) состояниях. В формулах (2), (3) верхний предел интегрирования по углу рассеяния определяется как

$$a(\varepsilon, \varepsilon') = \begin{cases} \pi, & \text{если } \frac{k^2 + k'^2 - Q(\varepsilon, \varepsilon')}{2kk'} < -1, \\ 0, & \text{если } \frac{k^2 + k'^2 - Q(\varepsilon, \varepsilon')}{2kk'} > 1, \\ \arccos \left(\frac{k^2 + k'^2 - Q(\varepsilon, \varepsilon')}{2kk'} \right), & \\ \text{если } \left| \frac{k^2 + k'^2 - Q(\varepsilon, \varepsilon')}{2kk'} \right| < 1, & \end{cases} \quad (4)$$

а знаки « \pm » в выражениях (2) и (3) соответствуют испусканию (+) и поглощению (–) фонона. Для пол-

ноты приведем выражения для номинальных времен рассеяния [10]:

$$\frac{1}{\bar{\tau}_{DA}} = \frac{\Xi^2 p_0^3}{2\pi\hbar\rho s^2}, \quad \frac{1}{\bar{\tau}_{PA}} = \frac{(e\beta)^2 p_0}{2\pi\hbar\rho s^2}, \quad (5)$$

где Ξ — постоянная деформационного потенциала, e — заряд электрона, β — эффективный пьезомодуль [10], ρ — плотность кристалла.

Будем полагать, что внутри ячейки функция распределения изменяется слабо. Поскольку в полупроводнике имеются заряженные доноры, кинетическая энергия электрона зависит от его координаты. Для того чтобы учесть это обстоятельство, воспользуемся, следуя работе [11], следующим упрощением. Будем полагать, что заряженные примеси в кристалле расположены регулярно. Тогда всю площадь квантовой ямы можно разбить на квадраты, содержащие в центре по одному заряженному донору. Сторона такого квадрата равна $(N_D^+)^{-1/2} = 2R_0$, где N_D^+ — концентрация доноров. Следуя работе [11], будем полагать, что электроны, соответствующие делокализованным состояниям, могут перемещаться внутри ячейки в круге радиуса R_0 (например потому, что потенциальная энергия вне этого круга очень велика). Электроны, локализованные на заряженном доноре, могут перемещаться только в круге радиуса $R(E) = e^2/\kappa|E|$, где κ — диэлектрическая проницаемость, E — полная энергия электрона.

Движение электронов как в делокализованных, так и в локализованных состояниях будем описывать, используя квазиклассическое приближение. Потенциальную энергию электрона внутри круга радиуса R_0 полагаем равной $-e^2/\kappa r$, где r — радиус-вектор электрона. В рассматриваемой модели плотность состояний единицы объема равна (без учета спина электрона)

$$g(E) = \begin{cases} \frac{N_D^+ m}{2\hbar^2 |E|^2} \left(\frac{e^2}{\kappa}\right)^2, & E < E_0, \\ \frac{N_D^+ m}{2\hbar^2 |E_0|^2} \left(\frac{e^2}{\kappa}\right)^2, & E \geq E_0, \end{cases} \quad (6)$$

где $E_0 = -e^2/\kappa R_0$ — энергия, разделяющая локализованные и делокализованные состояния. Отметим, что в рассматриваемой модели плотность делокализованных состояний больше плотности локализованных состояний. Кроме того, плотность состояний является непрерывной функцией энергии.

Рассмотрим теперь вероятности рассеяния между ячейками. Поскольку кинетическая энергия состояния с энергией E зависит от координаты электрона, для нахождения вероятностей рассеяния

необходимо усреднение. Для перехода с уменьшением энергии (испусканием фонона) вероятность рассеяния из состояния с энергией E в состояния с энергией E' будем усреднять по конечным состояниям аналогично тому, как это делается при рассмотрении каскадного захвата [7]:

$$W^+(E, E') = \int d\varepsilon' dr r \delta\left(E' - \varepsilon' + \frac{e^2}{\kappa r}\right) \times \\ \times w^+(\varepsilon' + E - E', \varepsilon') \times \\ \times \left[\int d\varepsilon' dr r \delta\left(E' - \varepsilon' + \frac{e^2}{\kappa r}\right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Для перехода вверх по энергии усреднение проводится по начальным состояниям:

$$W^-(E', E) = \int d\varepsilon' dr r \delta\left(E' - \varepsilon' + \frac{e^2}{\kappa r}\right) \times \\ \times w^-(\varepsilon', \varepsilon' - E' + E) \times \\ \times \left[\int d\varepsilon' dr r \delta\left(E' - \varepsilon' + \frac{e^2}{\kappa r}\right) \right]^{-1}. \quad (8)$$

При усреднении по локализованным состояниям получаем

$$W^+(E_i, E_j) = 2|E_j|^2 \int_0^\infty d\varepsilon \frac{w^+(\varepsilon + E_i - E_j, \varepsilon)}{(|E_j| + \varepsilon)^3}, \quad (9a)$$

$$W^-(E_j, E_i) = 2|E_j|^2 \int_0^\infty d\varepsilon \frac{w^-(\varepsilon, \varepsilon - E_j + E_i)}{(|E_j| + \varepsilon)^3}. \quad (9b)$$

При усреднении по делокализованным состояниям вероятности равны

$$W^+(E_i, E_j) = \\ = 2|E_0|^2 \int_{E_j + |E_0|}^\infty d\varepsilon \frac{w^+(\varepsilon + E_i - E_j, \varepsilon)}{(\varepsilon - E_j)^3}, \quad (10a)$$

$$W^-(E_i, E_j) = \\ = 2|E_0|^2 \int_{E_j + |E_0|}^\infty d\varepsilon \frac{w^-(\varepsilon, \varepsilon - E_j + E_i)}{(\varepsilon - E_j)^3}. \quad (10b)$$

Теперь рассмотрим потоки частиц между двумя ячейками с локализованными состояниями. Обозначим через Δ размер ячейки. Пусть центрам ячеек соответствуют энергии $E_i > E_j$. Вклад в поток из i -й ячейки в j -ю могут давать только те электроны, для которых $r < e^2/\kappa|E_j|$. Заполняемый ими объем

фазового пространства равен $g(E_j)$, а полный объем фазового пространства i -й ячейки равен $g(E_i)$. Поэтому поток электронов из i -й ячейки в j -ю равен

$$N_i W^+(E_i, E_j) \left| \frac{E_i}{E_j} \right|^2 \Delta. \quad (11)$$

Из выражения для потока находим вероятность перехода из i -й ячейки в j -ю:

$$\begin{aligned} W_{i,j} &= W^+(E_i, E_j) \left| \frac{E_j}{E_i} \right|^2 \Delta = \\ &= 2\Delta |E_i|^2 \int_0^\infty d\varepsilon' \frac{w^+(\varepsilon' + E_i - E_j, \varepsilon')}{(|E_j| + \varepsilon')^3}. \end{aligned} \quad (12)$$

Обратный поток равен $N_j W^-(E_j, E_i) \Delta$. Поэтому для вероятности обратного перехода получаем

$$\begin{aligned} W_{j,i} &= W^-(E_j, E_i) \Delta = \\ &= 2\Delta |E_j|^2 \int_0^\infty d\varepsilon' \frac{w^-(\varepsilon', \varepsilon' - E_j + E_i)}{(|E_j| + \varepsilon')^3}. \end{aligned} \quad (13)$$

Проводя аналогичные рассуждения, можно найти вероятности перехода между ячейками с локализованными и делокализованными состояниями. В этом случае вероятность перехода из i -й ячейки в j -ю равна ($E_i > E_j$):

$$\begin{aligned} W_{i,j} &= W^+(E_i, E_j) \Delta \frac{g(E_j)}{g(E_i)} = \\ &= 2\Delta |E_0|^2 \int_0^\infty d\varepsilon \frac{w^+(\varepsilon + E_i - E_j, \varepsilon)}{(|E_j| + \varepsilon)^3}, \end{aligned} \quad (14)$$

а вероятность обратного процесса описывается формулой (13).

Приведем теперь выражения для вероятностей перехода между ячейками с делокализованными состояниями:

$$\begin{aligned} W_{i,j} &= W^+(E_i, E_j) \Delta = \\ &= 2\Delta |E_0|^2 \int_{E_j + |E_0|}^\infty d\varepsilon \frac{w^+(\varepsilon + E_i - E_j, \varepsilon)}{(E_j + \varepsilon)^3}, \end{aligned} \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} W_{j,i} &= W^-(E_j, E_i) \Delta = \\ &= 2|E_0|^2 \int_{E_j + |E_0|}^\infty d\varepsilon \frac{w^-(\varepsilon, \varepsilon - E_j + E_i)}{(E_j - \varepsilon)^3}. \end{aligned} \quad (15b)$$

Нетрудно проверить, что для всех найденных вероятностей выполняется условие

$$g(E_i) W_{i,j} = g(E_j) W_{j,i} \exp\left(\frac{E_i - E_j}{k_B T}\right), \quad (16)$$

которое должно выполняться в силу принципа детального равновесия.

Для вычисления ФП необходима несимметричная часть функции распределения. Она находилась обычным образом с помощью теории возмущений, где малым параметром является величина электрического поля. В этом случае получается следующее выражение для ФП в момент времени t :

$$\begin{aligned} \sigma(t) &= -\frac{e^2}{\pi \hbar^2} \int_0^t dt' \int_0^\infty d\varepsilon \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_p}\right) \times \\ &\quad \times \varepsilon \frac{\partial f_s(t', \varepsilon)}{\partial \varepsilon}, \end{aligned} \quad (17)$$

где τ_p — время релаксации импульса, f_s — симметричная часть функции распределения. Поскольку время релаксации энергии в рассматриваемом случае заметно больше времени релаксации импульса, хорошим приближением для вычисления фотопроводимости является выражение

$$\sigma(t) \approx \frac{e^2}{\pi \hbar^2} \int_0^\infty d\varepsilon f_s(t, \varepsilon) \frac{d\varepsilon \tau_p}{d\varepsilon}. \quad (18)$$

Частоты рассеяния импульса для DA- и PA-механизмов можно получить из выражений (15), используя соотношения (2) и (3) с подынтегральными функциями, умноженными на $1 - \cos \vartheta$. Вероятность рассеяния на заряженной примеси находилась с использованием сечений рассеяния, вычисленных в работе [12] с максимальным прицельным расстоянием, равным половине расстояния между заряженными примесями.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При расчетах функции распределения длительность импульса оптического возбуждения всегда полагалась равной 0.1 нс. На рис. 1 приведены данные расчета функции распределения электронов в квантовой яме GaAs шириной 10 нм в разные моменты времени. В результате воздействия импульса электроны рождаются в зоне проводимости с энергией 30 мэВ. Барьерами служат слои $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Концентрация заряженных центров предполагалась равной 10^9 см^{-2} . Функция распределения электронов в i -й ячейке, $f(E_i)$, находилась из соотношения $N_i = g(E_i) \Delta f(E_i)$. Из рис. 1 видно, что заметная часть электронов находится на локализованных состояниях уже через 3 нс, а функция распределения

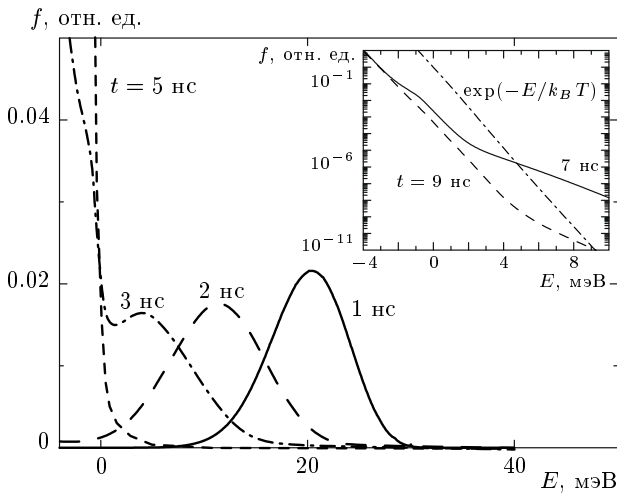


Рис. 1. Зависимости функций распределения фотоэлектронов в квантовой яме шириной 10 нм от энергии в различные моменты времени. Температура 4.2 К, концентрация заряженных доноров 10^8 см^{-2} , начальная кинетическая энергия фотоэлектронов 30 мэВ. На вставке изображены функции распределения фотоэлектронов спустя 7 и 9 нс после воздействия импульса возбуждения

электронов при $t = 3$ нс, когда интенсивно идет каскадный захват, далека от равновесной. Как показывают расчеты, даже при концентрации заряженных доноров 10^7 см^{-2} при каскадном захвате функция распределения электронов далека от равновесной. Отметим, что в объемном GaAs потеря электронами кинетической энергии происходит в несколько раз медленнее. Например, для электронов, рожденных световым импульсом с энергией кванта 73 мэВ, имеющих кинетическую энергию около 30 мэВ после испускания оптического фона, концентрация начинает убывать после 20 нс (см. рис. 3 из работы [6]).

На вставке к рис. 1 приведены функции распределения спустя 7 и 9 нс после воздействия импульса возбуждения. Для удобства там же приведена функция $\exp(-E/k_B T)$, которая пропорциональна равновесной функции распределения. Из вставки видно, что функции распределения близки к равновесной при положительных энергиях и при достаточно больших отрицательных энергиях (менее -3 мэВ). В интервале от нуля до примерно -2 мэВ функция распределения убывает заметно медленнее по сравнению с равновесной. Это обусловлено замедленной релаксацией энергии электрона в этом интервале энергий.

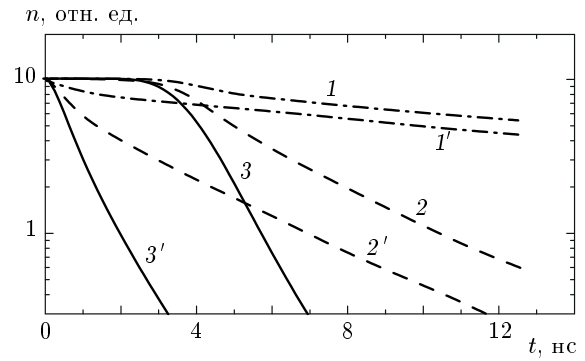


Рис. 2. Зависимости от времени концентрации фотоэлектронов для трех значений концентрации заряженных доноров в квантовой яме шириной 10 нм ($T = 4.2$ К): $N_D^+ = 10^7 \text{ см}^{-2}$ (1, 1'); 10^8 см^{-2} (2, 2'); 10^9 см^{-2} (3, 3'). Кривые 1'–3' соответствуют начальной кинетической энергии фотоэлектронов 1 мэВ, 1–3 — энергии 30 мэВ

На рис. 2 приведены зависимости от времени концентрации электронов в зоне проводимости для различных концентраций N_D^+ для электронов с начальной кинетической энергией 30 мэВ (кривые 1–3, концентрация начинает убывать при $t > 2$ нс). Из рисунка видно, что уменьшение концентрации электронов в зоне проводимости на начальном этапе не экспоненциальное, а потом становится близким к экспоненциальному. На начальном этапе скорость убывания концентрации определяется каскадным захватом и диффузным размытием функции распределения при остывании электронов от энергии возбуждения до дна зоны проводимости. Чтобы проиллюстрировать это утверждение, на рис. 2 приведены также зависимости концентрации от времени для случая, когда начальная кинетическая энергия электрона равна 1 мэВ (кривые 1'–3', концентрация начинает убывать при $t > 0.1$ нс). В этом случае диффузное размытие функции распределения существенно меньше, а скорость убывания концентрации на быстром этапе увеличивается, поэтому закон убывания концентрации близок к экспоненциальному.

На рис. 3 приведены рассчитанные зависимости концентрации от времени при рождении электронов с кинетической энергией 30 мэВ для трех квантовых ям с ширинами 7.5, 10 и 15 нм и концентрацией заряженных доноров 10^9 см^{-2} . Видно, что с уменьшением ширины квантовой ямы скорости охлаждения и каскадного захвата увеличиваются.

На рис. 4 представлены вычисленные временные зависимости ФП для квантовой ямы шириной 10 нм. Видно, что для $N_D^+ = 10^7 \text{ см}^{-2}$ фотопроводимость

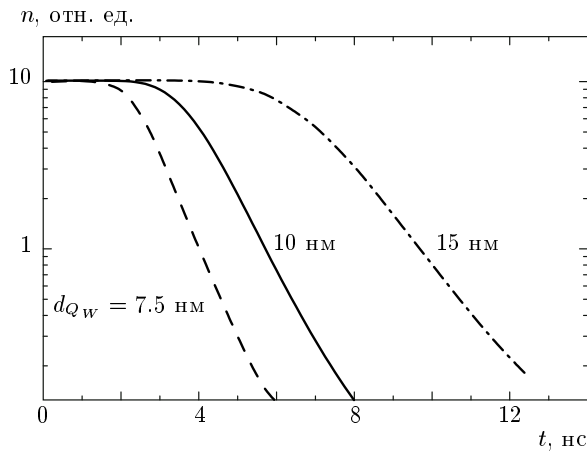


Рис. 3. Зависимости от времени концентрации фотоэлектронов в зоне проводимости для трех квантовых ям различной ширины. Начальная кинетическая энергия фотоэлектронов равна 30 мэВ

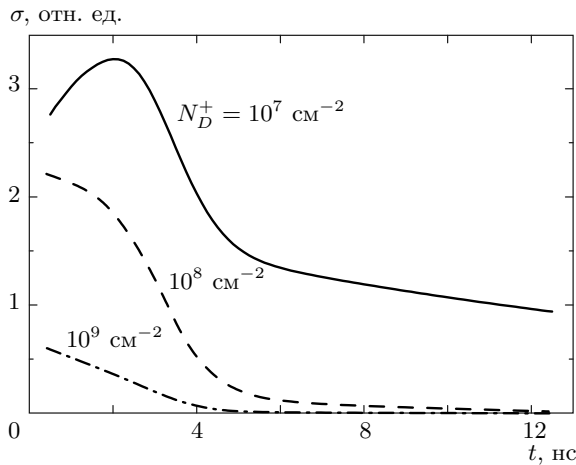


Рис. 4. Зависимость от времени фотопроводимости в квантовой яме шириной 10 нм при трех значениях концентрации заряженных доноров. Начальная кинетическая энергия фотоэлектронов равна 30 мэВ

немонотонно зависит от времени, что обусловлено конкуренцией DA- и PA-рассеяния. Аналогичная немонотонная зависимость ФП была предсказана и в объемном GaAs [6]. Для больших концентраций заряженных доноров кулоновское рассеяние приводит к монотонному убыванию ФП с ростом времени. Отметим, что убывание ФП также имеет два этапа: быстрый и медленный. На быстром этапе изменение фотопроводимости обусловлено остыванием электронного газа без изменения концентрации

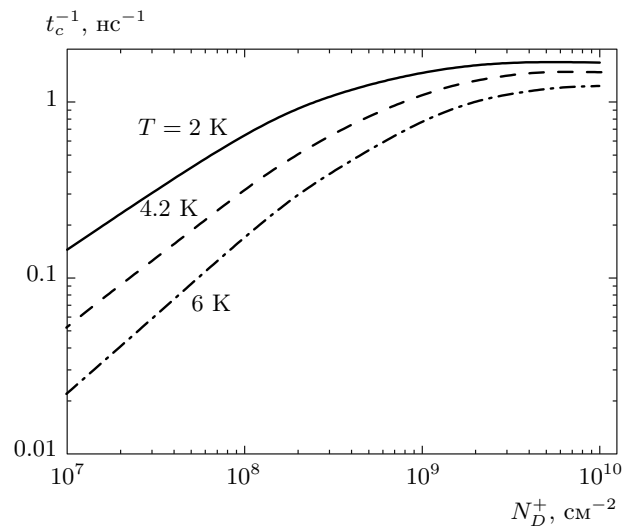


Рис. 5. Зависимости частоты каскадного захвата от концентрации заряженных доноров для трех температур

электронов в зоне проводимости. Его длительность зависит от начальной кинетической энергии фотоэлектрона и от скорости релаксации энергии электрона. Медленный этап, который хорошо виден на временных зависимостях $\sigma(t)$ для $N_D^+ = 10^7$ см⁻² и $N_D^+ = 10^8$ см⁻², обусловлен каскадным захватом электронов на заряженные доноры.

На рис. 5 приведены зависимости обратного времени каскадного захвата от концентрации заряженных доноров для трех температур. Время каскадного захвата определялось по зависимости концентрации электронов в зоне проводимости от времени при возбуждении электронов с энергией 1 мэВ. За время каскадного захвата принималась половина временного интервала, в течение которого концентрация уменьшалась в число раз, равное квадрату основания натурального логарифма. Из рисунка видно, что с увеличением N_D^+ время каскадного захвата стремится к насыщению. Это насыщение обусловлено тем обстоятельством, что при достаточно больших концентрациях заряженных доноров каскадный захват начинает определяться скоростью остывания электронов в зоне, которая слабо зависит от N_D^+ . При малых значениях N_D^+ остывание электронов внутри зоны происходит быстрее каскадного захвата, в результате чего термализованные электроны накапливаются на дне зоны проводимости. В этих условиях время каскадного захвата обратно пропорционально N_D^+ . Из рис. 5 видно

также, что зависимость времени каскадного захвата становится более слабой при увеличении N_D^+ . Эта особенность обусловлена тем, что при малых значениях N_D^+ с уменьшением температуры увеличивается доля электронов, находящихся на дне зоны проводимости и участвующих в каскадном захвате. При больших значениях N_D^+ функция распределения электронов в зоне далека от равновесной, т. е. захватываются неравновесные электроны. Как уже отмечалось выше, в этом случае темп захвата определяется скоростью остывания электронов, которая слабо зависит от температуры в рассматриваемом интервале температур.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение приведем основные результаты работы. В работе развита теория каскадного захвата на притягивающие центры в квантовых ямах вне рамок приближения Фоккера–Планка, которое не справедливо в квантовых ямах. Вычислены зависимости от времени примесной фотопроводимости и концентрации фотоэлектронов в квантовых ямах GaAs. Показано, что скорости релаксации примесной фотопроводимости и концентрации растут с уменьшением ширины квантовой ямы. Обнаружено, что скорость релаксации энергии электрона от энергии, близкой к энергии оптического фона в квантовой яме шириной 10 нм, примерно на порядок меньше, чем в объемном GaAs. Найдены зависимости времени каскадного захвата от концентрации заряженных доноров для различных температур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 13-02-00404).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. V. Morozov, L. V. Gavrilenko, I. V. Erofeeva et al., *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 085009 (2011).
2. С. В. Морозов, К. В. Маремьянин, И. В. Ерофеева и др., *ФТП* **44**, 1523 (2010).
3. В. В. Румянцев, С. В. Морозов, К. Е. Кудрявцев и др., *ФТП* **46**, 1414 (2012).
4. С. В. Морозов, В. В. Румянцев, К. Е. Кудрявцев и др., *ФТП* **47**, 1472 (2013).
5. Д. В. Козлов, С. В. Морозов, В. В. Румянцев и др., *ФТП* **49**, 192 (2015).
6. В. Я. Алешкин, С. В. Морозов, В. В. Румянцев, И. В. Тузов, *ФТП* **49**, 117 (2015).
7. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич, *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках*, ПИЯФ, Санкт-Петербург (1997).
8. В. Карпус, *ФТП* **20**, 12 (1986).
9. В. Карпус, *ФТП* **22**, 439 (1988).
10. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
11. E. E. Orlova, R. Kh. Zhukavin, S. G. Pavlov, and V. N. Shastin, *Phys. Stat. Sol. (b)* **210**, 859 (1998).
12. F. Stern and W. E. Howard, *Phys. Rev.* **163**, 816 (1967).