

Долгоживущие фотоэффекты в $p-i-n$ гетероструктурах GaAs/AlGaAs с двойными квантовыми ямами

© С.И. Дорожкин[†], В.Б. Тимофеев, Й. Хвам*

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

* Danmarks Tekniske Universitet, Microelectronics Center, III-V Nanolab,
2800 Lyngby, Denmark

(Получена 13 июня 2000 г. Принята к печати 16 июня 2000 г.)

В планарной $p-i-n$ гетероструктуре GaAs/AlGaAs с двумя туннельно-связанными GaAs квантовыми ямами в условиях лазерной подсветки ($\lambda = 633$ нм) обнаружены скачки электрической емкости между p - и n -областями, происходящие как при изменении температуры (в области $T \sim 2$ К), так и при изменении приложенного к структуре постоянного напряжения. Обнаружен эффект памяти в исследуемом явлении, проявляющийся в долгом времени жизни обнаруженных аномалий после выключения подсветки. Выполнены самосогласованные расчеты распределения заряда и электрического поля для структуры, в которой в слоях AlGaAs присутствует донорная примесь, ответственная за возникновение DX -центров, обеспечивающих долгоживущую фотопроводимость. Продемонстрирована возможность появления скачков емкости в такой структуре и определены значения параметров, при которых они появляются.

Значительный интерес к оптическим свойствам полупроводниковых гетероструктур с двойными квантовыми ямами [1–7] связан с надеждами обнаружить в таких структурах коллективные эффекты в системе пространственно-непрямых экситонов: в первую очередь теоретически предсказанное [8] явление их конденсации при достижении критических условий (см. также работы [9–13]). Эти надежды основаны на большом времени жизни непрямых экситонов, образованных дыркой и электроном, находящимися в пространственно разделенных квантовых ямах, и связанной с этим возможностью получения системы экситонов высокой плотности при достаточно низкой температуре. При достижимых плотностях экситонов их конденсация ожидается в области гелиевых температур и должна носить черты фазового перехода. Экспериментально действительно были обнаружены сильные изменения в оптических спектрах ряда полупроводниковых гетероструктур [5–7] с двойными квантовыми ямами, происходящие в узких диапазонах температур. В данной работе нами приводятся результаты по наблюдению скачков на зависимостях низкочастотного импеданса образцов, использовавшихся в работах [6,7], от температуры и электрического поля, приложенного вдоль оси роста структур. Эти скачки происходят обратимым образом в условиях непрерывной подсветки, а также могут наблюдаться на засвеченных образцах и после ее выключения. Таким образом, вызванные подсветкой изменения в образце при гелиевой температуре обладают большим временем жизни. Анализируются возможности объяснения наблюдающихся особенностей низкочастотного импеданса, на которые указывает существование долгоживущих фотоэффектов.

Архитектура исследованной гетероструктуры, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии, показана на вставке к рис. 1. Структура включает в себя две

квантовые ямы GaAs (слои 3 и 5) шириной 8 нм каждая, разделенные барьером AlGaAs (слой 4) шириной 5 нм. Квантовые ямы находятся внутри $p-n$ -перехода, образованного слоями n -GaAs (слой 1) и p -GaAs (слой 7), что обеспечивает наличие значительного встроенного электрического поля, перпендикулярного слоям, даже в отсутствие внешнего напряжения, приложенного к структуре. Слои n - и p -GaAs легированы соответственно Si и Be с концентрациями $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и $1 \cdot 10^{18}$ см⁻³. При изготовлении образцов слои 1–7 (и частично подложка 0) стравливались с большей части пластины, оставляя столбик (мезу) из эпитаксиально выращенных слоев с размерами 1.6×1.7 мм². Контакты к подложке и слою p -GaAs создавались с использованием сплава германия, никеля и золота. Металлическая контактная площадка к слою 7 p -GaAs имела форму рамки с площадью 0.96 мм² и закрывала только часть поверхности мезы. Для измерений низкочастотного импеданса образца переменное напряжение от звукового генератора прикладывалось между подложкой 0 и рамкой, а две компоненты тока через структуру: активная (в фазе с приложенным напряжением) и реактивная (сдвинутая относительно приложенного напряжения на 90°) измерялись с использованием фазочувствительного усилителя переменного тока. В данной работе будут приведены только результаты, полученные на низких частотах (около 10 Гц) и в условиях, когда емкостная компонента тока значительно превышает активную. Для изменения электрического поля в образце между подложкой и рамкой могло дополнительно прикладываться постоянное напряжение обеих полярностей. Особенности данных образцов являются следующие. 1) В отсутствие подсветки в области температур ниже 10 К происходит вымораживание проводимости по слою p -GaAs (слой 7) [14], т.е. проводимость этого слоя экспоненциально падает при понижении температуры. Так что в условиях, при

[†] E-mail: dorozh@issp.ac.ru

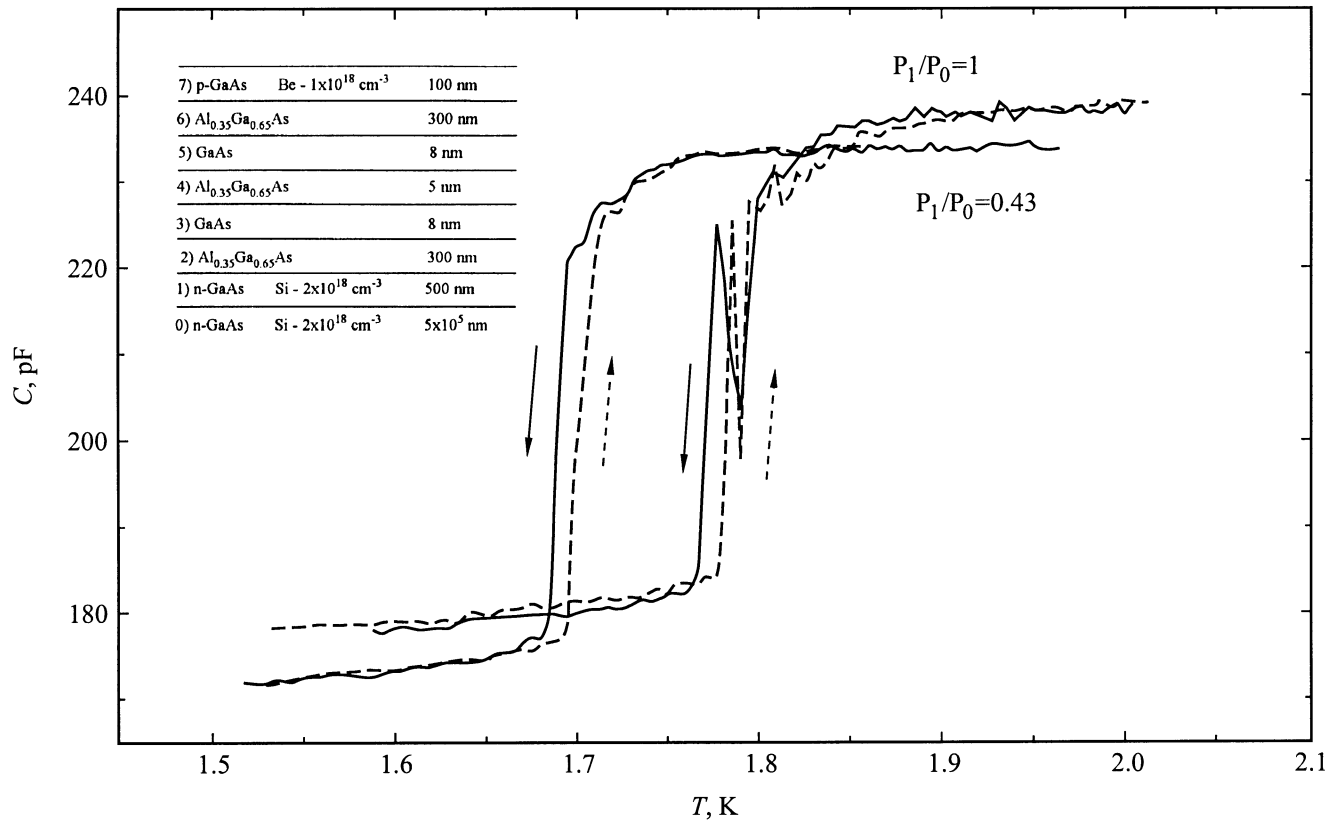


Рис. 1. Температурные зависимости емкости C , измеренной между подложкой и металлической рамкой при двух значениях относительной интенсивности света P_1/P_0 , показанных около кривых. Сплошные (штриховые) кривые измерены при понижении (повышении) температуры. На вставке показана архитектура слоев исследуемой гетероструктуры.

которых была выполнена основная часть измерений ($T \approx 2 \text{ K}$), эффективная площадь обкладок исследуемого плоского конденсатора близка к площади металлической рамки. 2) Металлическая рамка практически не пропускает свет видимого диапазона, поэтому появление фотовозбужденных носителей под рамкой возможно либо за счет рассеянного света, падающего наклонно к плоскости гетероструктуры, либо за счет диффузии носителей из других областей образца. Засветка образца осуществлялась через световод от гелий-неонового лазера с энергией кванта 1.95 эВ, превышающей величину запрещенной щели во всех полупроводниковых материалах, использованных в исследуемой структуре. Относительная величина интенсивности светового пучка P_1/P_0 , падающего на мезу, контролировалась при помощи прямых измерений, осуществлявшихся вне криостата. Здесь P_0 — максимальная использовавшаяся абсолютная величина интенсивности, которая, по нашим оценкам, составляла около 100 мкВт. Типичная температурная зависимость емкости между металлической рамкой и проводящей подложкой в условиях непрерывной подсветки показана на рис. 1, где хорошо виден значительный скачок в емкости, происходящий в узком интервале температур шириной в несколько сотых градуса. Для скачка типично наличие небольшого гистерезиса при охлаждении

и отогреве образца и неустойчивостей, проявляющихся в высоком уровне шумов (эти неустойчивости очень хорошо видны на кривых, измеренных при $P_1/P_0 = 1$). Температура, при которой наблюдается скачок в емкости, растет при увеличении мощности подсветки. Этот факт прямо указывает на вторичную роль тепловых эффектов, связанных с освещением образца, если они вообще имеют какое-либо значение. Величина скачка в емкости зависит от постоянного напряжения между подложкой и рамкой, как это демонстрирует рис. 2. Соответствующая зависимость величины скачка от напряжения также имеет резкую особенность, как это следует из рис. 3. Из этого рисунка очевидно существование двух различных величин скачков на температурной зависимости емкости: $\Delta C \approx 20 \text{ пФ}$ при $V < 0.1 \text{ В}$, и $\Delta C \approx 70 \text{ пФ}$ при $0.15 \text{ В} < V \leq 0.4 \text{ В}$. Отметим, что мы не будем обсуждать эффекты, происходящие при больших значениях прямого напряжения $V > 0.5 \text{ В}$, где происходит быстрое возрастание диссипативного тока, и он очень быстро превосходит ток емкостной. Добавим, что в отдельных экспериментах, выполненных при постоянной подсветке, было проверено, что скачок емкости происходит синхронно с перестройкой спектра люминесценции образца.

Если все описанные выше результаты были получены в условиях непрерывной подсветки, то теперь мы кос-

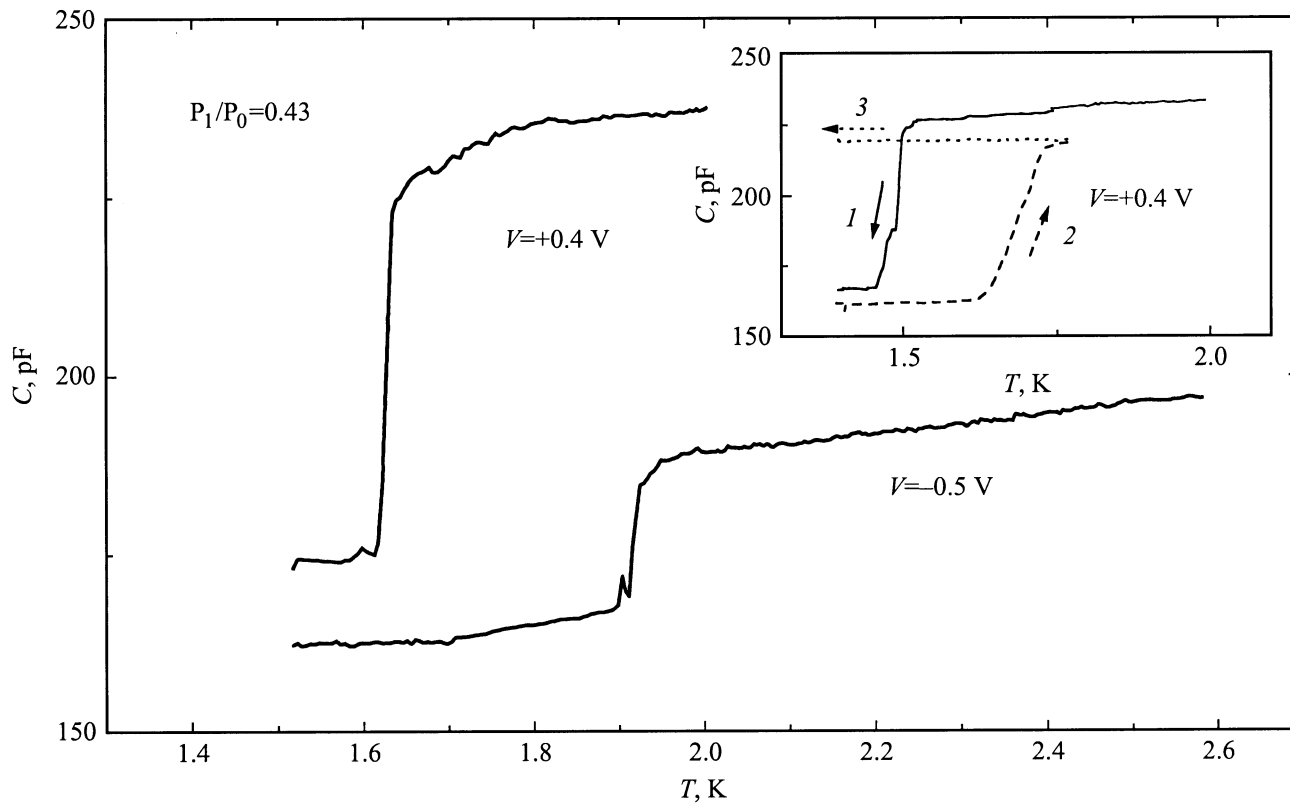


Рис. 2. Температурные зависимости емкости, измеренные при $P_1/P_0 = 0.43$ и двух значениях напряжения на структуре, указанных около кривых. На вставке — зависимости, измеренные при наличии постоянной подсветки (I), а также в темноте после выключения подсветки, произведенной в нижней температурной точке (2 и 3). Стрелками около кривых показано направление изменения температуры. $V = 0.4$ В.

немыя результатов, полученных в темновых условиях, где использование емкостной методики позволило нам обнаружить эффекты памяти в исследуемом явлении, связанные с разовой засветкой образца при гелиевой температуре (соответствующие данные представлены на вставках к рис. 2 и 3). Отметим прежде всего, что без хотя бы однократной засветки образца после его охлаждения в темноте от комнатной до гелиевой температуры никаких скачков в емкости наблюдать не удастся. Один из примеров эффекта памяти демонстрируется данными, показанными на вставке к рис. 2 (кривая 2). Из этих данных видно, что скачок емкости при повышении температуры может наблюдаться и в темноте, если перед этим образец был охлажден в условиях постоянной подсветки ниже температуры, при которой произошел скачок в емкости (кривая 1), и выключение света осуществлено в этом низкотемпературном состоянии. Хотя в таких темновых условиях ширина скачка по температуре больше, чем при непрерывной подсветке. Кроме того, без подсветки этот скачок является необратимым, так как на температурных зависимостях емкости засвеченного образца, измеряемых при охлаждении в темноте от 4.2 К вплоть до 1.4 К, скачки не наблюдаются (кривая 3). Второй тип эффектов памяти заключается в появлении

после засветки образца скачков в емкости при низкой температуре, происходящих обратимо при изменении напряжения на структуре (см. вставку к рис. 3). Время жизни последнего эффекта составляет по крайней мере часы.

Прежде чем переходить к обсуждению возможных причин наблюдаемых эффектов, мы хотели бы отметить, что в наших условиях измеряемая величина емкости прямо пропорциональна площади верхней проводящей обкладки конденсатора и обратно пропорциональна толщине диэлектрической области между подложкой и рамкой, где происходит падение электрохимического потенциала. Учитывая упомянутый при описании образцов эффект вымерзания проводимости слоя p -GaAs, в настоящее время мы не можем однозначно сказать, связаны ли наблюдаемые скачки емкости с изменением эффективной площади обкладок конденсатора или толщины слоя диэлектрика. Очевидно, однако, что в любом случае эти скачки связаны с изменением электрического поля, перпендикулярного слоям структуры, в значительном объеме образца.

Мы начнем обсуждение экспериментальных результатов с вопроса о механизме долгоживущего фотоэффекта в емкости образца и постараемся проанализировать, ка-

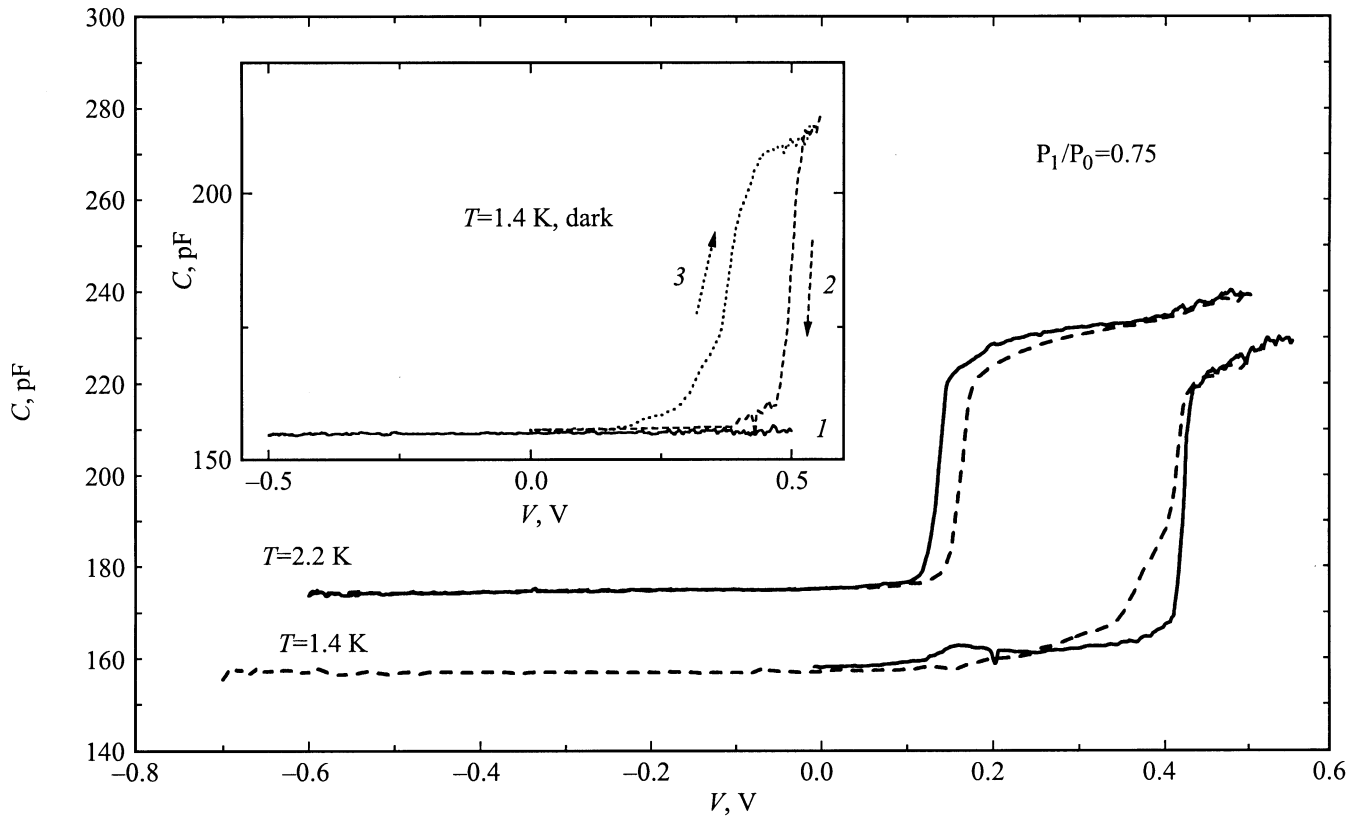


Рис. 3. Зависимости емкости от напряжения V на структуре, измеренные при $P_1/P_0 = 0.75$ и двух разных температурах: $T = 1.4$ и 2.2 К. Сплошные (штриховые) кривые соответствуют развертке V в положительном (отрицательном) направлении. На вставке — зависимости $C(V)$, измеренные в темноте до первой подсветки (сплошная линия 1) и после выключения подсветки (штриховая и пунктирная линии 2 и 3). $T = 1.4$ К.

кие возможности для скачков емкости возникают в связи с существованием этого эффекта в наших образцах. Его существование наиболее естественно связать с хорошо известным эффектом возбуждения светом долгоживущей фотопроводимости в AlGaAs, легированном донорной примесью, образующей так называемые DX -центры. Этот эффект состоит в возбуждении электрона в зону проводимости и переводе DX -центра в такое состояние, при котором возвращение электрона на центр требует преодоления довольно высокого потенциального барьера. В присутствии в структуре электрических полей фотовозбужденные электроны будут смещаться под их воздействием и скатываться в потенциальные ямы [15] при наличии таковых. Для расчета распределения таких электронов в неоднородных полупроводниковых структурах в первом приближении можно рассматривать засвеченные слои AlGaAs как слои с очень мелкой донорной примесью. В таком предположении нами были сделаны самосогласованные расчеты распределения плотности электронов и электрического поля для структур GaAs/AlGaAs с последовательностью слоев, соответствующей нашим образцам. Расчет состоит в вычислении распределения заряда и потенциала, учитывающем изменение положения дна зоны проводимости

в электрическом поле и заполнение всех электронных состояний, оказывающихся ниже уровня электрохимического потенциала ξ в образце. В расчете мы учли эффект размерного квантования движения электронов в квантовых ямах, а также конечную величину плотности состояний в каждой из подзон размерного квантования, равную $m^*/\pi\hbar^2$, где $m^* \approx 0.17m_e$ — эффективная масса электронов в GaAs. Мы приняли расстояние от дна ямы до дна нижней подзоны равным 34 мэВ, что соответствует яме шириной 8 нм с высотой стенок 0.3 эВ и пренебрежению туннельной связью между ямами. Расчет не вызывает никаких трудностей для равновесного случая, когда отсутствует напряжение, приложенное между слоями n -GaAs и p -GaAs, а электрохимический потенциал постоянен по всему образцу и совпадает с дном зоны проводимости в слое n -GaAs и потолком валентной зоны в слое p -GaAs (т.е. предполагается высокая плотность электронных состояний в этих слоях). Результат такого расчета показан на рис. 4 сплошной линией для случая концентрации DX -центров в AlGaAs $N_d = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Расчет демонстрирует возможность существования в такого типа структурах трех эффектов: заполнения долгоживущими фотовозбужденными электронами одной или обеих квантовых ям GaAs, а также

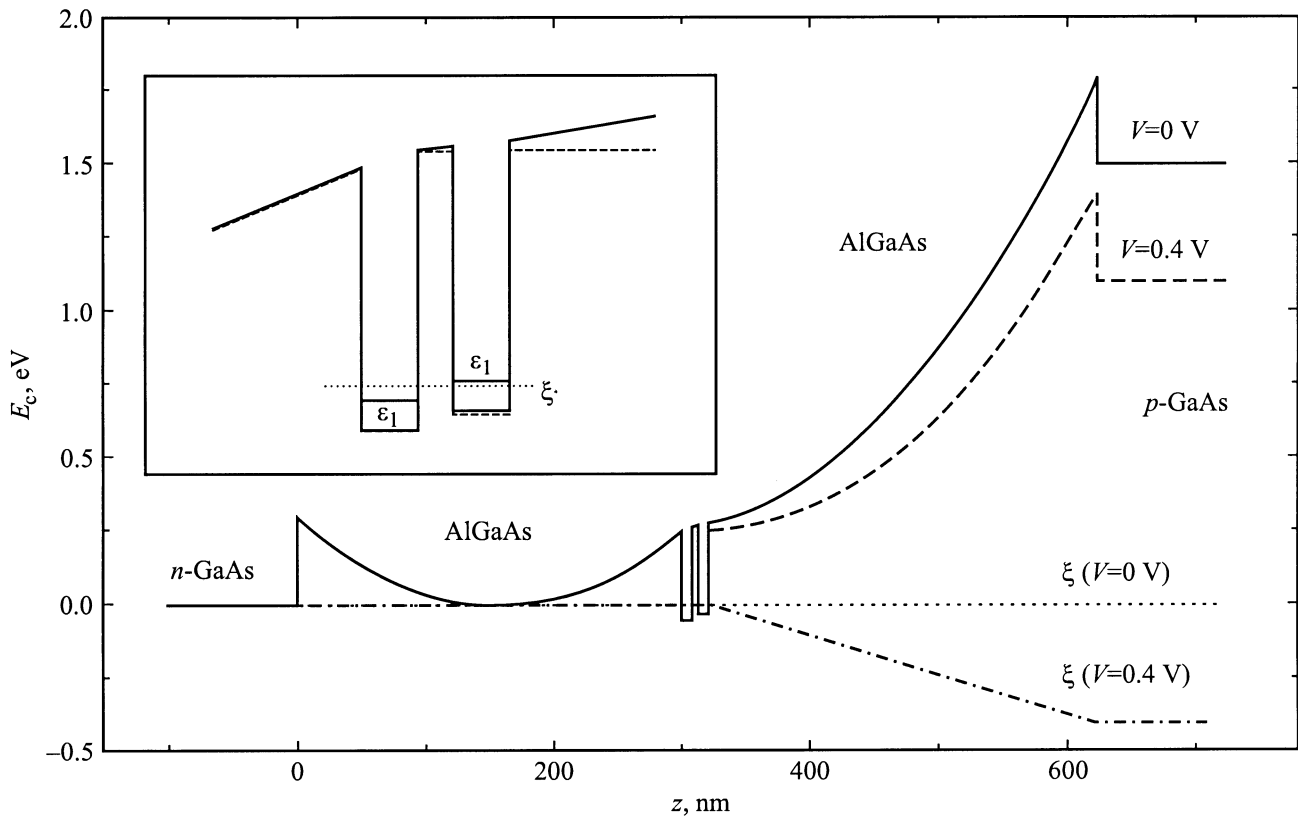


Рис. 4. Расчетные зависимости изменения положения дна зоны проводимости E_c для исследованных структур в направлении z , перпендикулярном слоям, для случаев $V = 0$ (сплошная кривая) и $V = 0.4$ В (штриховая кривая). Значение $z = 0$ выбрано на границе слоев n -GaAs и AlGaAs. На вставке область структур около квантовых ям показана в увеличенном масштабе, там же показаны положения ε_1 доньев нижних подзон размерного квантования в обеих ямах. Поведение электрохимического потенциала ξ показано пунктирной и штрихпунктирной линиями. При расчете использовалось значение концентрации DX-центров $N_d = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, сдвиг зоны проводимости на границе GaAs/AlGaAs принимался равным 0.3 эВ, а ширина запрещенной зоны в GaAs — 1.5 эВ.

возникновение области, в которой происходит заполнение электронами зоны проводимости в AlGaAs. Для выбранных значений параметров при $V = 0$ левая яма оказывается заполненной до значения поверхностной плотности электронов $n_{s1}(V = 0 \text{ В}) = 18.9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, а правая яма — пуста, зона проводимости AlGaAs заполнена электронами при $150 \text{ нм} < z < 165 \text{ нм}$. Нетрудно вычислить те значения концентрации DX-центров, при которых начинается заполнение электронами соответствующих областей. Результаты вычислений приведены в таблице для случая $V = 0$ и нескольких значений толщин слоев AlGaAs.

В неравновесном случае, возникающем при приложении напряжения между слоями n - и p -GaAs, требуется дополнительная информация о проводимости в образце, определяющей распределение электрохимического потенциала поперек слоев. Для полуколичественной демонстрации происходящих при этом явлений мы предположили, что электроны, заполняющие квантовые ямы и зону проводимости AlGaAs, всегда находятся в равновесии с электронами в слое n -GaAs. Изменения, происходящие в таком случае в структуре при приложе-

нии напряжения $V = 0.4$ В, демонстрируются штриховой линией на рис. 4. Соответствующие этой зависимости плотности электронов в левой и правой квантовых ямах равны соответственно $n_{s1}(V = 0.4 \text{ В}) = 21.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $n_{s2}(V = 0.4 \text{ В}) = 5.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. На рис. 5, а для $N_d = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ показаны зависимости от V поверхностной плотности электронов в обеих ямах и зависимость ширины области, в которой происходит заполнение зоны проводимости AlGaAs. Обращение в нуль любой из этих величин приводит к изменению эффективной толщины диэлектрического слоя в структуре и к соответствующему скачку (см. рис. 5, б) в емкости $C \equiv dQ/dV$ (Q — заряд в слое p -GaAs), измеряемой между областями n -GaAs и p -GaAs. На том же рисунке приведено изменение разности потенциалов между квантовыми ямами $\Delta\phi$. Эта зависимость показывает, что электрическое поле между ямами мало при заполнении электронами обеих ям. Этот физически очевидный результат является следствием довольно высокой плотности состояний в ямах и не зависит от конкретной модели до тех пор, пока проницаемость для электронов барьерного слоя, разделяющего ямы, намного больше проницаемости хотя

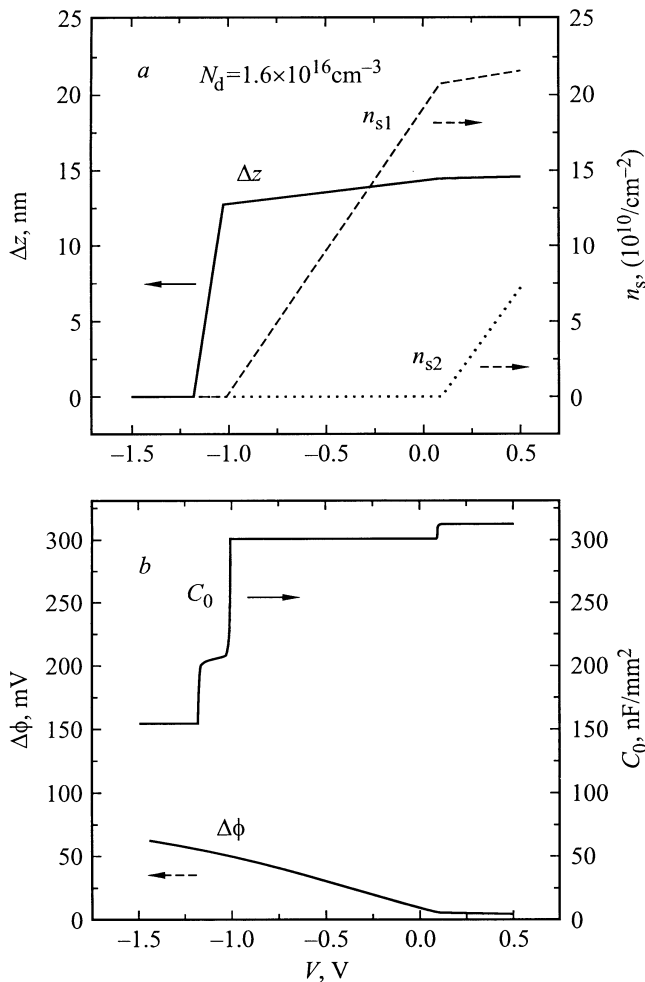


Рис. 5. *a* — расчетные зависимости поверхностной плотности электронов в левой яме n_{s1} , в правой яме n_{s2} и ширины слоя Al-GaAs, заполняемого электронами, Δz от напряжения на структуре V для $N_d = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. *b* — расчетные зависимости емкости на единицу площади образца C_0 и разности потенциалов между ямами $\Delta\phi$ от V . Данные, представленные на рисунке, получены в тех же предположениях и при том же выборе параметров, что и результаты расчета, показанные на рис. 4.

бы одного из двух боковых слоев AlGaAs (слои 2 и 6 на рис. 1). Таким образом, рассмотренная нами модель демонстрирует возможность существования скачков в емкости, происходящих при изменении напряжения на структуре и имеющих различную величину. Очевидно, что распределение скачка электрохимического потенциала в структуре, отличное от предполагавшегося, изменит только положение и величину скачков в емкости, не изменив качественного результата. Наличие постоянной подсветки малой мощности также вряд ли может качественно изменить рассмотренную картину. Весьма вероятно, что наличие неравновесных носителей тока при постоянной подсветке способствует установлению квазиравновесия между различными резервуарами с зарядом.

Надо сказать, что объяснение скачков емкости при изменении температуры в рамках рассматриваемой модели весьма затруднительно по причине отсутствия в модели характерных энергий, имеющих масштаб температур, при которых наблюдаются скачки. Тем не менее такие возможности возникают при включении в рассмотрение следующего дополнительного эффекта. Как очевидно из приведенных в таблице результатов, изменение толщины диэлектрического слоя должно приводить к опустошению (заполнению) ям и зоны проводимости AlGaAs, что сопровождается скачками емкости, как это было продемонстрировано выше. Если теперь принять во внимание существующий в наших образцах эффект вымораживания проводимости в слое p -GaAs, то можно предположить, что скачок в емкости, наблюдаемый при изменении температуры, происходит в результате изменения с температурой эффективной толщины диэлектрического слоя над квантовыми ямами. Наши оценки, сделанные в предположении проникновения электрического поля в слой p -GaAs при его диэлектризации, показали, что при $N_d \sim 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ диэлектризация слоя p -GaAs вполне может приводить к началу заполнения электронами правой квантовой ямы GaAs (слой 5), до того пустой при $V = 0$.

Значения концентрации DX -центров, при которых при $V = 0$ начинается заполнение левой ямы (N_{d1}), правой ямы (N_{d2}) и зоны проводимости AlGaAs (N_{d3}) для нескольких значений толщин d слоев AlGaAs, которые принимались равными слева и справа от ям

$N_{d1}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$N_{d2}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$N_{d3}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$d, \text{ нм}$
1.0	1.7	1.5	300
2.1	3.7	3.2	200
7.3	13.5	12.3	100

В заключение надо упомянуть еще один эффект, требующий для объяснения в рамках рассматриваемой модели дополнительных предположений, а именно необратимость скачка в емкости, наблюдаемого при изменении температуры в отсутствие непрерывной подсветки (см. вставку к рис. 2). Естественно, что наша модель, основанная на рассмотрении только стационарных состояний, этот эффект объяснить не может.

Для получения ответа на вопрос — может ли рассмотренная выше модель претендовать хотя бы на качественное объяснение наблюдаемых скачков в емкости, наиболее критичным является вопрос — имеется ли в номинально нелегированных слоях AlGaAs донорная примесь в количестве, достаточном для заполнения электронами квантовых ям (т.е. $N_d > 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). В настоящий момент у нас нет на него ответа, хотя наличие долгоживущих фотоэффектов в измеряемой емкости, на наш взгляд, убедительно свидетельствует в пользу присутствия донорной примеси в слоях AlGaAs. Другим вопросом для дальнейших исследований будет

происхождение гистерезисов, наблюдавшихся в отсутствие постоянной подсветки.

Авторы выражают свою благодарность РФФИ, ИНТАС и ГНТП "Физика твердотельных наноструктур" за поддержку этой работы.

Список литературы

- [1] Y.J. Chen, E.S. Koteles, B.S. Elman, C.A. Armieto. Phys. Rev. B, **36**, 4562 (1987).
- [2] J.E. Golub, K. Kash, J.P. Harbison, L.T. Flores. Phys. Rev. B, **41**, 8564 (1990).
- [3] T. Fukuzawa, E.E. Mendes, J.M. Hong. Phys. Rev. Lett., **64**, 3066 (1990).
- [4] J.A. Kash, M. Zachau, E.E. Mendes, J.M. Hong, T. Fukuzawa. Phys. Rev. Lett., **68**, 2247 (1991).
- [5] L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Boem, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **73**, 304 (1994).
- [6] V.B. Timofeev, A.V. Larionov, A.S. Ioselevich, J. Zeman, G. Martinez, J. Hvam, K. Soerensen. Письма ЖЭТФ, **67**, 630 (1998).
- [7] V.B. Timofeev, A.V. Larionov, M. Grassi Alessi, M. Capizzi. Phys. Rev. B, **60**, 8897 (1999); Phys. Rev. B, **61**, 8420 (2000).
- [8] Yu.E. Lozovik, V.I. Yudson. ЖЭТФ, **71**, 738 (1976).
- [9] D. Yoshioka, and A.H. MacDonald. J. Phys. Soc. Japan, **59**, 4211 (1990).
- [10] X.M. Chen, J.J. Quinn. Phys. Rev. Lett., **67**, 895 (1991).
- [11] Xuejun Zhu, P.B. Littlewood, M.S. Hybersen, T. Rice. Phys. Rev. Lett., **74**, 1633 (1995).
- [12] J. Fernandez-Rossier, C. Tejedor. Phys. Rev. Lett., **78**, 4809 (1997).
- [13] Lerwen Liu, L. Swierkowski, D. Neilson. Physica B, **249–251**, 594 (1998).
- [14] П.С. Дорожкин. Дипломная работа (МФТИ, 1999).
- [15] M.I. Nathan. Sol. St. Electron., **29**, 167 (1986).

Редактор В.В. Чалдышев

Persistent photoeffects in $p-i-n$ GaAs/AlGaAs heterostructures with double quantum wells

S.I. Dorozhkin, V.B. Timofeev, J. Hvam*

Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia
* Danmarks Tekniske Universitet,
Microelectronics Center, III-V Nanolab,
2800 Lyngby, Denmark

Abstract In planar $p-i-n$ GaAs/AlGaAs heterostructures with two coupled GaAs quantum wells, under conditions of continuous laser illumination ($\lambda = 633$ nm) we have observed jumps in capacitance measured between n - and p -layers. The jumps occur as a function of both temperature (about $T = 2$ K) and dc voltage applied between the layers. Persistent effect of illumination has been observed which manifests itself in presence of jumps after switching off the illumination. We describe results of self-consistent calculations of charge and electric field distributions in the structure for the case when DX -centers, responsible for the appearance of persistent photoconductivity, are available in AlGaAs layers. We argue that the jumps in the capacitance can exist due to persistent photoexcited electrons and can determine the range of parameters where they are likely to appear.