Механизмы формирования спектра радиочастотного модуляционного отражения полупроводниковых гетероструктур

© Д.В. Протасеня

ООО „ВПГ Лазеруан“,
141190 Фрязино, Россия

E-mail: prodim2004@yandex.ru

Поступила в Редакцию 2 апреля 2026 г.
В окончательной редакции 29 июня 2026 г.
Принята к публикации 14 августа 2026 г.

Приводятся результаты моделирования изменения параметров электронного газа полупроводниковой гетероструктуры, состоящей из слоев AlGaAs, GaAs на полуизолирующей подложке, исследованной ранее в рамках экспериментов радиочастотного модуляционного отражения. Продемонстрировано, что при воздействии внешнего радиочастотного поля величина сформированной постоянной добавки к исходному встроенному в гетероструктуру электрическому полю недостаточна для объяснения полученного экспериментально изменения отражения от структуры зондирующего света. Предложен альтернативный механизм изменения коэффициента отражения, основанный на непосредственном влиянии переменного поля на отражение света, и показано его соответствие с экспериментальными данными. Показано, что для наблюдения спектров радиочастотного модуляционного отражения частота электрического поля должна быть больше обратного времени установления равновесия зоны проводимости с глубокими примесями.

Ключевые слова: модуляционная спектроскопия, полупроводниковая гетероструктура, кинетика электронного газа, квантовая гидродинамика, арсенид галлия, двумерный электронный газ.

DOI: 10.61011/FTP.2026.05.63876.9373

1. Введение

Модуляционная спектроскопия является одним из основных способов получения информации о свойствах полупроводниковых материалов и структур [1]. Ее методы позволяют определять энергии критических точек и связей экситонов, величины внутренних электрических полей и концентраций зарядов. Основной принцип модуляционной спектроскопии заключается в измерении производной спектра оптического отражения по какому-либо параметру. Таковым может быть температура (термоотражение [2]) или деформация (пьезоотражение [3]). Наибольшее распространение получили методы, связанные с модуляцией электрического поля — электроотражение [4] и фотоотражение [5]. Последний является предпочтительным по причине возможности бесконтактной реализации — изменение отражения осуществляется с помощью модуляции лазерного луча. Тем не менее фотоотражение обладает рядом недостатков — наличием сигнала фотолюминесценции, перекрывающей полезный сигнал, что особо ярко проявляется при низких температурах образца [5].

Это делает актуальным поиск новых методов модуляционной спектроскопии, к которым относится радиочастотное модуляционное отражение (РМО), впервые предложенное в работе [6]. Данный метод подразумевает измерение изменений отражения зондирующего излучения от исследуемой гетероструктуры при воздействии на нее радиочастотного поля на частоте в диапазоне 1–30 МГц, дополнительно промодулированного на низкой частоте (100–300 Гц). Измерение оптического отражения зондирующего излучения осуществляется на частоте модуляции. Для описания экспериментальных результатов формирования спектра отражения света, полученных в работе [6], в качестве механизма по аналогии с методами фотоотражения и электроотражения было предложено формирование добавки к встроенному в полупроводниковую гетероструктуру электрическому полю. Механизм появления такой добавки в работе [6] предложен не был. В дальнейшем в качестве гипотез назывались разогрев носителей заряда радиочастотным (РЧ) полем и неравные вероятности перехода зарядов из одних слоев гетероструктуры в другие [7]. Отсутствие однозначной интерпретации спектров не позволило РМО стать столь же популярным, как и классическое электроотражение [8]. Чтобы подтвердить роль индуцированной добавки к встроенному электрическому полю в формировании отраженного сигнала и выявить точный механизм, необходимо провести математическое моделирование воздействия РЧ поля на образец. Так, с помощью математического моделирования была дана интерпретация спектрам электроотражения [9].

2. Математическая модель

2.1. Экспериментальная конфигурация

Экспериментально РМО наблюдалось от гетероструктуры со следующими слоями: слой $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ толщиной 100 нм с концентрацией доноров $8 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, нелегированный слой GaAs толщиной 500 нм, полуизолирующая (SI) подложка GaAs [6]. На стыке GaAs и AlGaAs

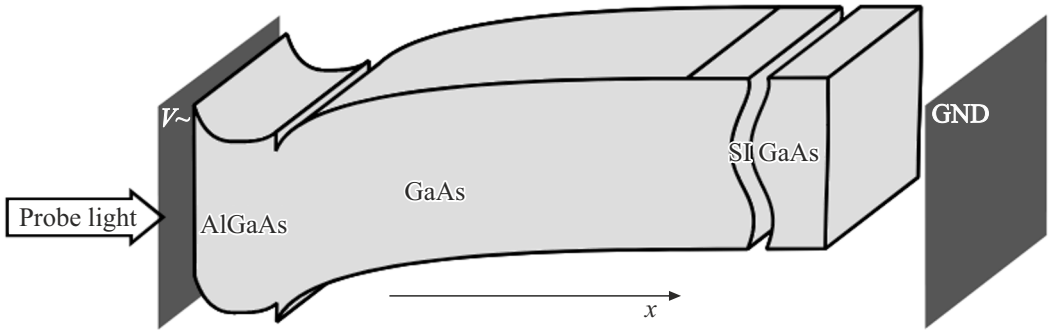


Рис. 1. Конфигурация гетероструктуры, которая исследовалась методом РМО.

образуется двумерный электронный газ. Электрическое поле прикладывалось перпендикулярно пластине с помощью плоских электродов (рис. 1). Вычисления проводились на основе экспериментальных данных, полученных в работе [6].

2.2. Исходное равновесие

Сначала были найдены равновесные распределения зарядов и полей. Для этого решалось уравнение Пуассона, принимая во внимание, что заряд определяется потенциалом:

$$\nabla(\varepsilon_0\varepsilon\nabla\varphi) = -\rho(\varphi). \qquad (1)$$

Здесь φ — потенциал, ρ — плотность заряда, ε — диэлектрическая проницаемость образца ($\varepsilon = 12$ [10]). Для высоколегированного слоя AlGaAs и зарядов глубоких примесей в подложке заряд вычислялся с использованием распределения Ферми–Дирака, для слоя GaAs — распределения Больцмана. В области двумерного электронного газа потенциал и концентрация электронов могут быть приближенно описаны с помощью метода градиента плотности [11–14]:

$$\frac{2b}{S}\left(\frac{1}{m}\frac{\partial^2 S}{\partial x^2}\right) = \Phi - \varphi + \frac{T}{e}\ln(S^2), \qquad (2)$$

где $S = \sqrt{n/n_i}$, $b = \hbar^2/12e$, n_i — собственная концентрация электронов, n — концентрация электронов, m — эффективная масса электрона, T — температура (в энергетических единицах), $\hbar$ — постоянная Планка, e — заряд электрона, Φ — потенциал, соответствующий собственной концентрации электронов в образце. Это уравнение напоминает уравнение Шредингера, роль волновой функции играет величина S (ее квадрат пропорционален концентрации электронов) и позволяет классически описывать квантовые эффекты (размерное квантование) в образце. Из формулы (2) видно, что квантовые поправки могут быть учтены с помощью эффективной добавки

$$\frac{2b}{S}\left(\frac{1}{m}\frac{\partial^2 S}{\partial x^2}\right)$$

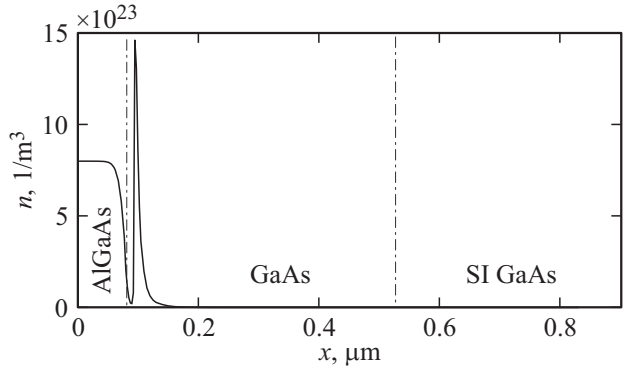


Рис. 2. Равновесное распределение концентрации электронов.

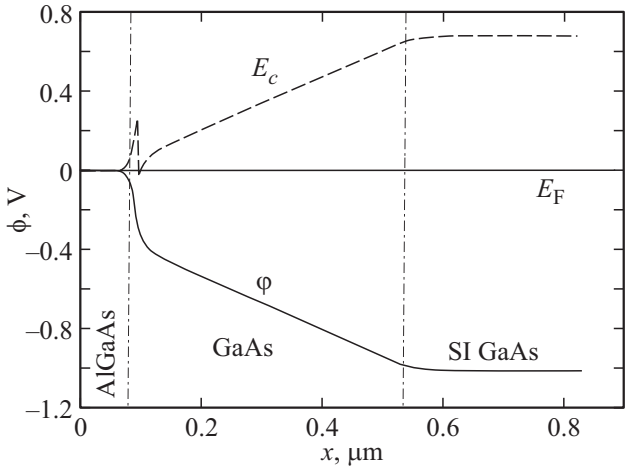


Рис. 3. Равновесное распределение потенциала (ϕ) и края зоны проводимости (E_c). E_F — положение уровня Ферми.

к потенциалу. Численное итерационное решение уравнений привело к нахождению равновесного распределения плотности электронов (рис. 2) и потенциала в образце (рис. 3). Границы слоев структуры отмечены на графиках штрихпунктирными линиями. На стыке слоев AlGaAs/GaAs виден пик, который соответствует образованию двумерного электронного газа.

2.3. Кинетика свободных зарядов без учета примесей

Воздействие внешнего радиочастотного поля рассмотрено в два этапа. На первом этапе динамика заряда глубоких примесей в подложке (переходы электронов между зоной проводимости и глубокими уровнями) не учитывалась. Это правомерно, поскольку период поля меньше времени таких переходов (времени релаксации примесей) [15]. Уравнения кинетики электронного газа записывались в гидродинамическом приближении [16]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n u_j}{\partial x_j} = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{1}{mn} \frac{\partial n T_e}{\partial x_j} - \frac{e}{m} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} = -\frac{u_j}{\tau_p}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + u_j \frac{\partial T_e}{\partial x_j} + \frac{2}{3} T_e \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = -\frac{T_e - T_0}{\tau_e} + \frac{2mu^2}{3\tau_p}, \tag{5}$$

где u — скорость, T_e — температура электронного газа (в энергетических единицах), T_0 — температура кристаллической решетки (25 мэВ), τ_p — время релаксации импульса электронов (0.3 пс), τ_e — время релаксации энергии электронов (1 пс) [17]. Эти уравнения нужно дополнить уравнением Пуассона (1), с граничными условиями, определяемыми потенциалами электродов. Предполагалось, что режим воздействия поля на электроны относительно мягкий (далекий от пробоя), что позволяет использовать понятие температуры электронного газа. Уравнения численно интегрировались в течение времени, соответствующего нескольким периодам поля. Амплитуда и частота поля составляли 10 кВ/см [6] и 5 ГГц соответственно. Частота была искусственно увеличена относительно экспериментальной для обеспечения приемлемого времени вычислений. Точность расчетов обеспечивалась решением уравнений относительно возмущений к исходным распределениям концентрации dn, температуры dT_e и потенциала $d\phi$.

Установившиеся в результате действия поля распределения $\overline{dn}$, $\overline{dT_e}$ вычислялись путем усреднения dn, dT_e по последнему его периоду (рис. 4, 5). Увеличение числа периодов поля свыше трех приводит лишь к незначительным изменениям результата.

При уменьшении частоты поля в 2 раза (до 2.5 ГГц), установившееся распределение изменения температуры уменьшается в 4 раза, сохранив при этом форму. Установившееся распределение прибавки к концентрации электронов при этом не претерпевает существенных изменений. Таким образом, разогрев электронного газа и частота поля практически не влияют на итоговое распределение dn, и его можно экстраполировать в область частот эксперимента (10 МГц). От амплитуды поля оба распределения dn и dT_e зависят квадратично.

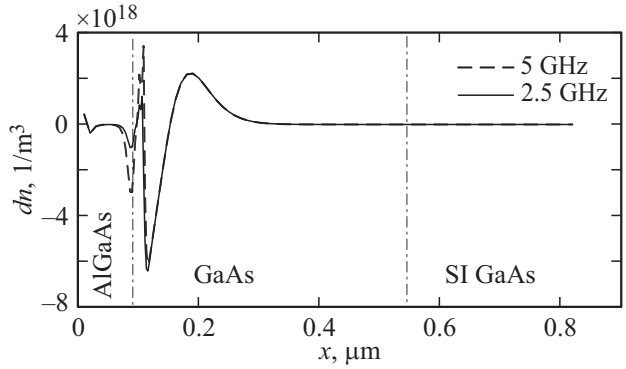


Рис. 4. Установившееся распределение изменения концентрации электронов в образце без учета динамики примесей.

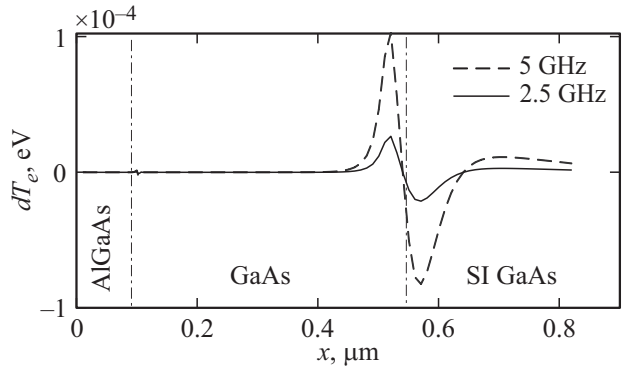


Рис. 5. Установившееся распределение изменения температуры электронного газа в образце без учета динамики примесей.

2.4. Медленный временной масштаб

Для вычислений с учетом динамики примесей задача (1), (3)–(5) решалась на двух временны́х масштабах — быстром (сопоставимом с периодом поля и много меньшим времени изменения заряда примесей) и медленном (сопоставимом со временем изменения заряда примесей). Этот подход был использован в задаче об оборотном маятнике [18]. На быстром временно́м масштабе создаются и поддерживаются добавки к концентрации ($\overline{dn}$) и температуре ($\overline{dT_e}$) электронов зоны проводимости (этап 1), на медленном происходит обмен зарядами между зоной проводимости и примесями (этап 2). Для перехода на медленный временной масштаб необходимо усреднить уравнения (3)–(5):

$$\frac{\partial dn}{\partial t} = -\frac{\partial n_0 u_j}{\partial x_j} + \frac{\overline{\partial dn}}{\partial t}, \tag{6}$$

$$\frac{u_j}{\tau_p} = \frac{dn}{mn_0^2} T_e \frac{\partial n_0}{\partial x_j} - \frac{1}{mn_0} T_e \frac{\partial dn}{\partial x_j} - \frac{1}{mn_0} \frac{\partial n_0 dT_e}{\partial x_j} + \frac{e}{m} \frac{\partial d\varphi}{\partial x_j}, \tag{7}$$

$$dT_e = \overline{dT_e}. \tag{8}$$

Уравнения записаны в форме возмущений, оставлены слагаемые 1-го порядка малости по концентрации dn,

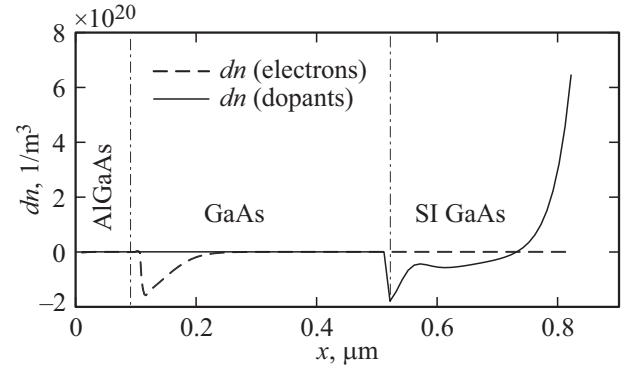


Рис. 6. Установившиеся распределения изменения концентраций электронов и примесей с учетом динамики примесей.

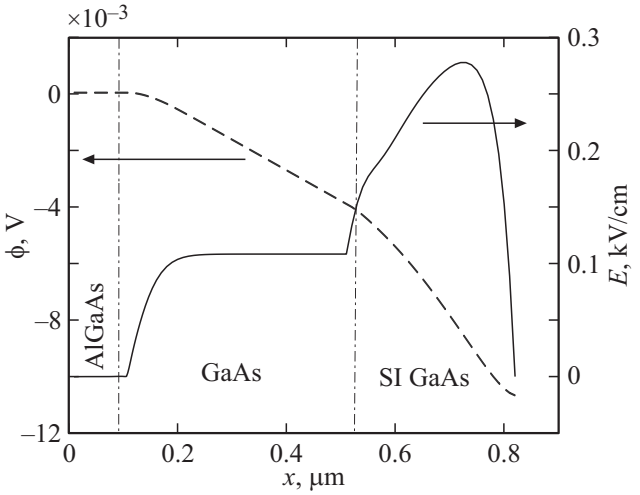


Рис. 7. Установившиеся распределения изменений потенциала и электрического поля с учетом динамики примесей.

температуре dT_e и потенциалу $d\phi$ относительно исходных величин (n_0, T_0, φ). Вклад быстрого временно́го масштаба в изменение концентрации соответствует слагаемому $\overline{\frac{\partial dn}{\partial t}}$. Значение $\overline{dT_e}$ было вычислено на этапе 1. Для определения $\overline{\frac{\partial dn}{\partial t}}$ вычисленные на этапе 1 установившиеся распределения $\overline{dn}$, $\overline{dT_e}$, $\overline{d\varphi}$ необходимо подставить в (7), а затем вычисленную скорость u_j подставить в (6), положив в нем $\frac{\partial dn}{\partial t} = 0$.

Для описания динамики глубоких примесей необходимо рассмотреть изменение локального уровня Ферми в какой-нибудь точке подложки. При изменении его на $d\mu$ изменятся как заряды примесей, так и суммарный заряд электронов в зоне проводимости. Эти изменения будут связаны между собой выражением

$$dn = dn_D \frac{\partial n}{\partial \mu} \Big/ \left(\frac{\partial n_{a-}}{\partial \mu} - \frac{\partial n_{d+}}{\partial \mu} \right), \tag{9}$$

где dn_D — изменение концентрации электронов, захваченных примесями, n_{a-} — концентрация электронов на акцепторах, n_{d+} — концентрация электронов на донорах, μ — локальное положение уровня Ферми.

Отсюда можно получить выражения для кинетики концентраций зарядов:

$$\frac{\partial dn}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_{\text{rel}}} \left(dn - dn_D \frac{\frac{\partial n}{\partial \mu}}{\frac{\partial n_{a-}}{\partial \mu} - \frac{\partial n_{d+}}{\partial \mu}} \right), \tag{10}$$

$$\frac{\partial dn_D}{\partial t} = \frac{1}{\tau_{\text{rel}}} \left(dn - dn_D \frac{\frac{\partial n}{\partial \mu}}{\frac{\partial n_{a-}}{\partial \mu} - \frac{\partial n_{d+}}{\partial \mu}} \right), \tag{11}$$

где τ_{rel} — время релаксации. Это время подбирается в процессе вычислений, исходя из скорости сходимости, так как результат вычислений от конкретной величины не зависит. Решение системы уравнений (1), (6)–(8), (10), (11) приводит к нахождению постоянных распределений концентрации и потенциала. Результат вычислений для частоты внешнего поля 5 ГГц показан на рис. 6. Из графика следует, что происходит перенос электронов в полуизолирующую подложку и их захват на примесях. Это приводит к формированию электрического поля в нелегированной области GaAs, что показано на рис. 7.

3. Оценки изменения отражения

Величина изменения поля в области слабого легирования оставляет ~ 0.1 кВ/см, что явно недостаточно для экспериментального получения спектра с относительным изменением коэффициента отражения $\Delta R/R \sim 10^{-3}$, которое наблюдалось в работе [6]. Чтобы убедиться в этом, необходимо вычислить изменение коэффициента отражения, обусловленное эффектом Франца–Келдыша. Этот эффект дает основной вклад в спектр отражения от областей со встроенным полем и описывается выражениями

$$\Delta\varepsilon(F) = \frac{A}{(\hbar\omega)^2} \left(\frac{e^2F^2\hbar^2}{2m} \right)^{1/6} H\left(\frac{E_g - \hbar\omega}{\left(\frac{e^2F^2\hbar^2}{2m}\right)^{1/3}} \right), \tag{12}$$

$$\frac{\Delta R(F, \Delta F)}{R(F)} = \text{Re}\left(e^{2ikx_1} - e^{2ikx_2}\right)\alpha_s \left(\Delta\varepsilon(F + \Delta F) - \Delta\varepsilon(F)\right), \tag{13}$$

где F и ΔF — встроенное поле и его изменение, α_s — коэффициент Серафина ($\alpha_s = 0.045$) [19], H — электрооптическая функция [20], A — оптический матричный элемент импульса ($A = 4.43$ эВ$^{3/2}$), k — волновой вектор ($k = \omega/c\sqrt{\varepsilon}$), x_i — границы слоя, вклад от которого рассматривается, ΔR — изменение отражения света от образца, R — исходное отражение, ω — частота света, c — скорость света в вакууме. Разбивка на слои необходима для учета неоднородности встроенных полей. Расчеты показали, что при встроенном поле F от 2 до 14 кВ/см величина $\Delta R/R$ для спектра вблизи края запрещенной зоны не превышает 10^{-4}.

Изменения параметров модели (толщина подложки, положение глубоких примесей, их концентрации, концентрации остаточных примесей в нелегированной области, времен релаксаций) не приводят к существенным изменениям сформированного встроенного поля. Следовательно, для описания экспериментальных результатов РМО, полученных в работе [6], необходимо предложить иной механизм формирования спектра радиочастотного модуляционного отражения.

4. Альтернативный механизм формирования спектра

Следует отметить, что электрооптическая функция H нелинейна [20]. Поэтому вклады в отражение от положительной и отрицательной полуволн внешнего электрического поля отличаются. А именно в среднем нулевое внешнее электрическое поле может приводить к изменениям спектра отражения, которые описываются соотношением

$$\frac{\overline{\Delta R(F,\Delta F)}}{R(F)} = \frac{\big(R(F+\Delta F)+R(F-\Delta F)-2R(F)\big)}{2R(F)}. \tag{14}$$

Результаты вычислений по формуле (14) при встроенных полях $F = 1-5$ кВ/см дают почти на порядок большие величины $(\overline{\Delta R}/R)$, что соотносится с экспериментом. Данный модельный подход может рассматриваться как детектирование внешнего поля на нелинейностях электрооптической функции. Аналогичным образом в слоях без встроенного поля на величину ΔR повлияют экситоны, вклад которых тоже нелинеен по электрическому полю. При воздействии поля на экситон изменяется как его энергия, так и параметр уширения [21]. То же можно сказать и про слои со слабым встроенным полем, вклад которых в ΔR при изменении поля имеет вид третьей производной по энергии от диэлектрической функции $\varepsilon(\lambda)$ вблизи критической точки [22]. Полученные в ходе экспериментов электроотражения спектры аппроксимируют исходя из предварительных

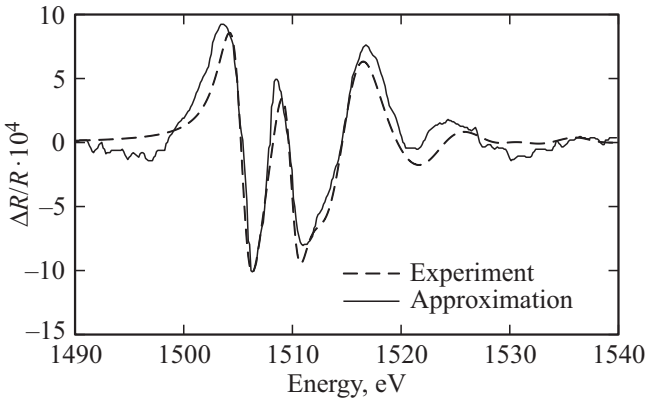


Рис. 8. Экспериментальный и аппроксимированный спектры РМО.

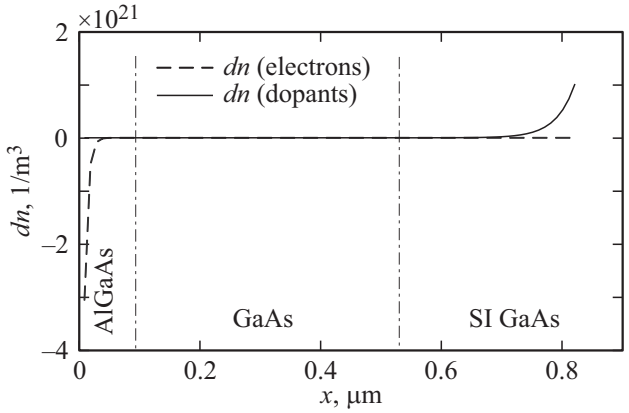


Рис. 9. Установившиеся распределения изменения концентраций электронов в зоне проводимости и на примесях при периоде электрического поля, много большем времени релаксации примесей.

данных о гетероструктуре, в результате чего получают уточненные значения встроенных полей и критических точек [23]. С помощью (14) была проведена аппроксимация спектра РМО, представленного в работе [6]. Результаты аппроксимации спектра, измеренного при температуре 77 K во внешнем электрическом поле амплитудой 5 кВ/см, представлены на рис. 8. Для аппроксимации энергия экситонов была принята равной 4 мэВ, параметр уширения 1.8 мэВ, параметр уширения областей со слабым встроенным полем — 1.8 мэВ, в области сильного поля последнее линейно изменялось от 1.1 до 3.1 кВ/см.

5. Классическое электроотражение

В предыдущем разделе было показано, что детектирование внешнего поля на неоднородностях функции отклика хорошо объясняет экспериментальные спектры РМО, представленные в работе [6], где для измерений использовался источник с напряжением 10–100 В и частотой 1–30 МГц. Это достаточно большие напряжения для таких частот, поэтому возникает вопрос перехода к более низким частотам. В вычислениях, представленных выше, принималось, что период поля не превосходит времени релаксации глубоких примесей в подложке. Представляет интерес рассмотрение противоположного случая для той же гетероструктуры, что соответствует классическому электроотражению.

Для этого вычисления необходимо проводить сразу на этапе 2. Глубокие примеси отслеживают все изменения внешнего поля, и его можно считать статическим. Решив систему уравнений (1), (6), (7), (10), (11), можно получить распределения концентраций электронов и зарядов примесей (рис. 9). Заряд скапливается на торцах образца и полностью экранирует внешнее поле. Это означает, что классическое электроотражение неприменимо для получения отклика от таких образцов, где наиболее информативные слои расположены между

высоколегированным поверхностным слоем и полуизолирующей подложкой. РМО на мегагерцовых частотах является достойной заменой.

6. Заключение

Предложен новый механизм формирования спектра РМО, основанный на непосредственном изменении коэффициента отражения переменным электрическим полем. Показано его количественное соответствие с результатами измерений и сделана аппроксимация полученного экспериментально спектра. Впервые вычислена добавка к внутреннему полю гетероструктуры под воздействием внешнего РЧ поля и показан ее незначительный вклад в спектр РМО. Продемонстрировано, что измерения методом РМО позволяют получить отклик от более глубоких по сравнению с электроотражением слоев образца. Получено условие, что период электрического поля не должен превосходить время релаксации глубоких примесей подложки. Возможно, предложенная интерпретация измерений поспособствует использованию метода и сделает его столь же распространенным, как и классическое электроотражение.

Конфликт интереса

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] О.С. Комков. ФТТ, **63**, 991 (2021). [O.S. Komkov. Phys. Solid State, **63**, 1181 (2021)]. https://doi.org/10.21883/FTT.2021.08.51146.032

[2] D. Pierścińska. J. Phys. D: Appl. Phys., **51**, 013001 (2018). https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa9812

[3] D.Y. Lin, Y.S. Huang, Y.F. Chen. Solid Stale Commun., **107**, 533 (1998). https://doi.org/10.1016/S0038-1098(98)00274-9

[4] X. Yin, Fred H. Pollak. Appl. Phys. Lett., **59**, 2305 (1991). https://doi.org/10.1063/1.106051

[5] D. Saladukha, M.B. Clavel. Phys. Rev. B, **97**, 195304 (2018). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.195304

[6] О.А. Рябушкин, В.А. Сабликов. Письма ЖЭТФ, **67**, 217 (1998). [O.A. Ryabushkin, V.A. Sablikov. JETP Lett., **67**, 233 (1998)]. https://doi.org/10.1134/1.567656

[7] А.О. Волков. *Модуляционное отражение света от полупроводниковых гетероструктур при локальном электромагнитном воздействии,* канд. дис. (Фрязино, ИРЭ РАН, 2001).

[8] O. Ryabushkin, E. Lonskaya. Phys. Status Solidi, **202**, 1282 (2005). https://doi.org/10.1002/pssa.200460906

[9] T. Garcia, V. Deligiannakis. Phys. Status Solidi, **254**, 1700275 (2017). https://doi.org/10.1002/pssb.201700275

[10] O. Madelung. *Semiconductors: Data Handbook,* 3rd ed. (Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–N.Y., 2004) p. 123. https://doi.org/10.1007/978-3-642-18865-7

[11] M.G. Ancona, G.J. Iafrate. Phys. Rev. B, **39**, 9536 (1989). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.9536

[12] M.G. Ancona, H.F. Tiersten. Phys. Rev. B, **35**, 7959 (1987). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.35.7959

[13] M.G. Ancona. J. Comput. Electron., **10**, 65 (2011). https://doi.org/10.1007/s10825-011-0356-9

[14] A.R. Brown, A. Martinez, N. Seoane. *Proc. of the 2009 Spanish Conf. on El. Dev.* (Santiago de Compostela, Spain, 2009) p. 140. https://doi.org/10.1109/SCED.2009.4800450

[15] D.C. Look. In: *Semiconductors and Semimetals,* ed. by R.K. Willardson, A.C. Beer (Elsevier, Amsterdam, 1983) v. 19, p. 75.

[16] C.L. Gardner. SIAM J. Appl. Mathematics, **54**, 409 (1994). https://doi.org/10.1137/S0036139992240425

[17] B.P. Zakharchenya, C.V. Shank. *Spectroscopy of nonequilibrium electrons and phonons* (Amsterdam, North-Holland, 1992).

[18] П.Л. Капица. УФН, **44**, 7 (1951). [P.L. Kapitza. Usp. Fiz. Nauk, **44**, 7 (1951)]. https://doi.org/10.3367/UFNr.0044.195105b.0007

[19] B.O. Seraphin, N. Bottka. Phys. Rev., **145**, 628 (1966). https://doi.org/10.1103/PhysRev.145.628

[20] D.E. Aspnes. Phys. Rev., **153**, 972 (1967). https://doi.org/10.1103/PhysRev.153.972

[21] S. Adachi. Phys. Rev. B, **41**, 1003 (1990). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.1003

[22] D.E. Aspnes. Surf. Sci., **37**, 418 (1973). https://doi.org/10.1016/0039-6028(73)90337-3

[23] C. Huber, C. Krämmer. Phys. Rev. B, **92**, 075201 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.075201

Редактор Г.А. Оганесян

Mechanisms of radio frequency modulation reflection spectrum formation of semiconductor heterostructures

D.V. Protasenya

LLC „VPG Laserone“,
141190 Fryazino, Russia

Abstract The results of modeling the change in the parameters of the electron gas of a semiconductor heterostructure consisting of AlGaAs and GaAs layers on a semi-insulating substrate, previously studied in the framework of radio-frequency modulation reflection experiments, are presented. It is demonstrated that when exposed to an external radio frequency field, the value of the formed constant additive to the initial electric field embedded in the heterostructure is insufficient to explain the experimentally obtained change in reflection from the structure of the probing light. An alternative mechanism for changing the reflection coefficient is proposed, based on the direct effect of an alternating field on light reflection, and its correspondence with experimental data is shown. It was demonstrated that in order to observe the radio frequency modulation reflection spectra, the frequency of the electric field must be greater than the return time of the relaxation of free carriers with deep impurities.