

ФОРМИРОВАНИЕ DX^- -ЦЕНТРОВ В ПЛАНАРНО-ЛЕГИРОВАННОМ GaAs : Si В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

*М. Аше**

10409, Берлин, Германия

*О. Г. Сарбей***

*Институт физики Национальной академии наук Украины
03028, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 18 декабря 2002 г.,
после переработки 20 января 2004 г.

Описываются результаты экспериментальных исследований временной зависимости уменьшения тока и его частичного восстановления в планарно-легированном GaAs : Si в сильных электрических полях за счет формирования DX^- -центров. Приводится объяснение существования порогов по величине поля и концентрации доноров. В основе модели формирования центров лежит эффект изменения глубины и формы потенциальной ямы, связанной с планарным легированием, при перераспределении электронов между подзонами размерного квантования при их нагреве. При этом уровень DX^- -центра, энергия которого больше глубины ямы в отсутствие нагрева электронов, опускается в потенциальную яму и образование центров становится возможным, если предположить, что одновременно с заполнением резонансных электронных уровней в зоне проводимости горячие электроны возбуждают локальные колебательные моды.

PACS: 72.20.Ht, 72.20.Jv, 72.80.Ey

1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство экспериментальных и теоретических исследований DX^- -центров, выполненных до настоящего времени, касалось однородно легированных материалов (трехмерные слои или объемные образцы), но некоторые экспериментальные (например, [1–5]) и в последние годы теоретические работы [6–8] были посвящены двумерным структурам в арсениде галлия.

С экспериментальной точки зрения планарно-легированные структуры — весьма подходящие объекты для исследований влияния сильных электрических полей на кинетику формирования DX^- -центров, потому что в этих структурах можно получить очень высокую концентрацию легирующих атомов и одновременно создать очень сильные электрические поля без нагревания решетки и изменения свойств

образца. Используя технику коротких импульсов, мы исследовали ток как функцию электрического поля [4, 5], а также особенности времяпролетных спектров фононов [9] в δ -легированных структурах GaAs : Si и интерпретировали уменьшение тока со временем при заданном поле и особенности времяпролетных спектров как проявление формирования метастабильных центров в греющем электрическом поле.

Хотя ранее [10] и была сделана попытка определить некоторые характеристики формирования и ионизации DX^- -центров в греющих полях, однако, насколько мы знаем, ясная физическая модель влияния электрического поля на обсуждаемый переход из зонного состояния на резонансный уровень в греющем носителе электрическом поле в литературе отсутствует.

Недавно мы указали [11], что при разогреве электронов в структуре с δ -легированным слоем потенциальная яма углубляется и несколько меняет фор-

*M. Asche, e-mail: marion.asche@freenet.de

**E-mail: sarbey@profit.net.ua

му. Этот эффект должен играть важную роль для формирования DX^- -центров в сильных полях. Действительно, для образования DX^- -центров плотность электронов вблизи атомов кремния при энергиях, соответствующих уровню DX^- -центра, должна быть достаточно велика. Для этого необходимо чтобы уровни DX^- -центров лежали ниже энергии края ямы. Анализ литературных данных показывает, что при средних уровнях легирования и низких температурах, когда наблюдается формирование DX^- -центров в греющем электроны поле, в тепловом равновесии это условие не выполняется.

Цель данной работы — во-первых, получить новые экспериментальные данные при исследовании временной зависимости тока в планарно-легированном GaAs : Si с различной концентрацией кремния при температурах жидкого гелия и жидкого азота, во-вторых, предложить и обсудить физическую модель формирования DX^- -центра под влиянием греющих электрических полей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

2.1. Образцы и детали эксперимента

Исследовавшиеся структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для того чтобы выяснить, как влияют особенности структуры на образование центров, использовались две разные процедуры выращивания.

Структура типа 1 выращивалась на поверхности (001) монокристалла GaAs при постоянной температуре 550 °С. Дельта-слой наращивался при непрерывном поступлении атомов кремния, при эквивалентном парциальном давлении мышьяка $p = 7.1 \cdot 10^{-6}$ мбар [4]. Концентрация атомов кремния в этой структуре составляла $N_{Si} = 7 \cdot 10^{12}$ см⁻². В этих условиях в слое происходила реконструкция 2×3 .

Структура типа 2 выращивалась на вицинальной подложке из GaAs, поверхность которой отклонялась от плоскости (001) на 2° в направлении плоскости (111) галлия. Слой с $N_{Si} = 1.4 \cdot 10^{14}$ см⁻² наносился в импульсном режиме [12] при температуре 610 °С и эквивалентном парциальном давлении мышьяка $p = 6 \cdot 10^{-6}$ мбар. После этого температура снижалась до 580 °С, и структура покрывалась слоем арсенида галлия. Для указанных концентрации кремния и кристаллографической структуры подложки на α -реконструированной 2×4 поверхности GaAs растет кремниевая структура 3×2 [12–14].

Типичная геометрия мезоструктур задавалась

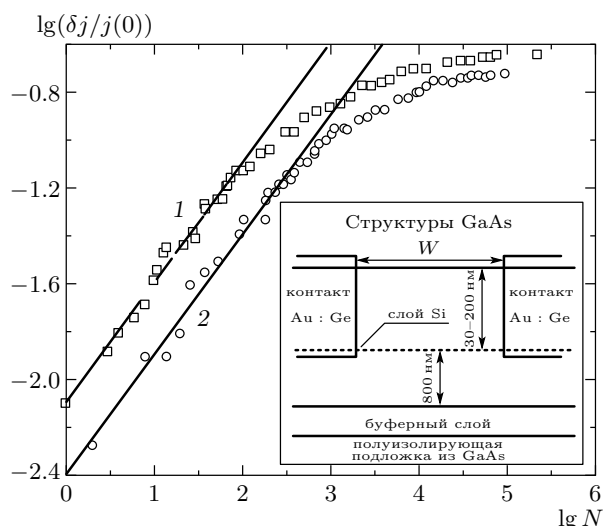


Рис. 1. Нормированные изменения тока в зависимости от числа импульсов электрического поля. Планарно-легированный GaAs : Si с $N_{Si} = 7 \cdot 10^{12}$ см⁻² (кривая 1) и $N_{Si} = 1.4 \cdot 10^{14}$ см⁻² (кривая 2), напряженность поля соответственно 17.7 и 18.8 кВ/см, температура $T = 77$ К. Начальные холловские концентрации $n = 3.5 \cdot 10^{12}$ см⁻² (кривая 1) и $n = 1.5 \cdot 10^{13}$ см⁻² (кривая 2). Точки — результат эксперимента, линии — аппроксимирующие кривые. На вставке показано схематическое изображение образцов

фотолитографически, расстояние между токовыми контактами (W на вставке к рис. 1) и их ширина составляли соответственно 8.3 или 19.1 мкм и 120 или 180 мкм. Контакты из сплава Au : Ge вжигались при $T = 430$ °С, поверхностный слой частично травливался перед металлизацией [4].

Измерения вольт-амперных характеристик и временной зависимости тока в различных электрических полях были выполнены в темноте в жидком азоте или гелии. Напряжение к образцам прикладывалось либо в виде одиночных прямоугольных импульсов длительностью 240 нс при измерении вольт-амперных характеристик и при малых временах в измерениях временных зависимостей, либо в виде повторяющихся импульсов с постепенным увеличением частоты до 200 Гц.

Амплитуды импульсов тока и напряжения измерялись осциллографом с высокочастотным высокоомичным делителем напряжения. При этом, так как сопротивление многих образцов лежало в области 20–40 Ом, для согласования нагрузки с выходом 50-омного генератора токовое сопротивление было сопоставимым с сопротивлением образца.

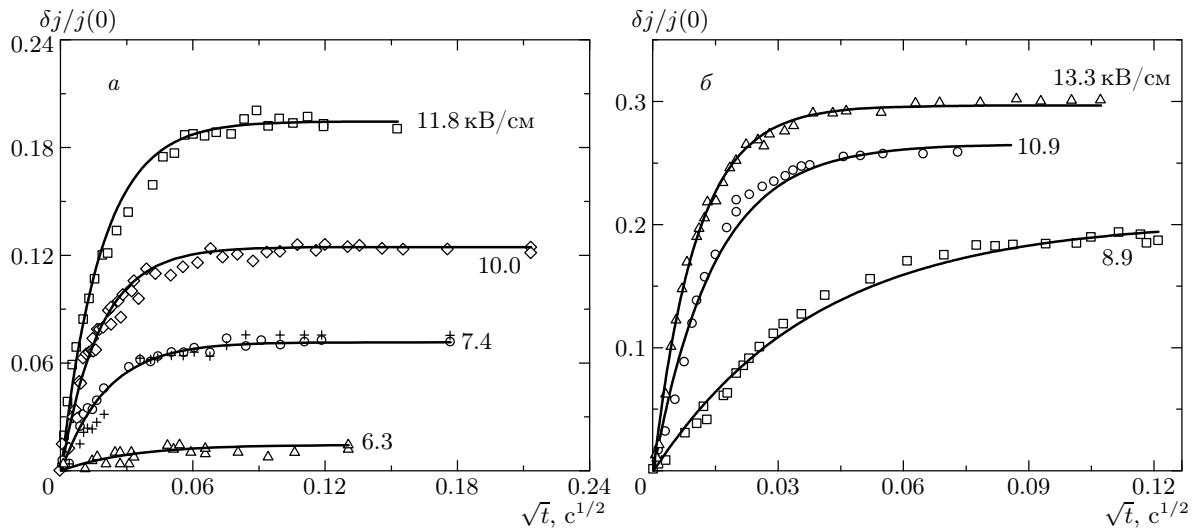


Рис. 2. Нормированные изменения тока в зависимости от квадратного корня из времени действия поля для GaAs : Si с $N_{Si} = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $n = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при $T = 77 \text{ К}$ (а) и $T = 4.2 \text{ К}$ (б). Точки — измеренные величины, линии — результат аппроксимации. Параметром служит напряженность поля, указанная около кривых. Для поля 7.4 кВ/см крестиками показаны величины до введения поправки

Чтобы обеспечить воспроизводимые исходные условия после каждого измерения временной зависимости тока образец нагревался до комнатной температуры при освещении и затем медленно охлаждался в темноте.

2.2. Экспериментальные результаты

Концентрация n электронов и их подвижность μ определялись из измерений эффекта Холла и проводимости при $T = 77 \text{ К}$ в магнитном поле приблизительно 1 кГс и были равны $n = 3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 3300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $n = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 1240 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ соответственно для структур типов 1 и 2. На образце типа 1 можно было провести измерения эффекта Шубникова-де Газа [4], из которых были определены концентрации электронов в первых трех подзонах размерного квантования: $3.3 \cdot 10^{12}$, $1.3 \cdot 10^{12}$ и $0.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

В обеих структурах при высоких гребущих полях ток уменьшался со временем t приложенного напряжения, т. е. с числом импульсов. Однако в структуре типа 1 с заметно меньшей концентрацией кремния ($N_{Si} = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) изменение тока со временем не было обнаружено [15]. Это обстоятельство свидетельствует о том, что существует минимальная концентрация электронов, при которой возможно формирование DX^- -центров.

Типичный пример изменения тока $\delta j(t) =$

$= j(0) - j(t)$, нормированного на величину тока $j(0)$ при $t = 0$, как функция числа N приложенных импульсов напряжения показан в двойном логарифмическом масштабе на рис. 1. При малом числе импульсов зависимость линейна с характерным наклоном 0.5, т. е. изменение тока в этой области пропорционально квадратному корню из времени¹⁾. Поэтому в дальнейшем мы используем корневой масштаб для временной оси.

Прежде чем перейти к описанию экспериментальных данных, мы хотели бы упомянуть одну особенность наших измерений. Очевидно, что для заданного выходного напряжения генератора при уменьшении тока напряженность поля в образце увеличивается из-за изменения падения напряжения на токовом резисторе. Таким образом, измеряемое изменение тока обусловлено как ожидаемым уменьшением проводимости образца, так и увеличением напряженности поля. Для того чтобы исключить вторую причину, мы вводили поправку в величину измеренного в момент t тока, используя вольт-амперную характеристику каждого образца и величину напряжения в этот же момент времени.

Для одного из образцов с уровнем легирования

¹⁾ Отметим, что такое поведение наблюдалось в большинстве измерений в обеих структурах, хотя для некоторых кривых разброс точек не позволяет сделать заключение однозначно, так что наклон в таких случаях мог быть выбран между 0.5 и 1.0.

$1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на рис. 2 показаны исправленные точки для зависимости $\delta j(t)/j(0)$ при 77 и 4.2 К (ось абсцисс — суммарное время действия поля). Как уже было видно из рис. 1, с ростом суммарного времени действия электрического поля пропорциональность изменения тока корню из времени нарушается и обнаруживается ясно выраженная тенденция к насыщению. Следует также подчеркнуть, что в этом образце при напряженности поля 6.3 кВ/см было зарегистрировано изменение тока только в 1%.

Сильное уменьшение максимального (при больших количествах импульсов порядка 10^6) изменения тока вблизи определенной напряженности поля наблюдалось во всех образцах. Это заставляет нас считать, что описываемый эффект должен быть охарактеризован определенным порогом по напряженности поля.

Насколько мы знаем, в настоящее время нет теории, с которой можно сравнить эти результаты. Поэтому, чтобы описывать их количественно, мы попытались аппроксимировать экспериментальные точки выражением, которое учитывает обе характерные особенности наших результатов: во-первых, линейную зависимость от квадратного корня из времени в начале изменения тока и, во-вторых, его насыщение при больших временах, величина которого зависит от напряженности поля. Для данной напряженности поля простым выражением, в котором выполняются оба условия, является формула с двумя параметрами [16]:

$$\frac{\delta j(t)}{j(0)} = \frac{\delta j_s(t)}{j(0)} \left[1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{t}{\tau}}\right) \right], \quad (1)$$

где δj_s — величина δj в области насыщения, а τ — характерное время уменьшения тока. В зависимости от образца и напряженности приложенного поля экспериментальные точки могут быть более или менее удовлетворительно описаны этим выражением. Аппроксимирующие кривые показаны на рис. 2 сплошными линиями.

На рис. 3 приведены зависимости $\delta j_s/j(0)$ от напряженности поля для того же самого образца типа 2 ($N_{Si} = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), что и на рис. 2, при 77 и 4.2 К и для образца типа 1 ($N_{Si} = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) при 77 К. Для того чтобы продемонстрировать воспроизводимость данных, приведены также точки для другого образца типа 2 при 4.2 К. На кривых четко видны не только пороги, но и насыщение величины $\delta j_s/j(0)$ при достаточно сильной напряженности поля. Следует подчеркнуть, что величина насыщения относительно велика, хотя и заметно меньше единицы. Учитывая аргументы, подобные используемым

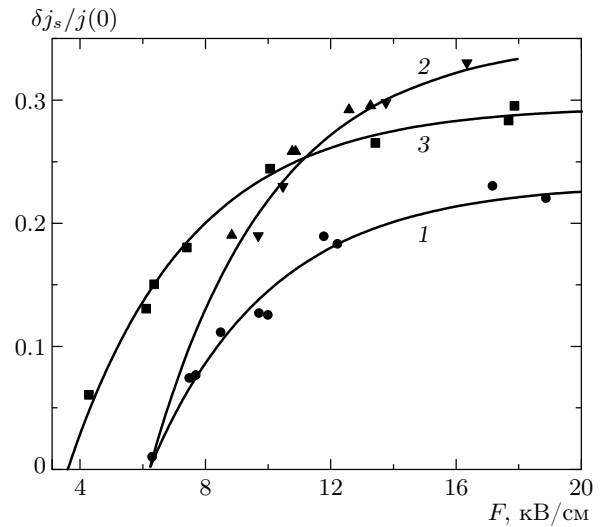


Рис. 3. Нормированные изменения тока в насыщении в зависимости от напряженности поля для образцов с $N_{Si} = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при 77 К (кривая 1) и 4.2 К (кривая 2), а также для образца с $N_{Si} = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при 77 К (кривая 3). Точки — результат эксперимента, линии — результат аппроксимации

$n, 10^{12}, \text{ см}^{-2}$	$T, \text{ К}$	$\delta j_s/j(0)$	$F_0, \text{ кВ/см}$	$F_j, \text{ кВ/см}$
3.5	77	0.295	3.60	3.9
15	77	0.230	6.15	3.9
15	4.2	0.350	6.20	3.9

при выводе формулы (1), мы аппроксимировали полученные точки выражением с тремя параметрами:

$$\frac{\delta j_s(t)}{j(0)} = \frac{\delta j_{ss}(t)}{j(0)} \left[1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{F - F_0}{F_j}}\right) \right], \quad (2)$$

где F_0 — пороговая напряженность поля, δj_{ss} — величина δj_s при $F \rightarrow \infty$, F_j характеризует темп, с которым насыщение тока растет с напряженностью поля. Аппроксимирующие кривые показаны на рис. 3 сплошными линиями. Значения параметров аппроксимирующих кривых приведены в таблице.

Сравнивая эти параметры, мы видим, что максимальная величина изменения тока уменьшается с увеличением концентрации кремния и температуры образца. Далее, величина порогового поля увеличивается с уровнем легирования, но зависит только очень слабо от температуры (по крайней мере в исследованном интервале температур). Стоит отметить, что все данные, приведенные на рис. 3, можно

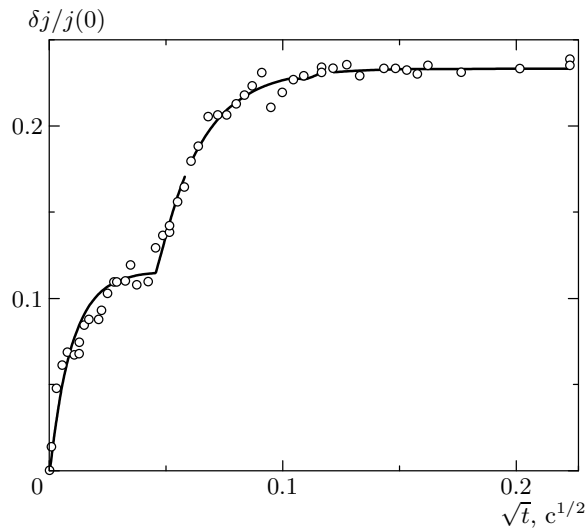


Рис. 4. Нормированные изменения тока в зависимости от квадратного корня из времени действия поля для GaAs: Si с $N_{Si} = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при 77 К и наличии высокополевого домена, $F = 12.7 \text{ кВ/см}$

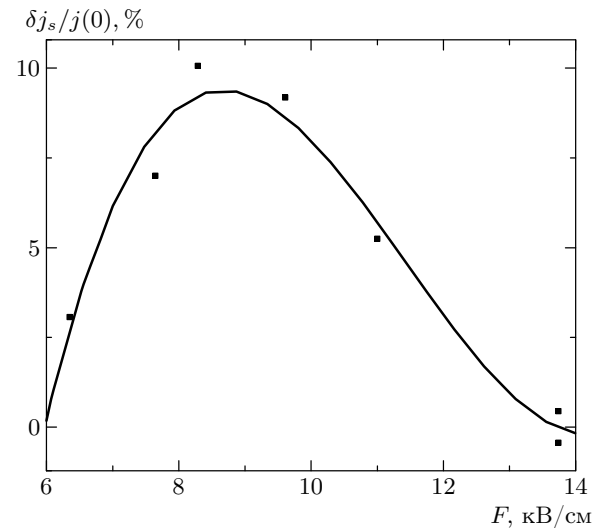


Рис. 5. Нормированное увеличение тока в насыщении в зависимости от напряженности поля после предварительного уменьшения тока при $F_s = 13.8 \text{ кВ/см}$ и $T = 77 \text{ К}$

было описать одной и той же величиной F_j в пределах точности аппроксимации.

Заметный разброс значений τ в зависимости от напряженности поля обычно не позволяет однозначно аппроксимировать эту зависимость. Тем не менее мы могли оценить характерное время, которое лежит в пределах от нескольких миллисекунд до десятых долей миллисекунды и резко уменьшается с увеличивающейся напряженностью поля от порогового значения до 8–10 кВ/см. Кроме того, можно утверждать, что ток изменяется со временем более быстро при более низких температурах и более сильном легировании.

На некоторых образцах была обнаружена интересная особенность, проявляющаяся при самых больших использованных напряженностях поля. Величина изменения тока росла ступенчато, и экспериментальные точки нельзя было описать простым выражением (1). Однако это можно было сделать, комбинируя два или три таких выражения с разными значениями $\delta j_s/j(0)$ и τ на разных интервалах времени. Это ясно иллюстрирует рис. 4. Мы связываем эту особенность с известным явлением формирования высокополевого домена в GaAs в сильных электрических полях.

Как было уже указано в [4], выключение электрического поля не меняет проводимости образца в течение нескольких дней, если он остается в темноте при низкой температуре. Если выдерживать образец

в сильном электрическом поле до насыщения изменения тока, а затем уменьшить поле, то ток увеличивается до соответствующего этому новому полю значения. Рисунок 5 демонстрирует, как изменение тока, полученное после выдержки в сильном электрическом поле, зависит от «разрушающего» более слабого поля. Такое частичное восстановление позволяет считать, что величина тока насыщения и напряженность поля связаны однозначно и что первая зависит только от условий эксперимента и напряженности поля, а не от предыстории образца.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Структура слоя

При интерпретации экспериментальных данных прежде всего возникает вопрос, могут ли наши структуры рассматриваться как δ -легированные. Чтобы ответить на этот вопрос, следует обсудить распределение атомов кремния в окрестности плоскости легирования. Оно существенно зависит от температуры и других условий выращивания структуры и заметно различается в разных исследованиях. Однако из анализа опубликованных данных [1, 2, 17–20] можно заключить, что «размазывание» слоя легирования для структуры типа 1 должно быть малым (в пределах 4 нм для полуширины

распределения) по сравнению с областью распределения электронов (больше 10 нм).

Ситуация более сложна для структуры типа 2. Из-за кристаллографической структуры поверхности в этом методе роста и выбранной температуры атомы кремния могут мигрировать к краям террас и преимущественно упорядочиваться в виде димеров (см. [12–14]). Это упорядочение, видимо, только слабо деградирует во время дальнейшего роста структуры [21]. Вследствие этого можно предположить, что, несмотря на относительно высокую температуру роста, узкое распределение примеси кремния сохраняется, если после формирования легированного слоя температура понижается. С другой стороны, малая доля атомов кремния, не входящая в димеры, может диффундировать при такой температуре на глубину до 20 нм.

Далее следует обратить внимание на тот факт, что, как обычно [1, 19, 22], концентрация атомов кремния и концентрация электронов, определенная по эффекту Холла, различаются примерно в два раза для структуры типа 1 и на порядок величины и более для высоколегированных структур типа 2. Известно, что из-за различной подвижности электронов в разных подзонах δ -структуры холловские измерения не дают правильных величин полной концентрации носителей тока. Результаты измерений эффекта Шубникова–де Газа на образце типа 1, как упоминалось выше, показывают, что эта ошибка лежит в пределах 30%. Однако введение такой коррекции не устраняет рассматриваемого различия. Это особенно ярко выражено для структур с большей концентрацией атомов кремния.

При обсуждении этой проблемы важно знать распределение атомов кремния в решетке. Разные исследования объемно-легированного GaAs показывают, что кремний может встраиваться в решетку не только на месте катиона как мелкий донорный уровень Si_{Ga} , но также и на месте аниона как акцептор Si_{As}^- и как компонент комплексов $\text{Si}_{\text{Ga}}^+ - \text{Si}_{\text{As}}^-$, $\text{Si} - \text{V}_{\text{Ga}}$. Дефект V_{Ga} в этом комплексе может существовать как V_{Ga}^- , $\text{V}_{\text{Ga}}^{-2}$ или $\text{V}_{\text{Ga}}^{-3}$, а также как комплекс $\text{Si} - \text{X}$, который был приписан плоскому комплексу $\text{V}_{\text{Ga}} - \text{Si}_{\text{As}} - \text{As}_{\text{Ga}}$, но может быть только нарушенным вариантом вакансионного комплекса [23, 24]. Рамановская спектроскопия локальных вибрационных мод показывает, что такие дефекты тоже присутствуют в наших образцах [4, 13].

Принимая для сечения рассеяния на указанных дефектах значения такого же порядка величины, как в [25], можно устранить несоответствие между данными эффекта Холла и концентрацией легирующей

примеси только для наших структур типа 1 с меньшей концентрацией кремния.

При сильном объемном легировании арсенида галлия (более 10^{19} см^{-3}) может стать существенным формирование DX^- -центров, что ведет к уменьшению концентрации свободных носителей относительно концентрации доноров [26]. Существуют предположения, что в планарно-легированных структурах наблюдаемое несоответствие также может быть вызвано DX^- -центрами [1, 22, 23, 27]; по мнению авторов работы [28], ими было получено экспериментальное подтверждение этому для образца с $N_{\text{Si}} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Здесь следует сделать некоторые замечания. В «объемных» образцах арсенида галлия с $N_{\text{Si}} = 6.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при гидростатическом давлении в спектре поглощения локальных вибрационных мод наблюдался пик при $\lambda = 395 \text{ см}^{-1}$ [29]. Его интерпретация была связана с DX^- -центром и теоретически обсуждена в работах [30, 31]. Однако такой пик (экстраполированный приблизительно к $\lambda = 376 \text{ см}^{-1}$ при атмосферном давлении) не был обнаружен ни в спектрах ИК-поглощения локальных вибрационных мод для δ -структур [22], ни в рамановских спектрах для наших структур [4, 13] в пределах чувствительности измерений. Кроме того, главная особенность DX^- -центров — существование замороженной фотопроводимости при низкой температуре — не была однозначно установлена в работах [1, 2, 32]. Поэтому мы считаем, что в начальном состоянии в наших структурах концентрация DX^- -центров пренебрежимо мала (если они вообще присутствуют).

Чтобы объяснить большое различие концентраций свободных носителей и введенного кремния в структурах типа 2, мы предполагаем, что электроны остаются связанными на атомах кремния, упорядоченных в пары на соседних «галлиевых местах». Являются ли эти пары подобными димерам на поверхности роста с частичным переносом заряда [33–36] или представляют собой комплекс ковалентно связанных атомов $\text{Si}_{\text{Ga}} - \text{Si}_{\text{Ga}}$, как предполагается и теоретически рассчитывается в [37], остается неясным. Заметим, что электрически нейтральная легированная плоскость действительно наблюдалась в [38]. Если это так, то только отдельные атомы кремния, расположенные вблизи плоскости легирования, могут поставлять электроны в зону проводимости.

3.2. Вычисление энергетического спектра

Для обсуждения полученных экспериментальных данных мы вычислили энергетический спектр

δ -легированного слоя при разных температурах методом, описанным в [39]. Использовалась идеализированная модель бесконечной цепочки независимых квантовых ям. Для ее применимости расстояние между соседними ямами, с одной стороны, должно быть таким, чтобы можно было пренебречь перекрытием волновых функций электронов даже для высоколежащих уровней в квантовой яме, с другой стороны, оно не должно быть слишком большим, чтобы на одну легированную плоскость приходилось малое число состояний с энергией, большей чем энергия края ямы. При этом условии заполнением этих состояний можно пренебречь. При концентрациях и температурах электронов в наших экспериментах оба условия могут быть выполнены, если расстояние между δ -слоями лежит в области 150–200 нм. Далее мы пренебрегаем непараболическостью зоны проводимости. Ее влияние на положение уровней энергии и заполнение состояний не превышает 10% при самой высокой концентрации электронов ($n = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$), для которой были выполнены вычисления в [40]. Положительный заряд ионов кремния считается однородно распределенным по плоскости (модель желе). Это приближение оправдано, если концентрация ионов кремния $N_{\text{Si}^+} > 10^{12} \text{ см}^{-2}$. При этом среднее расстояние между ионами будет меньше, чем характерный пространственный размер волновой функции электрона даже в основном состоянии.

Система, которую следует решать, состоит из одномерных уравнений Шредингера и Пуассона, дополненных условием нейтральности [11]. В безразмерных переменных $L_0 = \hbar^2 \varepsilon / m e^2$, $E_0 = m e^4 / \varepsilon^2 \hbar^2$, $N_0 = 1 / L_0^2$, где ε — диэлектрическая проницаемость, они имеют вид

$$\frac{d^2 \psi_n(x)}{dx^2} + 2 [E_{n0} - V(x) - V_{ex}] \psi_n(x) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = 4\pi \left\{ N_s f(x) - \frac{T}{\pi} \times \sum_n \ln \left[1 + \exp \left(-\frac{E_{n0} - \zeta}{T} \right) \right] |\psi_n|^2 \right\}, \quad (4)$$

$$N_s - \frac{T}{\pi} \sum_n \ln \left[1 + \exp \left(-\frac{E_{n0} - \zeta}{T} \right) \right] = 0, \quad (5)$$

где $V(x)$ — самосогласованная энергия электронного облака в поле заряда ионов кремния без учета обменно-корреляционного вклада, V_{ex} — обменно-корреляционная энергия, ζ — уровень Ферми, E_{n0} — энергия дна подзоны n , T — температура в безразмерных единицах энергии, $f(x)$ —

функция распределения положительно заряженных ионов, которая, как предполагается, является или δ -образной или гауссовой, N_s — концентрация ионов, отнесенная к плоскости. Мы использовали обменно-корреляционную энергию в приближении локальной плотности в форме [41]

$$V_{ex} = -\frac{1}{\alpha \pi r_s} + \gamma \frac{1.16 \beta_1 \sqrt{r_s} + 1.33 \beta_2 r_s}{(1 + \beta_1 \sqrt{r_s} + \beta_2 r_s)^2}, \quad r_s \geq 1, \quad (6)$$

$$V_{ex} = -\frac{1}{\alpha \pi r_s} + A \ln r_s + \left(B - \frac{A}{3} \right) + 2Cr_s \ln \left(\frac{r_s}{3} \right) + \frac{1}{3} (2D - C) r_s, \quad r_s < 1, \quad (7)$$

где

$$r_s = \left(\frac{0.75}{n} \right)^{1/3},$$

$$n = \frac{T}{\pi} \sum_n \ln \left[1 - \exp \left(-\frac{E_{n0} - \zeta}{T} \right) \right] |\psi_n|^2$$

и значения постоянных β_i , A , B , C , D приведены в [41].

В этих выражениях явная зависимость обменно-корреляционной энергии от температуры не учитывается. Как показано в [42], эта зависимость несущественна в интересной для нас области концентрации, и ею можно пренебречь в наших вычислениях.

Соответствующие граничные условия имеют вид

$$V(\infty) = 0, \quad \psi_n(\infty) = 0,$$

$$\frac{dV(0)}{dx} = 2\pi N_s \quad \text{для } \delta\text{-образной функции распределения,}$$

$$\psi_n(0) = 0 \quad \text{при четных } n,$$

$$d\psi_n(0)/dx = 0 \quad \text{при нечетных } n.$$

Система решалась численно методом итераций для различных температур и концентраций примесей. В нулевом приближении потенциал рассчитывался как некоторая линейная комбинация двух частей: одна определялась зарядом электронов и была вычислена аналитически из уравнения Пуассона в приближении Томаса–Ферми, другая обусловлена положительными ионами. Обменно-корреляционная энергия была включена во все последующие аппроксимации.

Вычисления были выполнены для расстояний до 150 нм от легированной плоскости; для расстояния до 30 нм интервал между двумя соседними точками был выбран равным 0.1 нм, далее — 0.4 нм. Самосогласованные вычисления были продолжены до тех

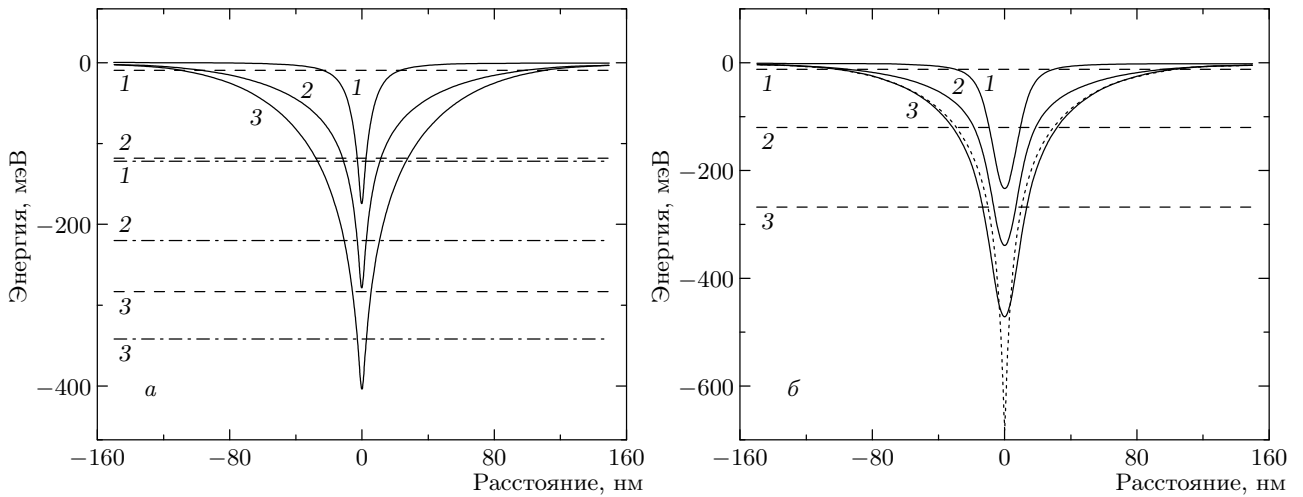


Рис. 6. Результаты самосогласованных вычислений потенциала (кривые с минимумом), положения уровня Ферми (штрихи) и дна нижней подзоны (штрихпунктир) для температур электронов 5 К (линии 1), 300 К (линии 2) и 700 К (линии 3). Планарно-легированный GaAs : Si с концентрацией доноров $N_{Si}^+ = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и полушириной гауссова распределения ионов $d = 2 \text{ нм}$ (а) и с $N_{Si}^+ = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $d = 20 \text{ нм}$ (б); пунктирная кривая — $d = 0, T = 77 \text{ К}$

пор, пока потенциал в каждой из 600 точек не изменялся в пределах точности 0.1%. Число уровней энергии в потенциальной яме находилось автоматически из условия, по которому самый высокий уровень энергии отличался от нулевой энергии только на несколько процентов от задаваемой электронной температуры. В зависимости от температуры и концентрации электронов число итераций для получения указанной точности варьировалось между 30 и 150.

На рис. 6 показаны результаты вычислений для гауссовских распределений с полуширинами $d = 2 \text{ нм}$ (рис. 6а) и $d = 20 \text{ нм}$ (рис. 6б) с концентрациями доноров $N_{Si}^+ = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (рис. 6а) и $N_{Si}^+ = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рис. 6б), а также для истинного δ -распределения (пунктирная кривая на рис. 6б) с температурой в качестве параметра. На этих рисунках хорошо видна сильная зависимость формы и глубины потенциальной ямы от температуры, описанная в [11, 16]. Такое поведение потенциала имеет ясное физическое объяснение: заселение вышележащих подуровней при повышении температуры и соответствующее ему увеличение среднего расстояния электронного облака от центра положительно заряженного слоя приводит к неизбежному углублению потенциальной ямы. Из наших вычислений следует, что глубина ямы увеличивается почти линейно между 5 и 700 К одинаково для обеих концентраций со скоростью 0.38 мэВ/К.

Сравнивая формы потенциальных ям для δ -рас-

пределения и для гауссовского (рис. 6б), следует отметить, что расширение области легирования при заданной концентрации уменьшает глубину ямы, но, особенно при высоких температурах, только слегка изменяет ее форму. Мы хотели бы отметить, что для низких температур наши результаты очень хорошо согласуются с опубликованными данными [1, 22, 43].

3.3. Обзор и анализ экспериментальных фактов

Наблюдавшееся уменьшение тока мы связываем [4, 16] с захватом электронов на метастабильные DX^- -центры при их формировании в сильных электрических полях в планарно-легированных структурах²⁾. Чтобы оценить концентрацию сформированных центров, мы должны знать, как количественно связать уменьшение тока с изменением концентрации свободных электронов. Было установлено, что при формировании центров в однородно легированных слоях в области слабых полей подвижность увеличивается. Это увеличение интерпретировалось как следствие формирования нейтральных центров и, следовательно, уменьшения числа актов рассеяния [47] или как корреляция положительно и отри-

²⁾ Уменьшение тока в гребющем электрическом поле, которое авторы работ [44–46] связывают с DX^- -центрами, наблюдалось в полевых транзисторах, где центры захвата формировались в барьерах AlGa–AlGaAs.

цательно заряженных ионов [48–53], которая также приводит к уменьшению вероятности рассеяния.

В наших контрольных измерениях в слабых полях (только несколько вольт на сантиметр) изменения тока при формировании центров оказались заметно меньшими, чем в сильных полях. Мы объясняем этот факт увеличением подвижности в слабом поле, которое уменьшает изменения тока, обусловленные сокращением числа электронов в согласии с результатами для однородно легированных слоев. Однако в сильных полях рассеивание на примесях играет только незначительную роль [54], и разумно предположить, что в наших измерениях с горячими электронами изменение тока определяется, главным образом, изменением концентрации свободных электронов.

Перечислим теперь наиболее важные экспериментальные особенности исследованного явления и сравним их с известными результатами для однородно легированных слоев.

1. Уменьшение тока в сильном электрическом поле наблюдалось только при низких температурах. Показано, что этот эффект качественно не изменяется при температурах между 77 и 4.2 К.

2. Как было установлено в [4] и подтверждено в настоящем исследовании, после выключения поля новое значение проводимости остается неизменным в течение нескольких дней. Однако, если образец нагревался до температуры выше 120–140 К или освещался светом с длиной волны меньше 0.9 мкм, ток возвращался к своей начальной величине. Показано, что циклы (уменьшение тока при низкой температуре в сильном электрическом поле и его восстановление при нагревании или освещении) могут быть повторены много раз без видимого изменения поведения образца.

Эти особенности подобны свойствам однородно легированных слоев $Al_xGa_{1-x}As : Si$ с $x > 0.23$ (или при высоком давлении для меньших значений x и для GaAs), когда в них образуются DX^- -центры [26, 50, 55–59]. Именно это и послужило причиной нашего утверждения, что центры захвата, формирующиеся в высоких электрических полях, являются DX^- -центрами [4].

3. Примечательная особенность наблюдаемого нами эффекта — частичное восстановление тока в полях более слабых, чем при формировании центров. Относительная величина увеличения тока при этом зависит от приложенного напряжения.

Кроме этого существуют два следующих характерных отличия центров в объемно-легированных структурах от центров планарно-легированных.

4. Важный экспериментальный факт — существование хорошо определенного порога по концентрации доноров для вызванного полем уменьшения тока. Никакого изменения тока не было обнаружено в полях около 10 кВ/см в образцах с концентрацией кремния $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Эта планарная концентрация соответствует объемной концентрации $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В однородно легированных слоях метастабильные центры наблюдались, по крайней мере, до ее значений $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, как указано в [55, 60, 61], и, насколько мы знаем, в литературе нет никаких указаний о пороге в объемно-легированных соединениях $A^{III}B^V$ и их сплавах.

5. Другая примечательная особенность исследованных структур — корневая зависимость уменьшения тока от времени при малых временах и простая форма зависимости от этого аргумента в равенстве (1) для больших времен.

Большинство исследований DX^- -центров в однородно легированных кремнием соединениях $A^{III}B^V$ было выполнено при таких условиях (гидростатическое давление, сплавы с достаточно большим x), при которых основным состоянием кремния было состояние DX^- -центра с уровнем энергии в запрещенной зоне. В этом случае энергетический барьер для эмиссии электронов из DX^- -центров превышает барьер для захвата. Следовательно, заполнение DX^- -центров, соответствующее тепловому равновесию (степень которого зависит от величины x или давления), становится измеримым при некоторой температуре (120–140 К) при охлаждении образца. При такой температуре, с одной стороны, время для надбарьерного захвата свободных электронов из Γ -зоны мало по сравнению со временем измерения и, с другой стороны, вероятность выброса захваченного электрона пренебрежимо мала. Однако в арсениде галлия при атмосферном давлении, согласно теоретическим вычислениям [62–65], DX^- -центр — резонансное метастабильное состояние, расположенное высоко в зоне проводимости, с эффективной энергией относительно края Γ -зоны равной приблизительно 0.230–0.295 эВ и увеличивающейся с концентрацией легирующей примеси [26, 47, 66]. Барьер для выброса из него электрона составляет приблизительно 0.30–0.33 эВ, а барьер для захвата электронов с энергией на дне зоны проводимости — приблизительно 0.55–0.63 эВ.

Измеримое заселение этих центров в тепловом равновесии возможно, только если зона проводимости заполнена электронами приблизительно до уровня DX^- -центра. Поэтому требуемая электронная концентрация должна быть равна примерно

$1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Вероятно, что различие между концентрациями свободных электронов и атомов легирования в сильнолегированных «объемных» образцах (по крайней мере, частично) обусловлено наличием DX^- -центров [8], как упомянуто в п. 3.1. Вообще говоря, существует теоретическая возможность сформировать DX^- -центр в GaAs и при меньших электронных концентрациях. Например, это можно было бы осуществить при оптическом возбуждении свободных или валентных электронов в резонансное состояние атома кремния с равной нулю обобщенной координатой Q и его дальнейшим преобразованием в DX^- -центр ($Q \neq 0$) из-за сильного электрон-фононного взаимодействия в этом состоянии (см. [67] и ссылки там) или из-за взаимодействия Яна–Теллера [68]. Но резонансный характер этого состояния обуславливает его малое время жизни, так что релаксация электрона в пределах зоны проводимости кажется более вероятной, чем захват второго электрона с «большой релаксацией» решетки, т. е. образование DX^- -центра.

3.4. Формирование DX^- -центров при перераспределении горячих электронов в квантовой яме

Результаты расчетов температурной зависимости энергетического спектра, представленные на рис. 6, использовались нами, чтобы описать влияние греющих электрических полей на ход потенциала в квантовой яме при планарном легировании. Действительно, самосогласованный потенциал непосредственно не зависит от температуры решетки, в то время как температура в функции Ферми обозначает электронную температуру. При высоких концентрациях электронов, которые являются характерными для наших образцов, даже в греющих электрических полях электрон-электронное взаимодействие доминирует среди неупругих процессов рассеяния. Поэтому в качестве возможного приближения для функции распределения можно ввести ферми-распределение с эффективной электронной температурой. Мы не определяли связь между электронной температурой и электрическим полем, которая могла быть получена методом Монте-Карло либо численным решением уравнения Больцмана. Однако, чтобы получить представление о порядках величин, мы экстраполировали результаты опубликованных вычислений [69, 70] до более высоких напряженностей поля, принимая во внимание и некоторые результаты для объемного GaAs [71]. Из рис. 7 видно, что температура 700 К соответствует полю око-

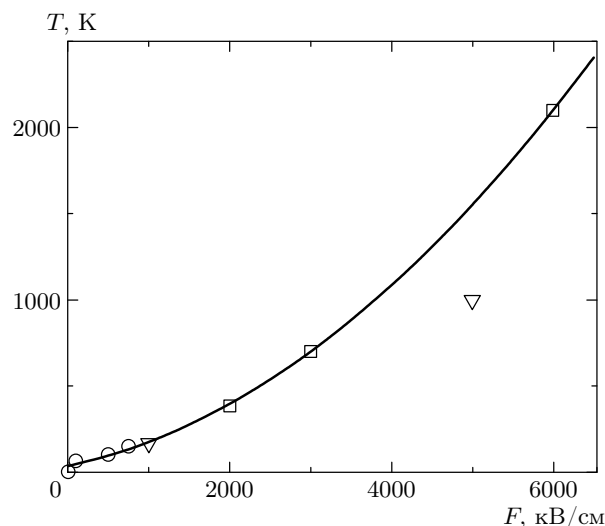


Рис. 7. Вычисленные температуры электронов как функции электрического поля для δ -легированного GaAs с концентрацией примеси $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при температуре решетки 4 К [69] (кружки), с концентрацией примеси $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при температуре решетки 5 К [70] (треугольники) и для объемного GaAs [71] без рассеяния на примесях (квадраты)

ло 3 кВ/см, т. е. области, где наблюдается порог для формирования DX^- -центров.

Для объяснения механизма формирования DX^- -центров в греющих электрических полях важно принять во внимание, что уровень энергии DX^- -центров в отсутствие поля расположен при $E_{DX} > 0$ в обеих наших структурах при температурах ниже приблизительно 200 К (см. рис. 6). Из-за этого волновые функции квазисвободного электрона и состояния электрона, соответствующего DX^- -центру, перекрываются незначительно и вероятность перехода между обоими состояниями мала. При нагревании электронов в электрических полях уровень энергии DX^- -центров смещается в потенциальную яму и формирование DX^- -центров становится принципиально возможным.

Кроме того, электрическое поле увеличивает радиус экранирования [16]. Согласно [62], увеличение радиуса экранирования ведет к уменьшению энергии DX^- -центров и способствует смещению Si_{Ga} в направлении межузельного положения.

Следует подчеркнуть, что, как показано в [4], уменьшение тока зависит только от произведения длительности импульса и частоты в пределах использованных нами длительностей импульсов. Это означает, что повышение температуры решетки в течение импульса не играет роли в формирова-

нии DX^- -центров. Поэтому система не находится в термодинамическом равновесии, так что динамика формирования, предложенная в [62], строго говоря, неприменима в нашем случае.

Однако следует принять во внимание, что горячие носители могут возбуждать помимо оптических и акустических фононов еще и локальные колебания атомов кремния³⁾. В течение короткого времени локальная мода распадается на фононы более низких энергий [72]. Если вероятность связывания двух горячих носителей на атоме кремния в положении замещения сопоставима с вероятностью распада локальных вибрационных мод, формирование DX^- -центров становится возможным. Очевидно, этот процесс существенно зависит от концентрации электронов, что и может объяснить экспериментально наблюдаемый порог по концентрации.

Для процессов в планарно-легированных образцах типична иерархия времен для захвата электронов вследствие многоуровневой структуры энергетического спектра и флуктуаций потенциала в плоскости легирования [73, 74]. Поэтому система напоминает такие, которые являются масштабно-инвариантными относительно времени [75], и ее поведение описывается «растянутой» экспонентой, как это наблюдается в наших экспериментах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены подробные измерения временных зависимостей изменения тока в сильных электрических полях при температурах $T = 77$ К и $T = 4.2$ К в планарно-легированных структурах GaAs : Si. Полученные данные, а также результаты ранее выполненных нами исследований показывают, во-первых, что уменьшение тока при разогреве электронов обусловлено образованием DX^- -центров в плоскости легирования и, во-вторых, что для этого процесса характерна особенность, отличающая его от образования DX^- -центров в объемно-легированных кристаллах, а именно — в исследованных нами структурах формирование DX^- -центров характеризуется порогами по электрическому полю и концентрации электронов.

Для объяснения этой особенности выполнены расчеты зависимости глубины и формы потенци-

альной ямы и положения уровня Ферми в ней от электронной температуры. Как известно, потенциальная яма при δ -легировании образуется за счет положительного заряда ионов ионизированной примеси и распределенного в пространстве заряда электронов. При разогреве электроны «уходят» дальше от плоскости легирования, ширина ямы увеличивается, а яма становится глубже.

В нулевом электрическом поле уровень DX^- -центра находится намного выше края ямы и электроны с такой энергией в области ямы практически отсутствуют — образование DX^- -центров пренебрежимо мало. При разогреве электронов уровень DX^- -центра вследствие увеличения глубины ямы опускается в нее и формирование DX^- -центров становится возможным. Это объясняет существование порога по электрическому полю. Оценки электронной температуры в наших измерениях приводят к величине порога, близкой к наблюдаемой в экспериментах. Существование порога по концентрации электронов может быть объяснено в рамках гипотезы о формировании DX^- -центров при возбуждении локальных колебательных мод горячими электронами.

Временная кинетика образования DX^- -центров в планарно-легированном GaAs : Si в форме «растянутой» экспоненты требует дальнейшей разработки модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Zrenner, F. Koch, R. L. Williams et al., *Semicond. Sci. Technol.* **3**, 1203 (1988).
2. P. M. Koenraad, W. de Lange, F. A. P. Blom et al., *Semicond. Sci. Technol.* **6**, B 143 (1991).
3. E. Bucks, M. Heilblum, Y. Levinson, and H. Striktman, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 2031 (1994).
4. R. Stasch, M. Asche, L. Daeweritz et al., *J. Appl. Phys.* **77**, 4463 (1995).
5. R. Stasch, M. Asche, M. Giehler et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 3215 (1996).
6. T. M. Schmidt and A. Fazio, *Phys. Rev. B* **51**, 7898 (1995).
7. A. Fazio and T. M. Schmidt, in *Proc. 18th Int. Conf. on Defects in Semicond.*, Japan 1995, *Mat. Sci. Forum* **196–201**, 421 (1995).
8. R. H. Miwa and T. M. Schmidt, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1999 (1999).

³⁾ Какие-либо теоретические исследования или прямое экспериментальное наблюдение возбуждения локальных колебаний горячими электронами нам неизвестны. На это может указывать дополнительный поток фононов, наблюдаемый в измерениях времяпролетных спектров [9].

9. B. Danilchenko, A. Klimashov, M. Asche, and R. Hey, *Semicond. Sci. Technol.* **15**, 744 (2000).
10. M. Asche, O. G. Sarbey, and Z. Wilamowski, *Physica B* **272**, 241 (1999).
11. M. Asche and O. G. Sarbey, *Phys. Rev. B* **66**, 2333 (2002).
12. L. Daeweritz, H. Kostial, R. Hey et al., *J. Cryst. Growth* **150**, 214 (1955).
13. D. K. Biegelsen, R. D. Bringans, J. E. Northrup, and L.-E. Swartz, *Phys. Rev. B* **41**, 5701 (1990).
14. Z. M. Wang, L. Daeweritz, P. Schuetzenduebe, and K. H. Ploog, *Phys. Rev. B* **61**, R2440 (2000).
15. R. Stasch, частное сообщение.
16. M. Asche and O. G. Sarbey, *Physica B* **308–310**, 788 (2001).
17. J. Wagner, M. Ramsteiner, W. Stolz et al., *Appl. Phys. Lett.* **55**, 978 (1989).
18. O. Brandt, G. E. Crook, K. Ploog et al., *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2730 (1991).
19. P. M. Koenraad, F. A. P. Blom, C. J. G. M. Langerak et al., *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 861 (1990).
20. K. Koehler, P. Ganser, and M. Maier, *J. Cryst. Growth* **127**, 720 (1993).
21. M. R. Fahy, M. J. Ashwin, J. J. Harris et al., *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1805 (1992).
22. M. J. Ashwin, M. Fahy, J. J. Harris et al., *J. Appl. Phys.* **73**, 633 (1993).
23. R. C. Newman, E. G. Grosche, M. J. Ashwin et al., *Mat. Sci. Forum* **258–263**, 1 (1997).
24. M. J. Ashwin, R. C. Newman, and K. Muraki, *J. Appl. Phys.* **82**, 137 (1997).
25. R. Murray, R. C. Newman, M. J. L. Sangster et al., *J. Appl. Phys.* **66**, 2589 (1989).
26. T. N. Theis, M. Mooney, and S. L. Wright, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 361 (1988).
27. E. Skuras, R. Kumar, R. L. Williams et al., *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 535 (1991).
28. S. Arscott, M. Missous, and L. Dobaczewski, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 620 (1992).
29. J. A. Wolk, M. B. Krueger, J. N. Heyman et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 774 (1991).
30. M. Saito, A. Oshiyama, and O. Sugino, *Phys. Rev. B* **47**, 13205 (1993).
31. R. Jones and S. Oeberg, *Phys. Rev. B* **44**, 3407 (1991).
32. G. Li and C. Jagadish, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 90 (1997).
33. L. Pauling and Z. S. Herman, *Phys. Rev. B* **28**, 6154 (1983).
34. D. H. Rich, T. Miller, and T. C. Chiang, *Phys. Rev. B* **37**, 3124 (1988).
35. E. Artacho and F. Yndurain, *Phys. Rev. B* **42**, 11310 (1990).
36. J. Dabrowski, F. Pehlke, and M. Scheffler, *Phys. Rev. B* **49**, 4790 (1994).
37. K. Shiraiishi and T. Ito, *Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 2* **37**, L1211 (1998).
38. R. B. Beall, J. B. Clegg, J. Castagne et al., *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 1171 (1989).
39. C. R. Proetto, in *Delta-doping of Semiconductors*, ed. by E. F. Schubert, Cambridge Univ. Press, Cambridge, England (1996), p. 23.
40. A. Zrenner, F. Koch, and K. Ploog, *Surf. Sci.* **196**, 671 (1988).
41. J. Perdew and A. Zunger, *Phys. Rev. B* **23**, 5048 (1981).
42. Uday Gupta and A. K. Rajagopal, *Phys. Rev. A* **22**, 2792 (1980).
43. O. A. Mezrin, A. Y. Shik, and V. O. Mezrin, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 664 (1992).
44. R. Fischer, T. J. Drummond, J. Klem et al., *IEEE Trans.*, **ED31**, 1628 (1984).
45. A. Kastalsky and R. A. Kiehl, *IEEE Trans.*, **ED33**, 414 (1986).
46. T. N. Theis, B. D. Parker, P. M. Solomon, and S. L. Wright, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1542 (1986).
47. D. K. Maude, J. C. Portal, L. Dmowski et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 815 (1987).
48. D. J. Chadi, K. J. Chang, and W. Walukiewicz, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1923 (1989).
49. E. P. O'Reilly, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1409 (1989).
50. T. Suski, R. Piotrkowski, P. Wisniewsky et al., *Phys. Rev. B* **40**, 4012 (1989).
51. J. Kossut, Z. Wilamowski, T. Dietl, and K. Swiatek, in *Proc. 20th ICPS*, ed. by E. M. Anastassaki and J. D. Joanopoulos, World Scientific, Singapore (1990), p. 613.

52. P. Wisniewski, T. Suski, L. H. Dmowski et al., *Mat. Science Forum* **143–147**, 617 (1994).
53. E. Litwin-Staszewska, T. Suski, C. Skierbiszewski et al., *J. Appl. Phys.* **77**, 405 (1995).
54. W. T. Masselink, T. S. Henderson, J. Klem et al., *IEEE Trans.*, **ED33**, 639 (1986).
55. M. Tachikawa, T. Fujizawa, H. Kukimoto et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, L893 (1985).
56. T. Ishikawa and T. Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **25**, L484 (1986).
57. J. T. Fujisawa and H. Kukimoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L388 (1990).
58. E. Calleja, F. Garcia, A. Gomez et al., *Appl. Phys. Lett.* **56**, 934 (1990).
59. M. F. Li and P. Y. Yu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** (Suppl. 1), 200 (1993).
60. M. Mizuta, M. Tachikawa, H. Kukimoto, and S. Minomura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, L143 (1985).
61. M. F. Li, P. Y. Yu, E. R. Weber, and W. Hansen, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 349 (1987).
62. D. J. Chadi and K. J. Chang, *Phys. Rev. B* **39**, 10063 (1989).
63. S. W. Biernacki, *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 17 (1996).
64. T. M. Schmidt, A. Fazio, and M. J. Caldas, *Phys. Rev. B* **53**, 1315 (1996).
65. D. J. Chadi and K. J. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 873 (1988).
66. T. Baba, M. Mizuta, T. Fujisawa et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L891 (1987).
67. Y. Toyozawa, *Physica B* **116**, 7 (1983).
68. P. Krueger and J. Polman, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1155 (1995).
69. S. Goodnick and P. Lugli, in *High-Speed Electronics*, ed. by B. Kallack and H. Beneking, Springer (1986), p. 116.
70. P. Lugli, S. Goodnick, and F. Koch, *Superlatt. and Microstruct.* **2**, 335 (1986).
71. J. Pozela and A. Reklaitis, *Sol. St. Electron.* **23**, 927 (1980).
72. C. Newman, in *Delta-Doping of Semiconductors*, ed. by E. F. Schubert, Cambridge Univ. Press, Cambridge, England (1996), p. 279.
73. Z. Wilamowski, J. Kossut, W. Jantsch, and G. Ostermayer, *Semicond. Sci. Technol.* **6**, B 38 (1991).
74. P. Sobkowitz, Z. Wilamowski, and J. Kossut, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 1155 (1992).
75. H. Scher, M. F. Shlesinger, and J. F. Bandler, *Physics Today* **44**, 26 (1991).