

Влияние энергии фотонов и температуры на эффект замороженной туннельной фотопроводимости структур $\text{Al}/\delta(\text{Si})-\text{GaAs}$

© И.Н. Котельников*[¶], С.Е. Дижур*, М.Н. Фейгинов**+, Н.А. Мордовец*

* Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 125009 Москва, Россия

+ Technische Universität Darmstadt, D-64283 Darmstadt, Deutschland

(Получена 5 декабря 2005 г. Принята к печати 19 декабря 2005 г.)

Методом туннельной спектроскопии при гелиевых температурах исследован эффект замороженной (persistent) туннельной фотопроводимости: сгущение пустых уровней в приповерхностном δ -легированном слое GaAs после внешней подсветки. Показано, что этот эффект обусловлен уширением потенциальной ямы δ -слоя. При энергиях фотонов $h\nu$ больше ширины запрещенной зоны E_g в GaAs это происходит за счет накопления положительного заряда в глубине GaAs при генерации электронно-дырочных пар и за счет фотоионизации глубоких центров. При $h\nu < E_g$ (в том числе для излучения CO_2 -лазера) эффект связан только с процессами фотоионизации. Полученные данные согласуются с результатами самосогласованных расчетов. Определена температура $T_c = 45$ К, выше которой эффект исчезает.

PACS: 72.40.+w, 73.21.Fg, 73.23.Ra, 73.30.+y, 73.40.Gk, 73.63.-b.

1. Введение

Полупроводниковые структуры с δ -легированным слоем активно изучаются и интерес к ним подогревается возможностью их использования в высокоэффективных электронных устройствах [1,2]. Одно из явлений, наблюдаемых в таких системах, а именно замороженная (persistent) фотопроводимость (ЗФП), несмотря на многочисленные исследования, до сих пор не имеет удовлетворительной модели. Замороженная фотопроводимость проявляется в δ -легированных структурах на основе GaAs как изменение проводимости двумерной электронной системы (ДЭС) после облучения светом видимого или ближнего инфракрасного диапазонов. В ряде работ [3–7] предлагались разные объяснения этого эффекта: влияние DX-центров, накопление заряда на поверхности, влияние глубоких центров и примесных уровней. Причем в GaAs ЗФП наблюдалась и при умеренных уровнях δ -легирования — менее или порядка $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (см., например, [6]), когда влияние DX-центров на ЗФП должно было бы быть мало. Подавляющее большинство работ было выполнено с помощью магнитотранспортных измерений, не позволяющих получить информацию о незаполненных подзонах и проследить за изменением потенциального профиля структур вне области проводящих каналов.

Мы начали изучение эффекта замороженной фотопроводимости на туннельных переходах $\text{Al}/\delta(\text{Si})-\text{GaAs}$ в [7]. Применение структур с одиночным приповерхностным δ -легированным слоем имеет ряд преимуществ перед системами с глубокими δ -слоями, системами с несколькими ямами, с квантовыми точками и пр. В туннельной системе $\text{Al}/\delta-\text{GaAs}$ практически монослойная легирующая примесь кремния создает потенциальную яму в однородном (от границы с металлом до подложки)

объеме полупроводника, туннельно-прозрачный барьер позволяет контролировать изменение как заполненных, так и пустых подзон через туннельный ток, что невозможно в магнитотранспортных измерениях. Благодаря технике туннельной спектроскопии в работе [7] был обнаружен неожиданный эффект: после засветки в течение времени t видимым светом при 4.2 К пустые уровни E_i размерного квантования в δ -слое „сгущались“ к основному, заполненному, состоянию E_0 , которое в свою очередь менялось слабо. Изменения электронной концентрации, однако, были заметны и составляли около 10%. При дальнейшей засветке $t > t_S$ уровни не сдвигались — эффект достигал насыщения. Мы назвали этот эффект „замороженная туннельная фотопроводимость“ (ЗТФП) и связывали его с уширением потенциальной ямы δ -слоя в сторону объема GaAs из-за уменьшения заряда акцепторов в эпитаксиальном слое. Как показали дальнейшие эксперименты, предлагавшаяся в [7] картина нуждается в уточнении.

В данной работе мы изучили влияние засветки с энергиями квантов $h\nu$ больше и меньше ширины запрещенной зоны E_g в GaAs на величину эффекта ЗТФП в структурах $\text{Al}/\delta-\text{GaAs}$. Показано, что ЗТФП при $h\nu > E_g$ зависит от геометрии туннельных затворов в условиях их малой прозрачности. Была определена критическая температура, при которой эффект перестает быть заметным. Проведено сравнение экспериментальных туннельных спектров, полученных при температуре 4.2 К, с результатами самосогласованного расчета туннельных вольт-амперных характеристик (ВАХ). Обсуждаются возможные причины ЗТФП.

2. Образцы и методика изменений

В экспериментах использовались туннельные структуры $\text{Al}/\delta-\text{GaAs}$, выращенные на полупроводящей подложке GaAs(100) методом молекулярно-лучевой эпитак-

[¶] E-mail: igor@cplire.ru

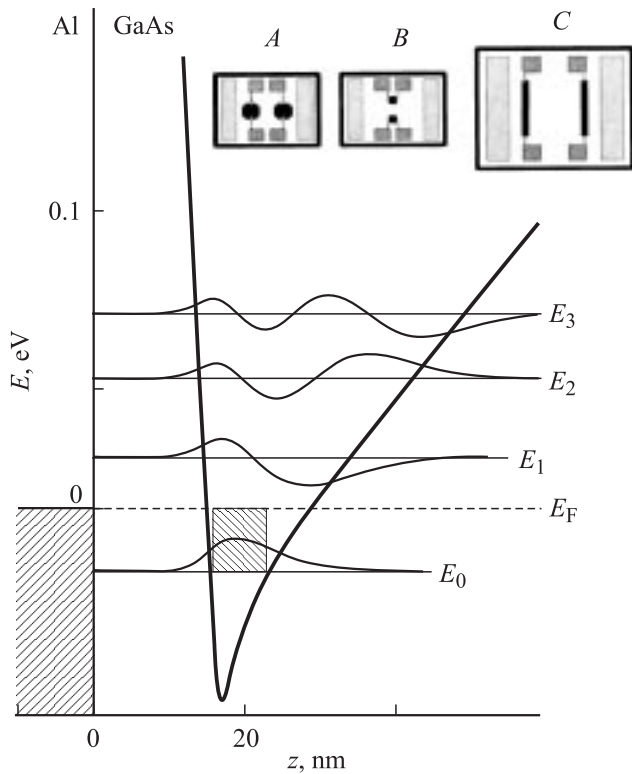


Рис. 1. Результаты расчета зонной структуры туннельного перехода Al/ δ (Si)–GaAs при нулевом смещении. Расчетные параметры структуры приведены в тексте статьи. Концентрация электронов в канале при этих параметрах равна $1.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Штриховкой отмечены заполненные состояния в Al и канале. Обедненная область уходит в глубь GaAs на ~ 500 нм. Показаны положения заполненной, трех пустых подзон и волновые функции в них. На вставке — схематическое изображение образцов с разной геометрией туннельных затворов: черным цветом изображены туннельные переходы, а серым — контакты к каналу и металлу туннельных переходов.

сии (МЛЭ) в ИРЭ РАН. Был сформирован δ -легированный слой с концентрацией атомов кремния (номинально) $N_{\text{Si}} \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на расстоянии около 20 нм от границы Al/GaAs. Нанесение алюминия толщиной 80 нм из ячейки Кнудсена проводилось непосредственно в камере МЛЭ, что позволило сделать границу раздела металл–полупроводник максимально качественной. В экспериментах использовались туннельные переходы с тремя различными геометриями алюминиевых затворов: восьмиугольники размером (диаметрами вписанных окружностей) 0.7 и 0.2 мм (образцы типов A и B соответственно) и полоски шириной 10 мкм и длиной 1 мм (C), см. вставку на рис. 1.

Образцы исследовались с помощью метода туннельной спектроскопии [7]. При этом одновременно измерялись, в зависимости от напряжения смещения U , туннельный ток I , дифференциальная проводимость $\sigma = dI/dU$ и производная дифференциальной проводимости $d\sigma/dU$. Для измерения σ и $d\sigma/dU$ напряжение на образце модулировалось слабым синусоидальным

сигналом и отклик снимался двумя синхронными детекторами. В этом случае σ и $d\sigma/dU$ оказывались пропорциональными первой и второй гармоникам модулированного сигнала. В качестве туннельного спектра из экспериментальных данных вычислялась зависимость логарифмической производной

$$S(U) = \frac{d \ln \sigma}{dU} \equiv \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dU}$$

туннельной проводимости от U . Это позволило приводить характеристики туннельных переходов с разными величинами σ к единому масштабу.

Проводимость σ примерно пропорциональна сумме плотностей состояний подзон, умноженных на соответствующую вероятность туннелирования в каждую из них. Поскольку двумерная (2D) плотность состояний подзон имеет форму ступеньки, на зависимости $d\sigma/dU$ от U появляются „провалы“, когда уровень Ферми в алюминии пересекает донья подзон. С довольно высокой точностью положения минимумов U_i на этой кривой соответствуют энергетическим положениям доньев подзон E_i/e в δ -слое. Для повышения точности значения U_i определялись путем аппроксимации туннельных спектров в области „провалов“ полиномом 3–5 степени.

В экспериментах с облучением образца светом видимого (красный свет) и ближнего инфракрасного (ИК) диапазонов образец сначала охлаждался в темноте до температуры 4.2 К. После измерения контрольного темнового туннельного спектра образец засвечивался светодиодом, расположенным в непосредственной близости от его поверхности. Чтобы избежать нагрева образца, засветка производилась короткими импульсами длительностью от 1 до 100 мс. После засветки снова измерялся туннельный спектр и облучение повторялось. Такая процедура позволяла получить зависимости положений доньев подзон E_i от суммарного времени засветки t . Плотность мощности излучения светодиодов на образце составляла около 0.1 мВт/см^2 .

При исследовании температурной зависимости эффекта ЗТФП образец засвечивался при 4.2 К в сосуде Дьюара до насыщения, затем поднимался над уровнем жидкого гелия и после стабилизации температуры измерялся туннельный спектр. Для получения следующей температурной точки образец приподнимался в новое положение.

Для исследования влияния излучения CO_2 -лазера с длиной волны 9.6 мкм ($h\nu \approx 130 \text{ мэВ}$) использовалась оптическая схема, включающая короткофокусную линзу с $f = 40$ мм и диаметром сфокусированного пятна от 0.2 до 0.05 мм, ослабителя (пластинки GaAs под углом к оптической оси) и оптический гелиевый криостат без промежуточной рубашки с окном из КВг. Температура самого образца поддерживалась на уровне 15 К. Камера с образцом содержала дополнительное холодное окно из Si для обрезания видимого излучения. Мощность лазера на образце составляла около 50 мВт.

3. Расчеты

Самосогласованные расчеты потенциального профиля, энергий двумерных подзон, волновых функций и туннельного тока были выполнены в приближении Хартри. Учитывалась непараболическая дисперсия в приближении двух зон [8]. Длина экранирования в металле считалась пренебрежимо малой. При расчете волновых функций в δ -слое граница Al/GaAs искусственно отодвигалась далеко в глубину алюминиевой пленки и там волновые функции занулялись. Туннельный ток из данного 2D состояния в алюминий предполагался пропорциональным величине квадрата волновой функции в том месте, где находится реальная граница Al/GaAs. Полный ток получался суммированием по всем состояниям в δ -слое, с соответствующим учетом фермиевской функции распределения в металле и полупроводнике. При расчете задавались положения уровней Ферми в Al и в канале. Уровень Ферми на бесконечности в глубине GaAs (на „обратном затворе“) предполагался:

- 1) совпадающим с уровнем Ферми в канале при расчете структур без засветки,
- 2) варьировался при анализе туннельных спектров с засветкой.

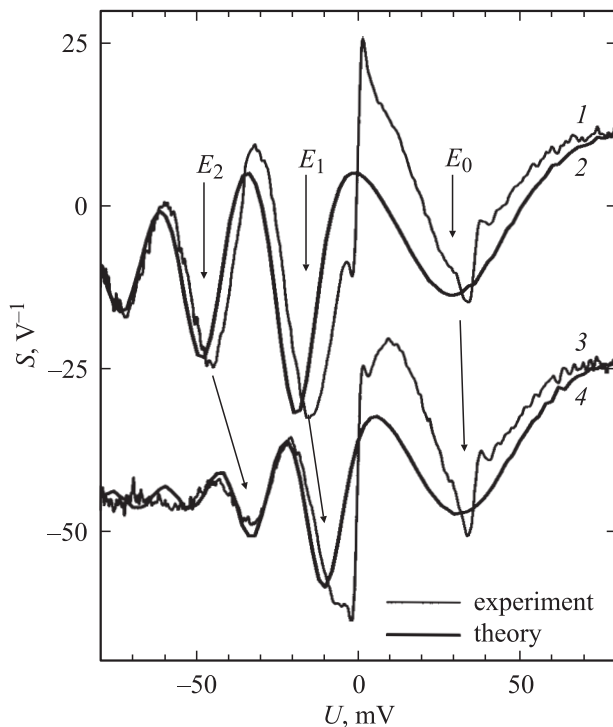


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных туннельных спектров до и после засветки. Тонкими линиями показаны экспериментально полученные спектры в темноте (кривая 1) и после засветки ИК излучением при $t = 3$ с (кривая 3). Жирные линии соответствуют расчетным спектрам с уровнями p -легирования $2.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (кривая 2) и 10^{15} см^{-3} (кривая 4). Результат расчета с опусканием дна зоны проводимости в объеме GaAs на 0.88 эВ совпадает с кривой 4. Нижние кривые смещены на -50 В^{-1} . Стрелками указаны положения первых трех подзон.

Высота барьера Шоттки определялась по методике [9] из туннельных характеристик специально выращенных методом МЛЭ образцов $\text{Al}/n^+-\text{GaAs}$. Профиль легирования задавался параметрами роста. Концентрация электронов в канале, профиль потенциала, волновые функции для разных подзон вычислялись с помощью самосогласованной процедуры. Расстояние между Al и δ -слоем, уровень легирования в δ -слое, уровень p -легирования в объеме GaAs могли отличаться от номинальных значений, задаваемых при МЛЭ, на 10–20%. Эти величины являлись (в указанных пределах) подгоночными параметрами. Уширения уровней выбирались разными для основных и возбужденных подзон, основываясь на подгонке теоретических кривых к экспериментальным данным.

На рис. 1 приведен расчет зонной структуры в области 2D канала при температуре 4.2 К при нулевом напряжении между каналом и затвором, без засветки. Расчетные параметры были следующими: δ -легированный слой с концентрацией легирующей примеси $4.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на расстоянии 16 нм от металла и шириной 2.5 нм; эпитаксиальный слой с $p = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; высота барьера Шоттки 0.86 эВ. Соответствующие этим параметрам результаты расчета туннельного спектра (полуширины подзон принимались равными 10 мэВ для E_0 и ~ 4 мэВ для остальных) и данные измерений приведены на рис. 2. Как видно из графиков, рассчитанная кривая хорошо описывает экспериментальные данные.

4. Результаты

Изучение влияния энергии кванта излучения на величину эффекта ЗТФП, а также исследование температурной зависимости туннельных спектров позволили выявить ряд особенностей ЗТФП и получить информацию о механизмах возникновения этого эффекта.

4.1. Энергия излучения и геометрия затворов

В работе [7] мы исследовали эффект ЗТФП, облучая образец видимым (красным) светом с энергией $h\nu \approx 2 \text{ эВ}$. Наличие образцов с близкими параметрами (вырезанных из одной пластины), но с различной геометрией туннельных затворов, позволило выявить дополнительные особенности ЗТФП для этого случая.

Измерения показали, что время t_S до насыщения эффекта ЗТФП для образцов типа C с затворами в виде узких полосок шириной 10 мкм на 4–5 порядков меньше (см. рис. 3, a), чем для образцов типа A и B, где затворы имели форму, близкую к окружности с характерными размерами 0.7 и 0.2 мм, соответственно. Причем времена t_S для образцов типа A и B практически не различались.

Также в настоящей работе мы исследовали поведение образцов в случае их облучения светодиодом ближнего инфракрасного диапазона с энергией $\sim 1.3 \text{ эВ}$, что меньше ширины запрещенной зоны $E_g = 1.52 \text{ эВ}$ в GaAs

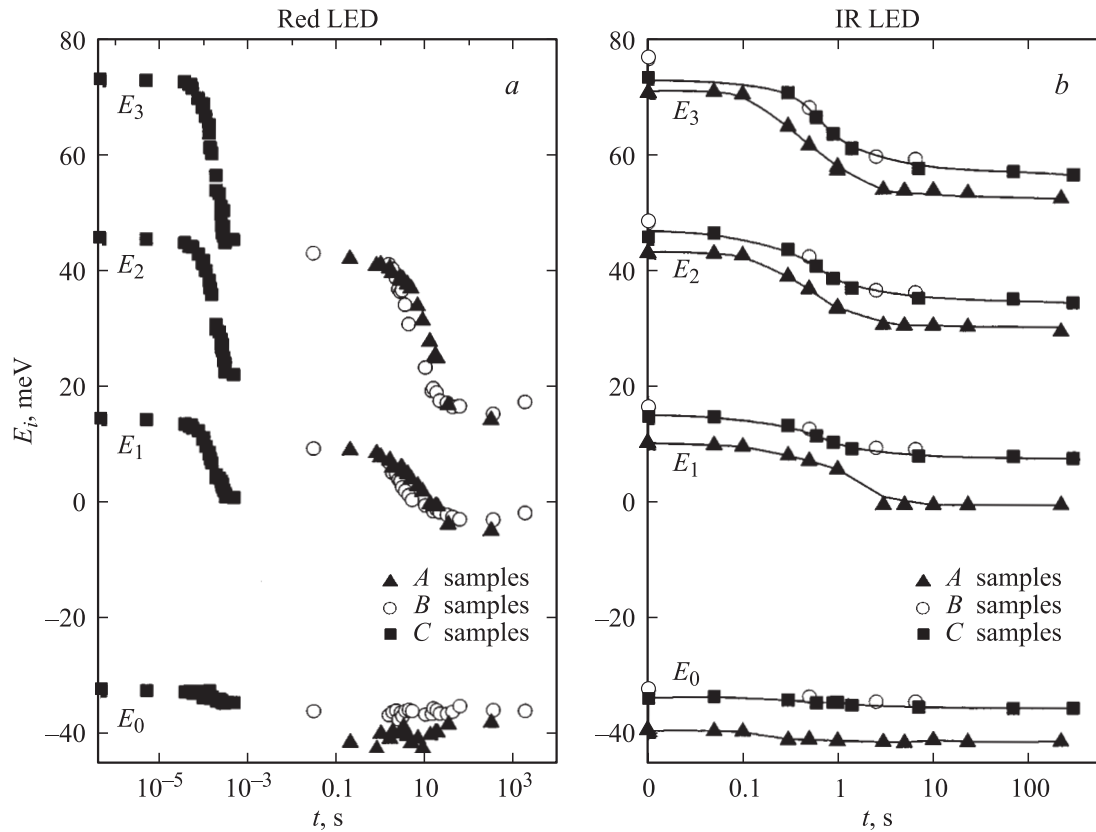


Рис. 3. Зависимости положения подзон от времени засветки t красным (а) и инфракрасным (b) светом для разных геометрий туннельных затворов. Различие в начальных положениях подзон на рис. 3, b связано с неоднородностью подложки, из которой были изготовлены образцы.

при $T = 4.2$ K. В этом случае оказалось (рис. 3, b), что времена засветки t_s до насыщения эффекта ЗТФП не зависели от геометрии структур.

Такое поведение может быть связано со следующим обстоятельством. В красной области спектра GaAs является хорошо поглощающим материалом: коэффициент поглощения света $\alpha \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ при энергии кванта 2 эВ [10]. Это соответствует характерной глубине проникновения света в GaAs, равной 0.5 мкм. Поэтому в подзатворную область образцов типа A и B излучение может проникать лишь проходя через Al-пленку. Оценки соответствующего коэффициента прохождения показывают, что это должно приводить к сильному ослаблению излучения. Действительно, скин-длина l_s для ИК и видимой области спектра примерно равна 15 нм. Причем эта длина практически не зависит от частоты падающего излучения, так как на этих частотах ω выполняются условия $\omega\tau \gg 1$ и $v_F/\omega \ll l_s$, где τ — время релаксации импульса, а v_F — фермиевская скорость [11]. Толщина пленки алюминия на затворах наших образцов ~ 80 нм. Если учесть затухание электромагнитного поля в такой пленке, отражения от границ вакуум/Al, вакуум/GaAs и Al/GaAs, то можно получить оценку отношения коэффициента прохождения излучения в GaAs через пленку алюминия и коэффициента прохождения излучения в GaAs просто через грани-

цу вакуум/GaAs. Оказалось, что Al-пленка приводит к уменьшению мощности излучения, попадающего в GaAs, на 4–5 порядков. В образцах типа C, с затворами в виде узких полосок, засветка приграничных с затвором областей, проникновение излучения под затвор на его краях (дифракционные эффекты) и эффекты растекания фотогенерируемых носителей заряда под затвором приводят к тому, что характерные времена t_s не ограничиваются малой прозрачностью Al-пленки, а определяются мощностью излучения, попадающего в GaAs с краев затвора. Таким образом, можно ожидать, что характерные времена насыщения эффекта ЗТФП для образцов разных типов, облучаемых красным светодиодом, могут различаться на 4–5 порядков вследствие малой прозрачности Al-пленки, что и наблюдается в эксперименте (рис. 3, a).

В случае же засветки с $h\nu_{\text{IR}} < E_g$ (ИК светодиод) GaAs становится прозрачным: $\alpha < 10 \text{ см}^{-1}$ при энергии кванта 1.3 эВ [10]. Это соответствует характерной глубине проникновения излучения в GaAs больше 1 мм. В результате подзатворная область образцов засвечивается падающим излучением за счет отражения от задней и боковых границ образцов, слоев металлизации. Как следствие, характерные времена насыщения эффекта ЗТФП не зависят от геометрии образцов, что видно на рис. 3, b.

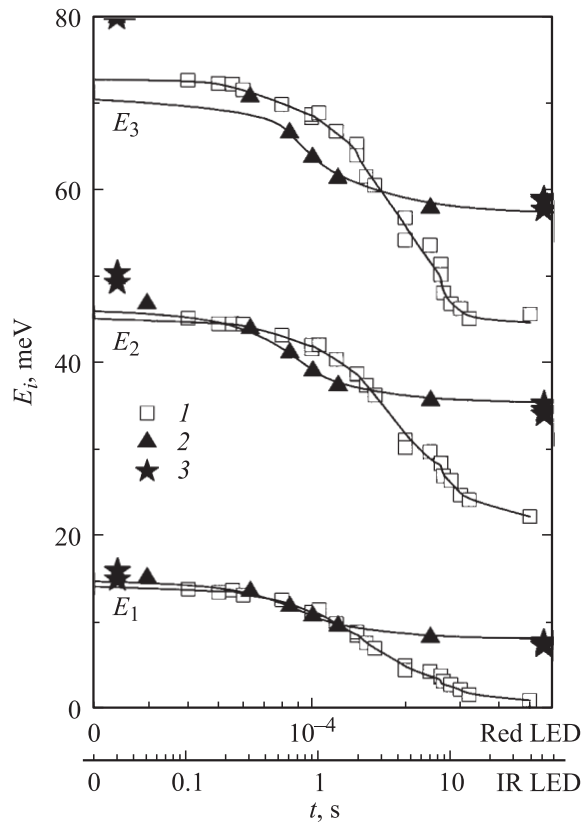


Рис. 4. Влияние засветки излучением с разными энергиями квантов на сдвиг пустых подзон. 1 — красный светодиод, $h\nu_R \approx 2 \text{ эВ} > E_g$ ($\lambda \approx 600 \text{ нм}$); 2 — инфракрасный светодиод, $h\nu_{IR} \approx 1.3 \text{ эВ} < E_g$ ($\lambda \approx 940 \text{ нм}$); 3 — положения подзон в образце типа *B* до и после засветки CO_2 -лазером с $h\nu_{\text{CO}_2} \approx 0.13 \text{ эВ} \ll E_g$ ($\lambda \approx 9.6 \text{ мкм}$) в течение времени $t > t_S \approx 600 \text{ с}$. Отдельно показаны оси времени t для красного светодиода (верхняя шкала) и инфракрасного (нижняя).

Любопытно отметить, что изменения в туннельных спектрах после облучения видимым и инфракрасным светом качественно не отличаются. В обоих случаях наблюдается ЗТФП, т.е. „сгущение“ подзон к основному состоянию, а также насыщение эффекта (рис. 4). Однако, как видно из этого рисунка, максимальные сдвиги незаполненных подзон $E_1 - E_3$ в условиях насыщения ЗТФП оказались примерно вдвое меньше, чем для красного светодиода (ср. также рис. 3, *a* и 3, *b*).

Обнаруженные различия, по-видимому, связаны с генерацией электронно-дырочных пар, которая возникает в дополнение к фотоионизации глубоких центров и акцепторных состояний в GaAs, только для излучения с $h\nu > E_g$. В этом случае статическое электрическое поле приповерхностного δ -слоя приводит к пространственному разделению фотогенерируемых электронов и дырок в области между δ -слоем и подложкой. Электроны „сливаются“ в δ -слой и стекают в омические контакты по 2D каналу. Дырки же, двигаясь в сторону объема GaAs, могут накапливаться, например, в области границы эпитаксиального слоя и подложки (ближайшая к

области возбуждения „дефектная“ граница). Оставшийся после выключения подсветки заряд дырок, действуя как „обратный затвор“, может значительно опустить уровень Ферми (дно зоны проводимости) в глубине GaAs, уменьшая тем самым изгиб зон в обедненной области между δ -слоем и подложкой. Таким образом, можно предположить, что при $h\nu > E_g$ в уширение потенциальной ямы приповерхностного δ -слоя, которое вызывает „сгущение“ пустых уровней и некоторое увеличение концентрации электронов в 2D канале (эффект ЗТФП), дает вклад не только уменьшение заряда акцепторных или глубоких центров в эпитаксиальном слое GaAs за счет их фотоионизации, как мы предположили в работе [7]. Процесс накопления заряда дырок на „обратном затворе“ структуры, возникающий за счет генерации электронно-дырочных пар, вызывает дополнительное „распрямление“ потенциального профиля от δ -слоя в объем GaAs. Это согласуется с данными [5], где было продемонстрировано влияние такого заряда на замороженную фотопроводимость глубокого δ -слоя при $h\nu > E_g$.

В случае $h\nu < E_g$ генерации электронно-дырочных пар не возникает и сдвиг незаполненных уровней в δ -слое может быть обусловлен только перезарядкой примесных центров в эпитаксиальных слоях, а возможно, и глубоких состояний в подложке. Последнее может приводить к эффекту ЗФП в подложке образца, что в свою очередь изменит распределение потенциала вблизи 2D канала. В результате отсутствия межзонных переходов при $h\nu < E_g$ можно ожидать, что сдвиг уровней окажется меньше, чем для $h\nu > E_g$, что и наблюдается в эксперименте (см. рис. 4).

Как было отмечено выше, при засветке образцов красным светодиодом эффект увеличения времени t_S для образцов типа *A* и *B*, по сравнению с образцами типа *C*, количественно описывается поглощением света в Al-пленке. Отсюда можно сделать вывод, что в структурах типа *A* и *B* затекание под затвор дырок, фотогенерированных на его границе, не играет существенной роли, иначе они должны были бы заметно сократить разницу во временах t_S между образцами с разной геометрией.

Для проверки наших предположений о механизмах ЗТФП было проведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчета туннельного спектра после засветки ИК светодиодом. Соответствующие графики приведены на рис. 2, и они показывают хорошее согласие теории и эксперимента. Наблюдаемые изменения туннельного спектра в режиме ЗТФП после засветки связаны с уменьшением электрического поля в канале со стороны обедненной области — канал становится эффективно шире, и донья 2D подзон опускаются вниз по энергии. Для описания этого режима нами было рассмотрено два варианта расчета: с уменьшением уровня легирования до $p = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и опусканием дна зоны проводимости в объеме GaAs на 0.88 эВ. Первый случай соответствует уменьшению концентрации заряженных центров, вызванному фотоионизацией, второй — накоплению положительного заряда на границе обедненной

области или границе эпитаксиального слоя и подложки за счет образования электронно-дырочных пар. В обоих случаях расчет приводит к наблюдаемому сгущению подзон в δ -слое. Это является вполне естественным результатом, так как сдвиг доньев подзон чувствителен к изменению электрического поля лишь в непосредственной близости от канала, на длине локализации волновых функций. Поле в этой части структуры со стороны обедненной области практически однородно и его изменения могут быть вызваны как изменением p -легирования, так и изменением разности потенциалов между каналом и подложкой. Определить из расчетных данных, какой из этих механизмов является основным, не представляется возможным.

Неожиданно эффект ЗТФП был обнаружен при исследовании влияния излучения CO_2 -лазера на структуру $\text{Al}/\delta\text{-GaAs}$. Сдвиг подзон для $h\nu_{\text{CO}_2} \approx 0.13 \text{ эВ} \ll E_g$ при засветке до насыщения оказался таким же, как и в случае ИК светодиода (рис. 4). Перезарядку примесных центров в GaAs излучением с такой энергией кванта можно объяснить, предположив наличие примесных центров (дефектов), расположенных выше середины запрещенной зоны. В этом случае возбуждение электронов с таких центров с последующим их туннельным переносом в δ -слой могло бы дать заметный вклад в наблюдаемый эффект, учитывая, что плотность мощности излучения и время насыщения ЗТФП t_S в случае CO_2 -лазера превосходили аналогичные параметры для ИК светодиода на 6–7 порядков и примерно в 100 раз соответственно. В качестве таких глубоких центров в GaAs могли бы выступать уровни S_i , как в ЗФП структур с квантовыми точками [12], или $EL2$ -центры и сопутствующие им метастабильные дефекты [13,14]. Эффекты замороженной фотопроводимости в подложке также могут давать заметный вклад в наблюдаемый эффект. В ближайшее время мы предполагаем детально исследовать ЗТФП под действием CO_2 -излучения.

Отметим, что влияние фотоионизации DX -центров в δ -слое если и имеет место, то дает лишь незначительный вклад для исследованных образцов с $N_{\text{Si}} < 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Недавно выполненные эксперименты при высоких гидростатических давлениях на наших структурах [15] также подтверждают, что уровень DX -центров находится значительно выше уровня Ферми в δ -слое при атмосферном давлении. Следовательно, число носителей, захваченных на эти центры в процессе охлаждения образца, оказывается слишком мало, чтобы их фотоионизация привела к заметным эффектам ЗФП или ЗТФП.

4.2. Температурная зависимость замороженной туннельной фотопроводимости

В работе [7] было проведено сравнение зависимостей логарифмической производной туннельной проводимости S_0 при смещении $U = 0$ от температуры в темноте и после засветки. Было обнаружено, что при температурах

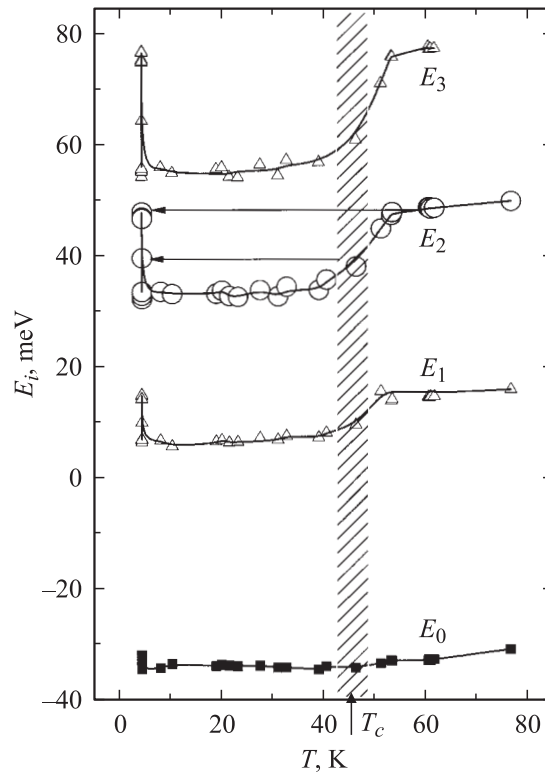


Рис. 5. Температурная зависимость эффекта замороженной туннельной фотопроводимости. Показаны положения подзон до и после засветки при $T = 4.2 \text{ K}$ и отогрева засвеченного образца до температуры T . Отмечено положение критической температуры $T_c = 45 \pm 3 \text{ K}$. На примере подзоны E_2 стрелками показано, к каким положениям возвращается эта подзона при охлаждении до 4.2 K образца, отогретого до температуры T .

около 50 K эти кривые резко сближаются. В данной работе мы провели серию измерений туннельных спектров при температурах от 4.2 до 76 K после засветки образца при 4.2 K . Найдена критическая температура $T_c = 45 \pm 3 \text{ K}$, ниже которой эффект ЗТФП сохраняется, а при более высокой — положения подзон возвращаются практически к своим темновым значениям, как видно на рис. 5. Обнаружено, что величина T_c не зависит от энергий подзон в δ -слое и их начального, в темновых условиях, заполнения. Отметим, что сдвиг пустых подзон с температурой после подсветки не может наблюдаться при помощи магнитотранспортных измерений. Как видно из рис. 5, изменения положения заполненной (самой нижней) подзоны E_0 при отогревании до температуры вблизи T_c почти не заметны, в то время как пустые подзоны резко идут вверх. Поскольку все $2D$ электроны находятся именно на уровне E_0 , это означает, что концентрация в ДЭС вблизи T_c изменяется слабо.

Однако в магнитотранспортных исследованиях ЗФП температура $T_c = 50 \text{ K}$ наблюдалась в структурах с глубокими δ -слоями и ранее, например, в работе [6]. Авторы [6] объясняли такую величину T_c захватом носителей на глубокие дефекты (вакансии Ga или As с энергией активации порядка 0.5 эВ) в GaAs , не связанные с

легирующей примесью в δ -слое. Отметим, что $T_c = 50$ К четко проявилась (по данным [6]) только на зависимостях холловской подвижности и проводимости δ -слоя от температуры, тогда как в холловской концентрации особенность при $T = T_c$ была почти не заметна. Такое поведение, по нашему мнению, связано с заполнением после подсветки подзон с высокой подвижностью и их опустошением выше T_c . Концентрация электронов, которая в наших образцах определяется в основном заполнением подзоны E_0 , также остается почти неизменной при пересечении характерной температуры T_c . Это видно из зависимости $E_0(T)$ на рис. 5.

5. Заключение

Метод туннельной спектроскопии позволил проследить как за заполненными, так и за пустыми уровнями в структуре с δ -легированием до и после подсветки при гелиевых температурах. Показано, что „сгущение“ уровней (эффект ЗТФП) возникает в структуре Al/ δ -GaAs при облучении излучением с $h\nu$ как чуть больше, так и меньше E_g и даже для $h\nu \approx 0.13$ эВ (CO₂-лазер). При межзонной подсветке ($h\nu > E_g$) в наблюдаемый эффект дают вклад процессы фотовозбуждения в GaAs: 1) межзонные переходы электронов с последующим накоплением положительного заряда в глубине полупроводника и 2) ионизация глубоких центров в эпитаксиальном слое и (или) подложке. При $h\nu < E_g$ сдвиг подзон связан только с последним процессом. Обнаружено, что температурная граница ЗТФП лежит вблизи 45 К.

Авторы благодарят Ю.В. Федорова и А.С. Бугаева за изготовление структур Al/ δ -GaAs и В.А. Волкова за полезные обсуждения скин-эффекта в металлах.

Работа поддержана грантами РФФИ, программой фундаментальных исследований РАН и Фондом Alexander von Humboldt (ZIP-программа).

Список литературы

- [1] А.Я. Шик. ФТП, **26** (7), 1161 (1992).
- [2] E.F. Schubert. *Delta Doping of Semiconductors* (Cambridge, Cambridge University Press, 1996).
- [3] S. Arscott, M. Missous, L. Dobaczewski. *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, 620 (1992).
- [4] A.G. de Oliveira, G.M. Ribeiro, D.A.W. Soares, J.A. Corrêa F., M.I.N. da Silva, H. Chacham. *J. Appl. Phys.*, **78** (4), 2659 (1995).
- [5] В.В. Валяев, В.Л. Гуртовой, Д.Ю. Иванов, С.В. Морозов, В.В. Сироткин, Ю.В. Дубровский, С.Ю. Шаповал, Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, А.Н. Пустовит. ЖЭТФ, **113** (2), 693 (1998).
- [6] C.Y. Chen, Tineke Thio, K.L. Wang, K.W. Alt, P.C. Shama. *Appl. Phys. Lett.*, **73** (22), 3235 (1998).
- [7] S.E. Dizhur, I.N. Kotelnikov, V.A. Kokin, F.V. Shtrom. *PLDS*, № 11/12, 233 (2001).
- [8] J.W. Conley, G.D. Mahan. *Phys. Rev.*, **161**, 681 (1967).

- [9] И.Н. Котельников, А.Я. Шульман, Д.К. Чепиков, Е.Г. Чиркова. ФТП, **21** (10), 1854 (1987).
- [10] J.S. Blakemore. *J. Appl. Phys.*, **53** (10), R123 (1982).
- [11] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Теоретическая физика. Физическая кинетика* (М., Физматлит, 2002) т. X.
- [12] V.A. Kulbachinskii, R.A. Lunin, V.G. Kytin, V.A. Rogozin, P.V. Gurin, B.N. Zvonkov, D.O. Filatov. *Phys. Status Solidi (c)*, **0** (4), 1297 (2003).
- [13] O.A. Soltanovich, E.B. Yakimov, V.A. Kagadei, L.M. Romas. *Physica B*, **302–310**, 827 (2001).
- [14] D.J. Chadi. *Phys. Rev. B*, **68**, 193 204 (2003).
- [15] Е.М. Дижур, А.Н. Вороновский, А.В. Федоров, И.Н. Котельников, С.Е. Дижур. *Письма ЖЭТФ*, **80** (6), 489 (2004).

Редактор Т.А. Полянская

Influence of photon energy and the temperature on persistent tunnelling photoconductivity effect in Al/ δ -GaAs structures

I.N. Kotelnikov*, S.E. Dizhur*, M.N. Feiginov*+, N.A. Mordovets*

* Institute of Radioengineering and Electronics, 125009 Moscow, Russia

+ Technische Universität Darmstadt, D-64283 Darmstadt, Deutschland

Abstract The persistent tunnelling photoconductivity effect has been investigated by the tunnelling spectroscopy technique at helium temperature: the empty subbands in the near-surface δ -doped layer of GaAs are getting closer one to another after illumination. That happens due to the widening of the quantum well of the δ -doped layer. When photon energy ($h\nu$) is larger than GaAs band gap (E_g), the quantum well is getting wider because of the accumulation of the positive charge in the depth of GaAs, given the generation of the electron-hole pairs is taking place, and because of the photoionization of the deep centers. When $h\nu < E_g$ (including CO₂ laser), only the latter effect is taking place. The measurement data are in agreement with the self-consistent calculations. The critical temperature for the effect ($T_c = 45$ K) has been determined, at higher temperatures the effect disappears.