

УДК 621.315.592

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СТРУКТУРЫ С  $\delta$ -СЛОЯМИ

Шик А. Я.

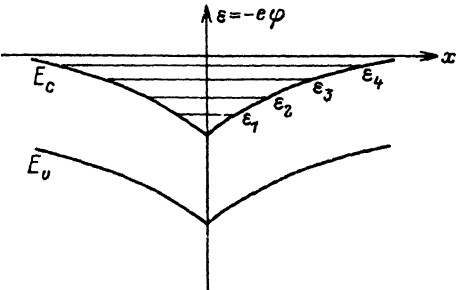
Обзор

Дается обзор основных свойств нового класса двумерных электронных систем — структур с монослоем легирующей примеси (так называемые  $\delta$ -слои). Рассмотрена самосогласованная теория, позволяющая рассчитать энергетический спектр структуры, а также концентрации и подвижности носителей в отдельных подзонах размерного квантования, в том числе и при наличии дополнительного затворного электрода. Приводятся и обсуждаются результаты гальваномагнитных, оптических, люминесцентных и некоторых других экспериментов на  $\delta$ -слоях. Обсуждаются возможности применения слоев для создания полевых транзисторов.

**Введение.**  $\delta$ -Слоями принято называть полупроводники с предельно неоднородным характером легирования, когда легирующая примесь вместо однородного распределения по объему полупроводника сконцентрирована в очень узких слоях, в идеале составляющих лишь один монослой. Название свое такие структуры получили в связи с тем, что профиль примесного распределения напоминает  $\delta$ -функцию Дирака. Неоднородно распределенный заряд примесей создает в образце потенциальный рельеф, наличие которого приводит к качественному различию между свойствами  $\delta$ -слоев и однородно легированных полупроводников.

В монополярных структурах, где  $\delta$ -слой или система слоев содержит примеси лишь одного знака, заряд этих примесей притягивает основные носители и создает потенциальную яму для них. В результате образуется структура с двумерным или квазидвумерным электронным газом — по-видимому, самый популярный объект исследования в современной физике твердого тела. По сравнению с другими важнейшими типами таких структур (гетеропереходы, МДП структуры)  $\delta$ -слои отличаются возможностью получения очень высокой концентрации двумерных электронов (до  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>). Концентрацией двумерных носителей в  $\delta$ -слое сравнительно нетрудно управлять с помощью дополнительного затворного электрода. Это дает возможность создания нового типа полевых транзисторов и привлекает внимание к  $\delta$ -слоям не только с чисто научной, но и с прикладной точки зрения.

Экспериментальные исследования  $\delta$ -слоев неразрывно связаны с технологией молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Фактически только эта технология позволяет дозированно вводить легирующую примесь в один фиксированный монослой растущей пленки. Наиболее популярным материалом, применяемым для создания  $\delta$ -слоев методом МЛЭ, является GaAs, причем для донорных слоев обычно используется Si, а для акцепторных — Be [1–4]. Имеются также сообщения о получении  $\delta$ -слоев в GaAs с примесями Ge [5] и Se [6], в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с примесью Si [7], в Si с примесями Sb [8] и B [9], в InSb и InAs с примесями Si и Be [10,11] и в InP с примесью S [12] (последняя работа отличается тем, что в ней использовалась не МЛЭ, а газофазная эпитаксия из металлорганических соединений). Однако в данном обзоре мы не будем касаться вопросов технологии  $\delta$ -слоев. Необходимые сведения читатель может найти в цитированных выше



работах. Мы ограничимся описанием энергетического спектра структур, проводимости и некоторых других физических явлений в них, а также отдельных вопросов, связанных с приборными применениями.

В обзоре не рассматриваются биполярные периодические структуры из чередующихся донорных и акцепторных слоев (*nipi*-сверхрешетки). Свойства таких систем достаточно подробно изучены в литературе, в том числе в большом числе обзоров (см., например, [13-16]). *nipi*-Сверхрешетки по своим свойствам принципиально отличаются от одиночных слоев. На первое место в них выходит уже не двумерность энергетического спектра, а возможность управления эффективной шириной запрещенной зоны. При этом  $\delta$ -образный характер распределения примесей в структуре не обязателен, и истинные *nipi*-сверхрешетки по свойствам мало чем отличаются от чередующейся системы *n*- и *p*-слоев.

## 1. Потенциальный профиль и энергетический спектр одиночного $\delta$ -слоя

Рассмотрим  $\delta$ -слой с поверхностной концентрацией примесей  $n$ , занимающий плоскость  $x = 0$ . Если выполнено условие сильного легирования в плоскости слоя  $v \equiv na_B > 1$  (где  $a_B = \hbar^2 / me^2$  — эффективный борковский радиус, а  $k$  — диэлектрическая проницаемость), то все примеси полностью ионизованы, и концентрация свободных электронов также равна  $n$ . При этом в плоскости слоя электроны ведут себя как свободные и их волновые функции являются плоскими волнами. В то же время в направлении оси  $x$  существует неоднородный электростатический потенциал  $\Phi(x)$ , носящий характер потенциальной ямы для электронов, в которой могут существовать дискретные квантовые уровни  $\epsilon_j$ . В целом энергетический спектр системы имеет вид

$$\epsilon = \epsilon_j + (p_j^2 + p_z^2) / 2m, \quad (1)$$

характерный для всех структур с двумерным электронным газом [17].

На рис. 1 схематически изображена зонная диаграмма одиночного  $\delta$ -слоя. Задачей теории является расчет основных параметров этой диаграммы — потенциального профиля  $\Phi(x)$ , числа уровней в квантовой яме  $N$ , их энергий  $\epsilon_j$ , а также волновых функций  $\Psi(x)$ , отвечающих этим уровням и необходимых для дальнейших расчетов явлений переноса (см. главу 2).

### 1.1. Теоретические результаты

**1.1.1. Основная система уравнений.** Задача расчета  $\delta$ -слоя сводится к совместному решению уравнений Пуассона и Шредингера. В применении к структурам на основе GaAs [18, 19] и InSb [20] эта процедура была численно проделана для некоторых частных значений  $n$ . Однако данная задача может быть решена в общем виде, если перейти к безразмерным единицам, измеряя длину в единицах  $a_B$ , а энергию  $\epsilon$  — в единицах  $me^4 / \hbar^2 \kappa^2$ . При этом, как мы увидим, задача содержит лишь один безразмерный параметр  $\nu$ , и все интересующие нас величины (в соответствующих безразмерных единицах) могут быть вычислены как универсальные функции  $\nu$  [21].

Если полагать температуру равной нулю<sup>1</sup> и описывать самосогласованный потенциал в приближении Хартри,<sup>2</sup> то в описанных безразмерных единицах основные уравнения задачи в области  $x > 0$  имеют вид

$$\frac{d^2 \epsilon}{dx^2} = -4 \sum_i |\epsilon_i| \Psi_i^2(x), \quad (2)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{d^2 \Psi_i}{dx^2} + \epsilon(x) \Psi_i(x) = \epsilon_i \Psi_i(x). \quad (3)$$

Граничные условия к ним таковы:

$$\frac{d\epsilon}{dx}(0) = 2\pi\nu, \quad \epsilon(\infty) = 0; \quad (4)$$

$$\begin{cases} \Psi_i(0) = 0, & i - \text{четное}, \\ \frac{d\Psi_i}{dx}(0) = 0, & i - \text{нечетное}, \end{cases} \quad \Psi_i(\infty) = 0. \quad (5)$$

Перейдем к решению приведенной системы и обсуждению полученных результатов.

*1.1.2. Квазиклассическое приближение.* Если в потенциальной яме  $\delta$ -слоя число связанных состояний достаточно велико, то основные уравнения задачи могут быть решены в квазиклассическом приближении. При этом (2) сводится к уравнению Томаса—Ферми

$$\frac{d^2 \epsilon}{dx^2} = -\frac{8\sqrt{2}}{3\pi} |\epsilon|^{3/2}, \quad (6)$$

которое для граничных условий (4) дает потенциальный профиль:

$$\epsilon(x) = - \left[ \left( \frac{15\pi^3}{8\sqrt{2}} \nu^2 \right)^{-1/10} + \sqrt{\frac{2\sqrt{2}}{15\pi}} x \right]^{-4}. \quad (7)$$

Приведенная формула была независимо получена в работах [21, 22].

Таким образом, увеличение концентрации в  $\delta$ -слое увеличивает глубину потенциальной ямы по закону, несколько более слабому, чем линейный:

$$|\epsilon(0)| \approx 4.3\nu^{4/5}. \quad (8)$$

Используя первое из условий (4), видим, что характерная ширина слоя с ростом  $\nu$  медленно падает:  $\sim \nu^{1/5}$ .

Сравнительно просто определить положение низшего уровня в квантовой яме. При малых  $x$  ход потенциала (7) носит линейный характер, что позволяет решить уравнение Шредингера точно:  $\epsilon_1 \approx \epsilon(0) + 2.76\nu^{2/3}$ . Что касается положения остальных уровней  $\epsilon_i$ , то они могут быть определены с помощью правила квантования Бора—Зоммерфельда. При этом легко показать, что полное число уровней в яме  $N \approx 5.3\nu^{1/5}$ . Таким образом, квазиклассический подход отвечает

<sup>1</sup> На самом деле это означает, что тепловая энергия считается меньше, чем расстояние между квантовыми уровнями  $\epsilon_i$ . Это не очень жесткое ограничение, которое в слоях с достаточно большим  $n$  выполняется вплоть до комнатной температуры.

<sup>2</sup> В работах [4, 22] обсуждается вопрос об обменно-корреляционных поправках к потенциалу, и указывается на то, что их роль в рассматриваемых системах незначительна.

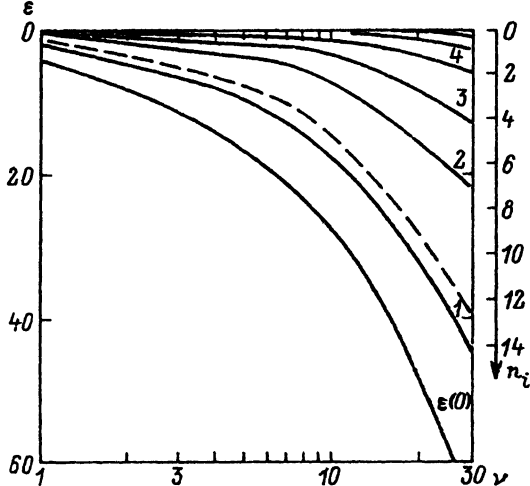


Рис. 2. Концентрационная зависимость глубины потенциальной ямы  $\epsilon(0)$  и четырех низших квантовых уровней (сплошные линии с номерами) для  $\delta$ -слоя [21].

Более высокие уровни показаны лишь частично или вообще не показаны. Штрихи соответствуют квазиклассическому выражению для первого уровня:  $\epsilon = 4.3\nu^{4/5} + 2.76\nu^{2/3}$ . Концентрации в подзонах  $n_i = |\epsilon_i|/\kappa$  можно определить по правой шкале.

случаю больших  $\nu$ , причем он может использоваться уже при  $\nu \approx 1$  (для  $n$ -GaAs это отвечает концентрации  $\approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ):

Ценность полученных результатов в том, что они позволяют проследить зависимости основных характеристик  $\delta$ -слоя от единственного его параметра  $\nu$ . Знание этих зависимостей позволяет также оценить законность приближений, сделанных нами при выводе исходных уравнений задачи. Одним из таких приближений является пренебрежение дискретностью зарядов примесей. При расчете формы слоя мы аппроксимировали их равномерно заряженной плоскостью. Очевидно, что это корректно, если расстояние между примесями значительно меньше толщины проводящего слоя, т. е. среднего расстояния от электронов до примесей. При  $\nu \gg 1$  это действительно так, поскольку первая величина имеет порядок  $\nu^{-1/2}$ , а вторая  $-\nu^{1/5}$ .

**1.1.3. Численные расчеты.** Аналитические результаты квазиклассики имеют ограниченную область применимости, и теория  $\delta$ -слоев в основном базируется на численных расчетах. На рис. 2 представлены зависимости глубины потенциальной ямы и энергий квантовых уровней в ней от безразмерной концентрации  $\nu$ . Напомним, что для  $n$ -GaAs — самого популярного материала для  $\delta$ -слоев — единица энергии на рис. 2 составляет  $\approx 11$  мэВ. Как уже отмечалось, число заполненных уровней в квантовой яме весьма велико даже при сравнительно небольших  $\nu$ .<sup>3</sup> Это отличает  $\delta$ -слои от других двумерных систем, где чаще всего заполнен лишь один уровень.

Интересно сопоставить полученные результаты с данными квазиклассических расчетов. Глубина ямы, описываемая формулой (8), отличается от точного значения не более чем на  $2\div 3\%$ . Что касается энергии первого уровня  $\epsilon_1$ , то здесь квазиклассическая формула (описываемая штриховой линией на рис. 2) не столь точна.

Поскольку плотность состояний в двумерных подзонах является постоянной величиной, равной  $m/\pi\hbar^2$ , то величины  $\epsilon_i$  одновременно определяют и безраз-

<sup>3</sup> В рассматриваемом случае некомпенсированного  $\delta$ -слоя уровень Ферми  $E_F = 0$ , и заполненными являются все дискретные уровни в яме.

мерные концентрации в соответствующих подзонах:  $n_i = |\varepsilon_i| / \pi \left( \sum_i n_i = \nu \right)$ . Для их определения в правой части рис. 2 приведена специальная дополнительная шкала

## 1.2. Экспериментальные результаты

Существует несколько экспериментальных методик, позволяющих определить энергии квантовых уровней  $\varepsilon_i$  в потенциальной яме  $\delta$ -слоя. Это, в частности, туннельная и оптическая спектроскопия, о чем будет упомянуто в разделах 4.3 и 3.1 соответственно. Однако эти методы не очень точны и более пригодны для качественной демонстрации самого факта квантования, нежели для количественного определения  $\varepsilon_i$ .

Для детальных количественных исследований свойств  $\delta$ -слоев чаще всего используются осцилляции Шубникова-де-Гааза. При наличии нескольких заполненных подзон в осцилляциях имеется несколько различных периодов, каждый из которых позволяет весьма точно определить концентрацию в данной подзоне, а следовательно, и энергию уровня. Это было сделано в большом числе работ, в частности [4, 10, 12, 19, 23]. Во всех них отмечалось хорошее согласие экспериментально определенных концентраций  $n_i$  с результатами теоретических вычислений.

Эксперименты на  $\delta$ -слоях GaAs обнаружили одно важное обстоятельство, никак не вытекающее из изложенной выше теории — насыщение электронной концентрации в  $\delta$ -слое при достаточно высокой концентрации примесей  $n$  [19, 24]. Было предложено два альтернативных механизма такого насыщения [24], названных авторами структурным и электронным. Первый механизм связан с тем, что используемая в качестве лигатуры примесь Si при высокой ее концентрации будет замещать не только атомы Ga, играя роль донора, но и соседние атомы As, играя роль акцептора и приводя тем самым к самокомпенсации. Ответственными за второй механизм являются локализованные состояния, связанные с вышележащими минимумами зоны проводимости GaAs. Эти состояния лежат внутри зоны проводимости и, имея достаточно высокую плотность, вызывают пиннинг энергии Ферми. Изменяя зонную структуру GaAs с помощью гидростатического давления, авторы [24] обнаружили изменения эффекта насыщения, говорящие в пользу второго, электронного, механизма эффекта.

## 1.3. Отклонения от идеальной модели

Излагавшаяся в разделе 1.1 модель  $\delta$ -слоя опирается на ряд исходных предположений, которые в реальных структурах могут и не выполняться. Поэтому необходимо четко представлять себе, каковы эти предположения, когда они нарушаются, и как при этом изменяются свойства  $\delta$ -слоя. Анализ этих вопросов и составляет содержание данного раздела.

*1.3.1. Эффекты непараболичности в узкозонных полупроводниках.* Эффекты непараболичности энергетических зон приведут к тому, что энергии квантовых уровней и их относительные заселенности будут отличаться от значений, предсказанных в разделе 1.1. Очевидно, что эффект будет наиболее существен для высоколежащих уровней. Их энергия связи, а следовательно, и заселенность должны уменьшиться. В этом случае при фиксированной полной концентрации  $n$  должна возрасти заселенность основного состояния  $n_1$ .

В  $\delta$ -слоях на основе GaAs непараболичность не играет существенной роли. Результаты расчетов, подтверждающих это, приведены в [19]. Там показано, что для  $n \leq 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$   $n_1$  возрастает менее чем на 10%. Однако для InAs и в особенности InSb непараболичность может решающим образом сказаться на результатах. С учетом этого обстоятельства и была выполнена работа [20], специально посвященная расчету  $\delta$ -слоев в InSb в рамках модели Кейна.

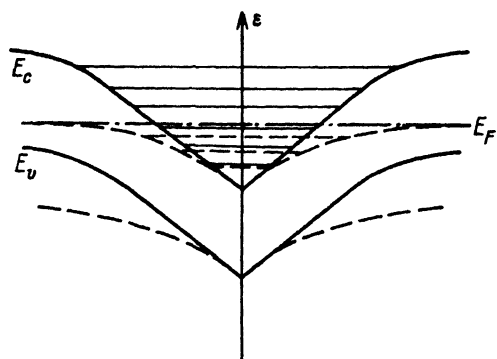


Рис. 3. Зонная диаграмма  $\delta$ -слоя с учетом объемной компенсации.

Пунктир — диаграмма идеального слоя, отвечающая рис. 1. Штрихпунктирная линия — уровень химического потенциала.

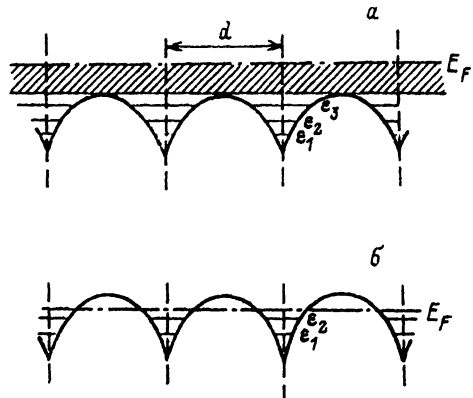


Рис. 4. Зонная диаграмма структуры с несколькими  $\delta$ -слоями в отсутствие (а) и при наличии (б) объемной компенсации.

Край валентной зоны на рисунке не показан. Вертикальные штриховые линии — положения  $\delta$ -слоев. Штрихпунктирная линия — уровень химического потенциала. Заштрихован континуум состояний непрерывного спектра.

**1.3.2. Эффекты объемной компенсации.** Рассматривавшаяся выше модель  $\delta$ -слоя исходила из представления об идеальном полупроводнике, в котором отсутствуют какие-либо заряды, за исключением примесей  $\delta$ -слоя и создаваемых ими электронов. В реальных же структурах объем полупроводника всегда содержит некоторое количество примесей  $N_A$ , как правило, противоположного знака по сравнению с примесями  $\delta$ -слоя.<sup>4</sup> При этом возникает необходимость учета двух новых факторов: 1) объемное легирование фиксирует положение уровня Ферми вдали от слоя; 2) возникает дополнительный заряд слоя обеднения, благодаря чему концентрация носителей  $\sum_i n_i$  уже не равна концентрации приме-

сей в слое  $n$ . В результате зонная диаграмма структуры примет вид, показанный на рис. 3. Если сравнить ее со случаем идеального некомпенсированного слоя (пунктир), то станет ясно, что учет компенсации приведет к сдвигу энергий высоколежащих уровней. Численные расчеты подобных структур были представлены уже в одной из пионерских работ по теории  $\delta$ -слоев [25] и в дальнейшем успешно продолжены в [26].

Можно оценить, при каком условии допустимо пренебрегать объемной компенсацией и использовать для расчета (по крайней мере низших уровней) теорию раздела 1.1. Это условие малости заряда слоя обеднения по сравнению с зарядом  $\delta$ -слоя  $e_n$ :

$$k\varepsilon_g N_A / e^2 n^2 \ll 1. \quad (9)$$

Здесь  $\varepsilon_g$  — ширина запрещенной зоны. Если полагать  $\varepsilon_g \approx 1$  эВ,  $k \approx 10$ , а для  $n$  брать типичное значение  $3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, то получаем  $N_A \ll 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

**1.3.3. Влияние конечной ширины слоя.** Как изменится потенциальный профиль и энергетический спектр  $\delta$ -слоя, если образующие его примеси не лежат строго в одной плоскости, а сосредоточены в слое конечной ширины  $\Delta$ ? Соответствующие численные расчеты неоднократно проводились в литературе [4, 19, 24, 25, 27]. Показано, что размытие примесного распределения может заметно

<sup>4</sup> Ситуация, когда примеси в объеме и в слое одного знака, неблагоприятна для измерений проводимости, поскольку в этом случае проводящий объем шунтирует  $\delta$ -слой, а не отделен от него слоем обеднения.

изменить энергии уровней  $\varepsilon_i$ , уменьшая расстояние между ними и делая спектр более близким к эквидистантному (поскольку в области однородного положительного заряда ход потенциала квадратичен).

Сопоставляя экспериментально определенные энергии уровней с упомянутыми численными расчетами, можно сделать заключение о величине  $\Delta$  в реальных  $\delta$ -слоях. В [4] указанное сопоставление проводилось для нескольких структур, отличающихся температурами роста. Было установлено, что структуры, выращенные при более высокой температуре, характеризуются большими значениями  $\Delta$ . Это вполне естественно для уширения примесного распределения, имеющего диффузионную природу. В [7, 28, 29] диффузионная природа уширения была доказана строго, а измерения ширины  $\delta$ -слоев были непосредственно использованы для определения коэффициентов диффузии легирующих примесей в GaAs и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Вместе с тем опыты показывают (см., например, [30, 31]), что в большой части реальных  $\delta$ -слоев  $\Delta$  не превосходит нескольких постоянных решетки и модель идеального  $\delta$ -слоя вполне применима.

Значения  $\Delta$ , полученные описанным выше методом, согласуются с результатами прямых измерений, таких как масс-спектрометрия вторичных ионов [8, 31, 32], электронная микроскопия [6, 8, 33] и излагаемый далее в разделе 4.3 метод  $C-V$ -характеристик.

*1.3.4. Взаимодействие слоев в многослойных структурах.* Зачастую в экспериментах для увеличения амплитуды наблюдаемых эффектов используются не одиночные  $\delta$ -слои, а структуры, содержащие несколько параллельных одинаковых слоев. Очевидно, что при не слишком большом расстоянии между слоями  $d$  зонная диаграмма (рис. 4) и энергетический спектр системы могут быть иными, чем у одиночных слоев. Расчет такой структуры мало отличается от расчета одиночного  $\delta$ -слоя и опирается на ту же систему уравнений (2), (3), где следует лишь второе из граничных условий (4) заменить на  $de/dx(d/2) = 0$ . Однако систематических расчетов многослойных структур в литературе не приводилось.

Если период  $d$  достаточно мал ( $\ll 100 \text{ \AA}$ ) и между соседними слоями возможны туннельные переходы, то структура будет представлять собой сверхрешетку, где дискретные уровни  $\varepsilon_i$  расплываются в минизоны [16]. Такой способ создания сверхрешеток был впервые предложен в [27].

Можно сформулировать условие малости межслоевого взаимодействия. Очевидно, что его можно игнорировать и вычислять уровни энергии по формулам для одиночного слоя, если  $d$  значительно превосходит ширину области, в которой локализованы электроны. Используя для последней оценку из п. 1.1.2, получаем указанное условие в виде  $d \gg a_B \nu^{1/5}$ .

## 2. Процессы переноса в $\delta$ -слоях

Перейдем к изложению теории явлений переноса в  $\delta$ -слоях. Можно выделить две основные особенности, отличающие их от явлений переноса в большинстве других двумерных электронных структур. Во-первых, в силу заполнения большого числа уровней значительную роль играют процессы межуровневого (межподзонного) рассеяния. Во-вторых, основной механизм рассеяния в слоях (при не слишком высоких температурах) определяется теми же примесями с концентрацией  $n$ , которые создали сам  $\delta$ -слой. Поэтому и подвижность, и проводимость носителей в  $\delta$ -слое в соответствующих безразмерных единицах будут, так же как и энергии уровней, универсальными функциями параметра  $\nu$ . Безразмерная подвижность будет измеряться в единицах  $\mu_0 \equiv k^2 \hbar^3 / e^3 m^2$  (для GaAs  $\mu_0 \approx 1400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ), а проводимость — в единицах  $e^2/h$ .

Перейдем к непосредственному расчету подвижностей в подзонах  $\mu_i$ . Будем вести его в рамках кинетического уравнения, рассматривая рассеяние на примесях слоя в борновском приближении.<sup>5</sup> Как известно [17], фурье-образ экранированного кулоновского потенциала  $V(r)$  в двумерной системе равен  $2\pi e^2/L^2(q+q_s)$ , где  $L$  — нормировочная длина в плоскости слоя, а безразмерный волновой вектор экранирования в нашем случае равен

$$q_s = 2\pi \left( \frac{d\varepsilon(0)}{d\nu} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Если полную волновую функцию электрона  $i$ -ой подзоны обозначить через  $|i, \mathbf{k}\rangle$ , где  $\mathbf{k}$  — двумерный волновой вектор в плоскости слоя, то интересующий нас матричный элемент кулоновского рассеяния

$$\langle i, \mathbf{k} | V(\mathbf{r}) | j, \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle = \frac{2\pi e^2}{\kappa L^2 (q + q_s)} Q_{ij}(q), \quad (11)$$

$$Q_{ij} = 2 \int_0^\infty \Psi_i(x) \exp(-qx) \Psi_j(x) dx. \quad (12)$$

В силу наличия межуровневых переходов каждая парциальная подвижность  $\mu_i$  не может быть вычислена независимо, а должна определяться из системы линейных уравнений [34]:

$$P_{ii}\mu_i + \sum_{j \neq i} P_{ij}\mu_j = 1, \quad (13)$$

где коэффициенты  $P_{ij}$  описывают вероятности соответствующих переходов. Используя полученные в [34] результаты, для величин  $P_{ij}$  имеем

$$P_{ii} = \frac{4\pi\nu}{k_i^2} \int_0^{2k_i} \frac{Q_{ii}^2(q) q^2 dq}{(q + q_s)^2 \sqrt{4k_i^2 - q^2}} + \\ + 8\pi\nu \sum_{i \neq j} \frac{\int_{|k_i - k_j|}^{k_i + k_j} \frac{Q_{ij}^2(q) dq}{(q + q_s)^2 \sqrt{4k_i^2 - \left[ q + \frac{(k_i^2 - k_j^2)}{q} \right]^2}}}{}, \quad (14)$$

$$P_{ij} = - \frac{4\pi\nu}{k_i^2} \frac{\int_{|k_i - k_j|}^{k_i + k_j} \frac{(k_i^2 + k_j^2 - q^2) Q_{ij}^2(q) dq}{(q + q_s)^2 \sqrt{4k_i^2 - \left[ q + \frac{(k_i^2 - k_j^2)}{q} \right]^2}}, \quad (i \neq j) \quad (15)$$

где  $k_i = \sqrt{2} |\varepsilon_i|$  — безразмерный фермиевский импульс в  $i$ -ой подзоне.

Конечным результатом теории должно явиться определение зависимости парциальных подвижностей  $\mu_i$  от  $\nu$  и от номера подзоны  $i$ . Она определяется несколькими конкурирующими факторами. Например, если при данном  $\nu$  увеличивать номер рассматриваемой подзоны, то, с одной стороны, это уменьшает фермиевский импульс, что, согласно известным свойствам кулоновского рассеяния, понижает подвижность. С другой стороны, рост номера подзоны увеличивает

<sup>5</sup> Как показано в [21], в рассматриваемом нами случае  $p > 1$  как кинетический подход, так и борновское приближение хорошо применимы.



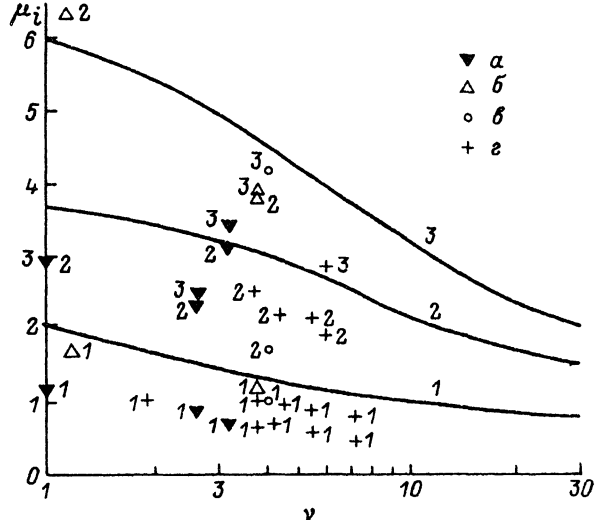


Рис. 5. Концентрационная зависимость подвижности в трех нижних подзонах, вычисленная по формулам (13)–(15) [21].

Экспериментальные точки взяты из работ: а — [12]; б — [23]; в — [35]; з — [37]. Цифры означают номер подзоны.

ширину области локализации электрона, т. е. среднее расстояние от электронов до примесей, что должно увеличивать подвижность. Формально первый фактор проявляется в наличии величин  $k_i$  в знаменателях формул (14), (15), а второй — в уменьшении  $Q_{ij}$  с ростом  $i$ . Их конкуренция не позволяет заранее предсказать качественный характер зависимостей  $\mu_i(\nu, i)$ . Он может быть определен лишь из численных расчетов.

Результаты этих расчетов представлены на рис. 5. Видно, что подвижности в подзонах медленно убывают с  $\nu$  и растут с ростом номера подзоны [21].

## 2.2. Экспериментальное определение подвижностей в подзонах

Чтобы сопоставить с экспериментом свойства подвижностей в различных подзонах, описанные в предыдущем разделе, необходимо решить нетривиальную экспериментальную задачу определения порознь каждой из величин  $\mu_i$  в условиях заполнения нескольких подзон.

В [12, 35] для этого использовалась полевая зависимость монотонной составляющей магнитосопротивления. В простой классической модели зависимость проводимости от магнитного поля  $H$  для системы с несколькими сортами носителей имеет вид  $\sigma(H) = \sum_i n_i e \mu_i / [1 + (\mu_i H/c)^2]$ . Зная  $n_i$  из периодов осцилляций, авторы определяли  $\mu_i$  в нижних подзонах из условия наилучшего согласия кривой  $\sigma(H)$  с экспериментом.

Авторы [23] поступили несколько иначе. Определив аналогичным образом  $n_i$ , они находили  $\mu_i$  так, чтобы согласовать с экспериментом значения проводимости и постоянной Холла в слабых полях.

Более надежным представляется способ, основанный на анализе осцилляций Шубникова-де-Гааза, где с каждой подзоной связан свой период осцилляций. В [36] использовался упрощенный вариант такого подхода, предполагающий, что проводимость  $i$ -ой подзоны начинает осциллировать, когда магнитное поле

достигает значения  $c/\mu_j$ . В [37,38] аналогичный подход реализовывался более строго — путем фурье-анализа шубниковских осцилляций.<sup>6</sup>

Экспериментальные точки, полученные всеми перечисленными выше способами, нанесены на рис. 5. Хотя количественное согласие с теорией и нельзя назвать идеальным, но все качественные закономерности четко выполняются:  $\mu_j$  медленно падает с ростом концентрации в слое и растет с номером подзон. Последнее обстоятельство подтверждается также данными работы [40], где исследовался разогрев носителей в  $\delta$ -слое. Автор наблюдал рост эффективной подвижности при разогреве, что, по-видимому, было связано с забросом горячих носителей в верхние подзоны с более высокой подвижностью.

### 2.3. Проводимость и эффективная подвижность слоя

На основании описанных выше расчетов  $\mu_j$  уже легко вычислить полную проводимость слоя:

$$\sigma = \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^N |\varepsilon_i| \mu_i. \quad (16)$$

Результирующая зависимость  $\sigma(\nu)$ , график которой приведен в [21], мало отличается от линейной. Причина в том, что с ростом  $\nu$  подвижность в каждой отдельной подзоне падает, но одновременно в яме появляются новые подзоны с высокими подвижностями.

Обычно в литературе в качестве результата экспериментальных измерений приводят значения не проводимости, а эффективной подвижности  $\mu_{\text{eff}} = \sigma/\nu$ . Результаты расчета этой величины приведены на рис. 6 и сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными [23,36,37,41].

Еще одно замечание в заключение. Наши вычисления проводились в предположении о некоррелированном распределении примесей в  $\delta$ -слое. На самом деле, благодаря взаимному кулоновскому отталкиванию примеси в процессе роста могут располагаться до некоторой степени скоррелированно, что ослабляет рассеяние на них. Сходный эффект для селективно легированных гетероструктур теоретически рассматривался в [42]. Полученные там результаты говорят о том, что учет указанного обстоятельства при необходимости может быть произведен путем введения в интегралы (9), (10), определяющие подвижность, дополнительного форм-фактора  $q/(q+q_0)$ , где  $q_0 \equiv 2\pi n e^2 / \chi T_0$  — дебаевский волновой вектор газа примесей при температуре «замерзания» диффузии  $T_0$ . Это приводит к заметному возрастанию подвижности, в особенности в высших подзонах.

Для оценки возможной роли эффектов корреляции нами рассчитывались проводимость и эффективная подвижность с учетом  $q_0$ . При этом для определенности полагалось  $T_0 = 800$  К, что близко к температуре роста структуры. Результат показан штриховой линией на рис. 6. Данная кривая не согласуется с экспериментом ни по величине, ни по характеру концентрационной зависимости. Это указывает на то, что в реальных структурах с  $\delta$ -слоями распределение примесей некоррелировано.

### 2.4. Прыжковая проводимость в $\delta$ -слоях с низкой концентрацией

До сих пор мы рассматривали  $\delta$ -слои с высокой концентрацией  $\nu \gg 1$ , проводимость которых носит металлический характер. Но если уменьшать концентрацию носителей, то рано или поздно произойдет переход Мотта и проводимость

<sup>6</sup> При количественном анализе результатов и сравнении между собой  $\mu_j$ , полученных различными методами, следует учитывать, что при дальнедействующем потенциале рассеяния эффективная подвижность, определяемая из затухания шубниковских осцилляций, будет меньше дрейфовой [39].

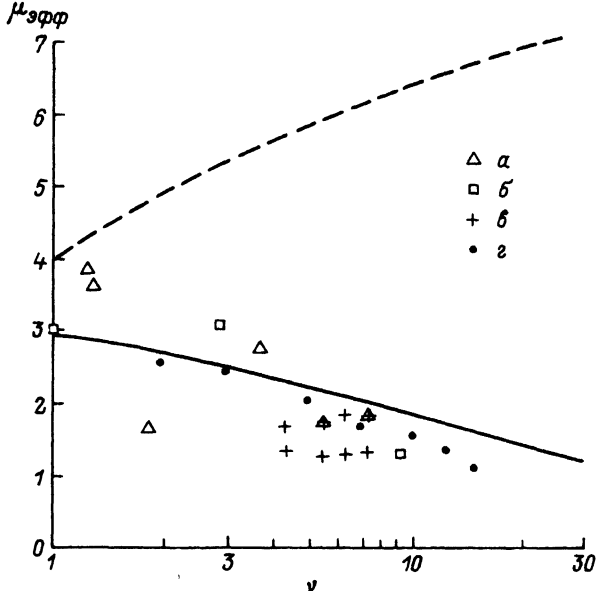


Рис. 6. Концентрационная зависимость эффективной подвижности в  $\delta$ -слое.

Расчет с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) корреляции примесей. Экспериментальные точки взяты из работ:  $\alpha$  — [23];  $\beta$  — [35];  $\epsilon$  — [37];  $z$  — [41].

станет прыжковой. На рис. 7 показан такой переход, наблюдавшийся в  $\delta$ -слоях Sb в кремнии [33, 43] (заметим, что в GaAs, где эффективная масса электронов меньше, чем в Si, переход происходит при значительно меньших концентрациях  $n$ ).

В области ниже перехода физическая модель  $\delta$ -слоя качественно меняется.  $V$ -образный потенциал  $\epsilon(x)$  перестает играть роль (для некомпенсированных слоев он вообще отсутствует), и речь идет об обычном примесном полупроводнике с прыжковой проводимостью, отличающемся тем, что примеси не распределены равномерно по объему, а локализованы в одной плоскости. Важным преимуществом  $\delta$ -слоев по сравнению с однородными полупроводниками является возможность управления концентрацией носителей при заданной фиксированной конфигурации примесных центров. Это осуществляется либо с помощью затворного электрода (см. главу 5), либо при использовании *pipi*-структур, где для этой цели применяется межзонная подсветка или смещение, прикладываемое между  $n$ - и  $p$ -слоями [13–16].

Подробное экспериментальное исследование прыжковой проводимости в  $\delta$ -слоях проводилось в работах [44–46]. Ее температурная зависимость находилась в полном согласии с теорией. При сравнительно высоких температурах ( $1.5 \div 10$  K) она была чисто активационной:  $\sigma \sim \exp(-\epsilon_3/kT)$ , а

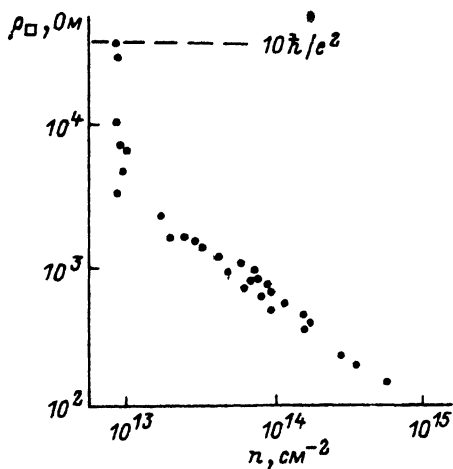


Рис. 7. Переход Мотта в  $\delta$ -слое Si<Sb> [33]

при более глубоком охлаждении — соответствовала двумерной проводимости с переменной длиной прыжка:  $\sigma \sim \exp[-(T_0/T)^{1/3}]$  (закон Мотта для двумерного случая). Наиболее интересной оказалась зависимость прыжковой проводимости от магнитного поля, в слабых полях характеризуемая отрицательным магнитосопротивлением. Этот эффект был объяснен совместным действием квантовых интерференционных явлений [47] и влияния магнитного поля на плотность состояний вблизи уровня Ферми [48].

Говоря о прыжковой проводимости, интересно отметить, что полупроводник с периодически расположенными слабо легированными  $\delta$ -слоями может оказаться полезным в качестве примесного фоторезистора. По сравнению с однородным веществом с той же средней концентрацией примесей он будет иметь большее межпримесное расстояние, а потому и большее темновое сопротивление в направлении, перпендикулярном слоям (в тех условиях, когда проводимость носит прыжковый характер).<sup>7</sup>

### 3. Оптические исследования $\delta$ -слоев

*3.1. Межуровневые переходы.* Наиболее специфичным оптическим эффектом в двумерных электронных системах является инфракрасное внутризонное поглощение, связанное с переходами носителей между квантовыми уровнями. Такое поглощение может вызываться лишь светом, поляризованным по нормали к слою, и имеет спектр в виде узких полос, энергии которых отвечают расстояниям между уровнями.<sup>8</sup>

Межуровневые переходы экспериментально наблюдались на  $\delta$ -слоях как  $n$ - [49–51], так и  $p$ -типа [9] в Si и GaAs. На рис. 8 показаны наиболее характерные экспериментальные закономерности: различие в положении полос поглощения для структур с различными  $n$  и зависимость эффекта от поляризации света.

Обнаружить электронные возбуждения, связанные с межуровневыми переходами в  $\delta$ -слоях, и определить энергии этих переходов удалось также в экспериментах по комбинационному рассеянию [52, 53].

Свет, поляризованный по нормали к слою, способен вызывать электронные переходы с низшего уровня в яме не только на вышележащий дискретный уровень, но и в континуум состояний над ямой, приводя к фотопроводимости в направлении, перпендикулярном плоскости слоев. Такого рода эффекты уже нашли применение для создания эффективных инфракрасных фотоприемников на основе многослойных гетероструктур [54]. Обсуждалась [51], но на практике еще не реализована, возможность создания аналогичных приемников и на основе  $\delta$ -слоев.

*3.2. Межзонные переходы.* Спектр межзонного поглощения  $\delta$ -слоя отличается от спектра однородного полупроводника дополнительными особенностями, связанными с переходами электронов из континуума состояний валентной зоны на дискретные уровни в зоне проводимости. Он весьма близок к спектру поглощения одиночного гетероперехода с двумерным электронным газом [55]. Рассматриваемый спектр значительно менее информативен, чем в структурах с квантовыми ямами, поскольку в нашем случае переходы на квантовые уровни происходят на фоне межзонных переходов в однородном полупроводнике, окружающем слой. Однако с помощью модуляционной методики вклад  $\delta$ -слоя в поглощение или отражение света может быть выделен в чистом виде [56, 57]. В этих работах использован эффект фотомодуляции, основанный на том, что модулирующие световые импульсы создают неравновесные носители, которые экранируют

<sup>7</sup> Данное замечание принадлежит Ю. Г. Садофьеву.

<sup>8</sup> Следует отметить, что за счет эффектов деполаризации (см., например, [17]) энергия кванта, вызывающего переходы между уровнями, не равна расстоянию между ними, а превосходит ее на величину, определяемую энергией плазмона.

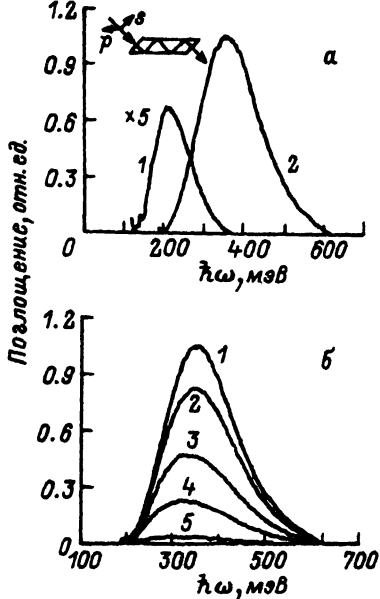


Рис. 8. Межуровневое поглощение в  $\delta$ -слоях Si(B) [9].

$a$  — спектры поглощения;  $n$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1 —  $5 \cdot 10^{13}$ , 2 —  $1.4 \cdot 10^{14}$ .  $b$  — зависимость поглощения от поляризации света; угол между нормалью к  $\delta$ -слою и вектором высокочастотного электрического поля, град: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 60, 5 — 80.

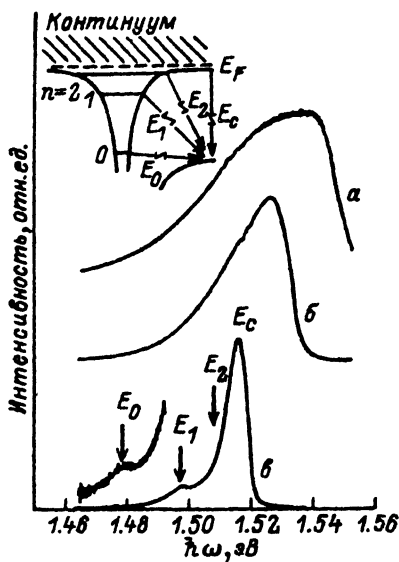


Рис. 9. Спектры фотолуминесценции периодической системы  $\delta$ -слоев GaAs(Si) [53].

Расстояние между слоями  $d$ , нм:  $a$  — 10,  $b$  — 20,  $c$  — 50. Стрелками показаны теоретически рассчитанные энергии переходов на соответствующий квантовый уровень.  $E_c$  — энергия межзонных переходов в однородном GaAs.

электрическое поле  $\delta$ -слоя и сдвигают положение энергетических уровней  $\epsilon_j$ . Авторам удалось наблюдать оптические переходы на отдельные уровни  $\epsilon_j$  и оценить энергетическое расстояние между ними.

Одним из наиболее информативных методов исследования двумерных систем является люминесценция. Однако в случае  $\delta$ -слоев применение люминесценции затрудняется тем, что внутреннее электрическое поле уносит неосновные носители на большое расстояние от слоя, препятствуя рекомбинации. Поэтому для проведения люминесцентных исследований желательны не одиночные  $\delta$ -слои, а структуры, обеспечивающие дополнительное удержание неосновных носителей вблизи слоя. Для этой цели используются либо многослойные структуры с малым периодом (рис. 4), где неравновесные дырки локализуются в максимумах потенциального рельефа [53], либо гетероструктуры с дополнительным ограничением окружающими широкозонными слоями [58–60].<sup>9</sup>

В описанных выше структурах авторам удалось увидеть в спектрах люминесценции структуру, отражающую дискретность энергетического спектра электронов в  $\delta$ -слое. На рис. 9 показан пример такого спектра для многослойной  $\delta$ -структуры, взятый из работы [53]. При не слишком малых расстояниях между слоями в спектре видны отчетливые особенности, положение которых соответствует теоретически рассчитанным энергиям переходов в валентную зону с двух низших электронных уровней. Приложение магнитного поля по нормали к плоскости слоя делает эти особенности более отчетливыми [58].

<sup>9</sup> Наиболее выразительны спектры люминесценции биполярных ( $nipi$ -) структур, в которых предельное разделение носителей лимитируется расстоянием между соседними слоями (см., например, [61]). Однако, как уже говорилось во Введении, в нашем обзоре эти структуры не рассматриваются.

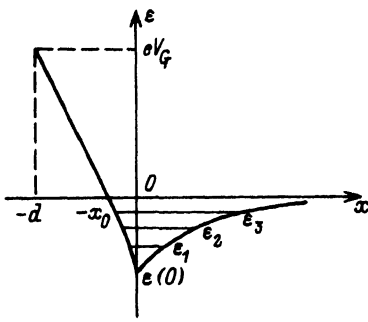


Рис. 10. Зонная диаграмма  $\delta$ -слоя с затвором.

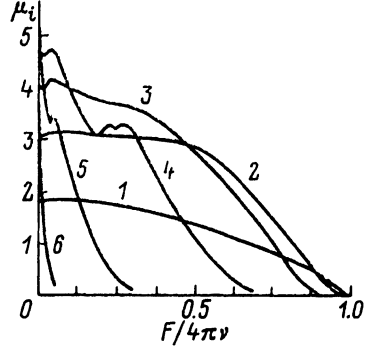


Рис. 11. Зависимость подвижности в различных подзонах от напряжения на затворе в  $\delta$ -слое с  $\nu = 10$  [65].

Цифры на кривых указывают номер подзоны.

Совсем недавно появилось сообщение [62] и о наблюдении люминесценции в одиночном  $\delta$ -слое. Авторы увидели в спектре люминесценции дополнительную узкую линию, отсутствующую в однородном GaAs, и после тщательного анализа приписали ее экситону, связанному с комплексом Si—As—Si, лежащим в плоскости слоя.

#### 4. Структуры с затвором

Говоря о возможностях практического применения  $\delta$ -слоев, следует в первую очередь указать на полевые транзисторы [2, 28, 33, 41, 63, 64]. Для реализации таких приборов необходимо на небольшом расстоянии от  $\delta$ -слоя создать дополнительный затворный электрод (контакт Шоттки или  $p$ — $n$ -переход), изменяя напряжение на котором, можно управлять концентрацией, а следовательно, и проводимостью электронов  $\delta$ -слоя. Схематический потенциальный профиль такой структуры показан на рис. 10. Обсудим основные ее свойства.

4.1. Расчет структуры. Теория, описывающая зонную диаграмму и проводимость структуры с затвором, строится по аналогии с описанной в главах 2, 3 теорией простого  $\delta$ -слоя [65]. В ее основе лежит та же система уравнений (2), (3). Наличие затвора изменяет лишь граничные условия к ней. Чтобы сформулировать эти условия, заметим, что в области  $-d < x < 0$  заряды отсутствуют (если пренебрегать хвостами волновых функций), и электрическое поле  $-d\Phi/dx$  равно постоянной величине  $V_G/(d-x_0)$  ( $V_G$  — обедняющее напряжение на затворе). Будем полагать, что  $x_0$ , имеющее порядок  $a_B$ , значительно меньше, чем  $d$ . При этом из условий сшивки потенциала и электрического поля при  $x_0$  получаем граничное условие

$$\frac{d\epsilon}{dx}(x_0) = -F \quad \left( F = \frac{\kappa^3 h^4 V_G}{\epsilon^2 m^2 d} \right), \quad (17)$$

где  $x_0$  — точка, в которой  $\epsilon(x_0) = 0$ . Остальные условия для  $\epsilon$  достаточно очевидны:

$$\frac{d\epsilon}{dx}(+0) - \frac{d\epsilon}{dx}(-0) = 4\pi\nu, \quad (18)$$

$$\epsilon(\infty) = 0. \quad (19)$$

Квазиклассическое решение задачи (см. [65]) дает для глубины ямы следующее выражение, являющееся обобщением (8):

$$|\varepsilon(0)| = \left[ \frac{15\pi^3 \nu^2}{8\sqrt{2}} \left( 1 - \frac{F^2}{16\pi^2 \nu^2} \right)^2 \right]^{2/5}. \quad (20)$$

Оно показывает, как напряжение на затворе трансформирует потенциальную яму  $\delta$ -слоя. Точка  $F = 4\pi\nu$  соответствует полному опустошению слоя.

Для нахождения уровней энергии  $\varepsilon_i$  и волновых функций  $\Psi_i(x)$  уравнения задачи решались численно. С ростом обедняющего смещения уровни  $\varepsilon_i$  двигаются вверх, последовательно выходя из ямы и исчезая в континууме незаполненных состояний. Точный характер зависимостей  $\varepsilon_i(F)$  для структур с различными  $\nu$  можно найти в [65].

Значительно более интересны зависимости  $\mu_i(F)$ , в качестве примера показанные на рис. 11 для структуры с  $\nu = 10$ . Видно, что они могут быть немонотонны. Это есть результат борьбы двух противоположных тенденций. Электрическое поле  $F$ , увеличивая энергии уровней  $\varepsilon_i$ , уменьшает соответствующие импульсы Ферми  $k_{Fi}$ , но одновременно увеличивает ширину области локализации волновой функции  $\Psi_i(x)$ , т. е. среднее расстояние между электронами и примесями. Первый фактор ведет к уменьшению, а второй — к росту подвижности. В возбужденных подзонах, где волновая функция  $\Psi_i(x)$  имеет узлы, на кривых  $\mu_i(F)$  возможна дополнительная структура, отражающая немонотонное поведение матричного элемента рассеяния. Благодаря асимметрии потенциальной ямы внешнее смещение сдвигает положение узлов и минимумов  $\Psi_i$ . В результате электронная плотность вблизи примесей  $\Psi_i^2(0)$ , а следовательно, вероятность рассеяния осциллируют с  $F$ .

Знание зависимостей  $\mu_i$  и  $n_i$  от напряжения на затворе позволяет с легкостью получить подобную зависимость и для полной проводимости слоя  $\sigma$  (рис. 12). Она имеет более гладкий вид, чем в других двумерных структурах [66–68], где момент пересечения каждым квантовым уровнем  $\varepsilon_i$  уровня Ферми сопровождается скачком подвижности во всех подзонах за счет выключения одного из каналов межподзонного рассеяния. Причины такого различия обсуждаются в [65].

**4.2. Полевые транзисторы.** Предварительные оценки [2, 41, 63, 64] показывают, что полевые транзисторы на основе  $\delta$ -слоев могут иметь определенные преимущества по сравнению с другими типами полевых транзисторов. Это связано со следующими факторами: 1) высокая концентрация двумерных электронов в слое; 2) сравнительно малые внутренние электрические поля и, как следствие, высокие напряжения пробоя в  $\delta$ -слое; 3) возможность получения высокой крутизны транзистора путем использования структур с очень малым (порядка 300 Å) расстоянием до затвора  $d$ .

Поскольку крутизна  $g_m$  представляет собой важнейшую характеристику полевого транзистора, последнее обстоятельство является наиболее важным. Более подробно вопрос о предельно достижимых значениях  $g_m$  обсуждался в [41]. На рис. 13, взятом из этой работы, показана теоретическая зависимость  $g_m$  от длины затвора  $L_G$  для двух типов полевого транзистора: на двумерном электронном газе с высокой подвижностью носителей (*HEMT*) и на основе  $\delta$ -слоя. Видно, что при больших  $L_G$  *HEMT* имеет преимущество за счет значительно более высокой подвижности электронов. Однако при малых  $L_G$ , т. е. при больших тянущих полях, дрейфовая скорость насыщается, указанное преимущество исчезает, и транзистор с  $\delta$ -слоем, обладающий меньшим  $d$ , может обладать более высокой крутизной.

Что касается экспериментально наблюдавшихся значений  $g_m$ , то для самых первых образцов транзисторов с  $\delta$ -слоем при  $L_G = 0.5$  мкм она составляла 75 мСм/мм [41]. Несколько позже в литературе появились цифры 215 [6] и

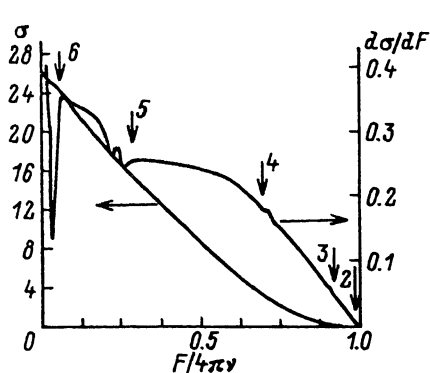


Рис. 12. Зависимость проводимости  $\sigma$  и производной  $d\sigma/dF$   $\delta$ -слоя с  $\nu = 10$  от напряжения на затворе [65].

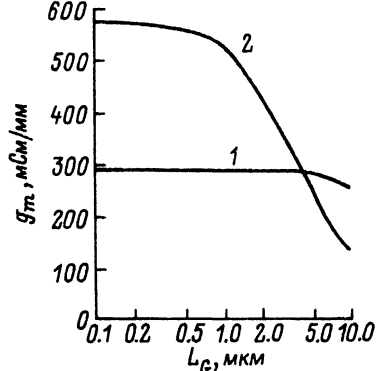


Рис. 13. Теоретическая зависимость крутизны полевого транзистора от длины затвора [41].

1 — транзистор на гетероструктуре с двумерным электронным газом с подвижностью носителей  $\mu = 60\,000$   $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и расстоянием до затвора  $d = 600$   $\text{А}$ ; 2 — транзистор с  $\delta$ -слоем с эффективной подвижностью  $\mu = 2000$   $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и расстоянием до затвора  $d = 300$   $\text{А}$ . Насыщенная дрейфовая скорость полагалась равной  $1.5 \cdot 10^7$   $\text{см}/\text{с}$ .

270  $\text{мСм}/\text{мм}$  [69]. Наконец, в одной из недавних работ [28] сообщено о получении транзисторов с крутизной 360 при комнатной температуре и 420  $\text{мСм}/\text{мм}$  при  $T = 77$   $\text{К}$ .

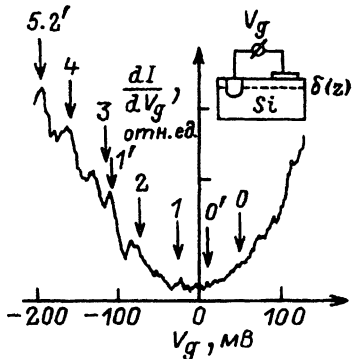
Интересно проследить, как меняется крутизна с изменением напряжения на затворе. Для не слишком малых  $L_G$ , когда дрейфовая скорость электронов не насыщена, а пропорциональна подвижности, это нетрудно сделать на основе описанных в разделе 5.1 зависимостей  $\sigma(F)$ , учитывая, что в наших безразмерных единицах  $g_m = d\sigma/dF$ . Эта величина также представлена на рис. 12 наряду с проводимостью слоя  $\sigma$ . Видно, что, несмотря на кажущуюся гладкость кривой  $\sigma(F)$ , ее производная ведет себя достаточно сложно. Она имеет особенности при критических значениях поля  $F_i(\nu)$ , отвечающих обращению в нуль энергии очередного уровня в яме. На рисунке эти точки обозначены стрелками. В промежутках между ними  $g_m$  может меняться немонотонно за счет отмеченной выше немонотонной полевой зависимости подвижности. Эксперименты [41] подтвердили немонотонность зависимости  $g_m$  от напряжения на затворе.

4.3. *Емкостные и туннельные исследования  $\delta$ -слоев.* Рассмотренная выше структура с затвором может быть использована для снятия  $C-V$ -характеристик, позволяющих, в частности, непосредственно определять профиль распределения примеси в  $\delta$ -слоях. Следует отметить, что стандартный емкостной метод определения примесного профиля (см., например, [70]) здесь непосредственно неприменим ввиду квантового характера исследуемой системы. Дело в том, что изменение  $V_G$  меняет не только потенциальный профиль системы, но и волновые функции электронов, в силу чего плотность заряда меняется не только на границе области обеднения, но и на некотором расстоянии от нее. Адекватная теория емкости  $\delta$ -слоя, учитывающая квантовые эффекты, приведена в [30, 32]).

Основным следствием квантовых эффектов является принципиальное ограничение на разрешающую способность метода. Предельное пространственное разрешение, с которым может быть определен примесный профиль, равно ширине области, в которой локализована волновая функция основного состояния  $\epsilon_1$ . В GaAs эта величина приближенно равна 40 для электронов и 20  $\text{А}$  для дырок. Именно такие значения эффективной ширины слоя наблюдаются в реальных



$T = 4.2$  К. Стрелками показаны рассчитанные значения энергий подзон.



структурах, выращенных при низких температурах, когда диффузия примесей незначительна (см. обзор экспериментальных данных в [32]).

Если расстояние  $d$  между  $\delta$ -слоем и затвором достаточно мало, то между ними возможно протекание туннельного тока. Для полевых транзисторов это явление нежелательное (ток утечки), но в исследовательских структурах вольт-амперная характеристика этого тока  $I(V_G)$  может быть использована для получения информации об энергетическом спектре  $\delta$ -слоя [8, 43, 71]. Производная  $dI/dV_G$  имеет особенности при напряжениях, соответствующих совпадению края какой-либо подзоны с уровнем Ферми в затворе (рис. 14), что может быть использовано для определения значений  $\epsilon_j$ .

При еще большем уменьшении расстояния  $d$  (реально до нескольких десятков ангстрем) туннельный ток возрастает настолько, что затвор становится по существу хорошим омическим контактом к  $\delta$ -слою. В частности, в [2, 64] сообщается, что в арсенид-галлиевой структуре с  $d = 25$  Å такой контакт, изготовление которого не связано с операцией сплавления, имел сопротивление, меньшее  $10^{-6}$  Ом · см<sup>2</sup>, и идеально линейную вольт-амперную характеристику.

## 5. Иные применения $\delta$ -слоев

Методика  $\delta$ -легирования может быть использована для улучшения характеристик селективно легированных гетероструктур (СЛГС), в частности, для повышения концентрации двумерных электронов в них, что весьма важно при создании полевых транзисторов. Для иллюстрации на рис. 15, а, б, приведены зонные диаграммы обычной СЛГС и структуры с  $\delta$ -слоем примеси, имеющих одну и ту же толщину нелегированной широкозонной прослойки (спейсера)  $w_s$ .

Пусть концентрация двумерного электронного газа в узкозонном полупроводнике равна  $n_s$ . В широкозонной части СЛГС уровень Ферми  $E_F$  приблизительно совпадает с дном зоны проводимости в нейтральной части. Тогда условие постоянства  $E_F$  в структуре (б) можно записать в виде

$$\frac{\pi \hbar^2 n_s}{m} + \epsilon_0 = \Delta \epsilon_c - eE w_s - V_D. \quad (21)$$

Здесь  $\epsilon_0$  — энергия основного состояния двумерного газа,  $\Delta \epsilon_c$  — разрыв зон на гетеропереходе,  $E \approx 4\pi e n_s / k$  — электрическое поле в спейсере,  $V_D = kE^2 / (8\pi N_D)$  — падение потенциала на обедненной области,  $k$  и  $N_D$  — диэлектрическая проницаемость и уровень легирования широкозонного материала. Для структуры с  $\delta$ -слоем (а) вместо (21) имеем

$$\frac{\pi \hbar^2 n_s}{m} + \epsilon_0 = \Delta \epsilon_c - eE w_s + \epsilon_1, \quad (22)$$

если считать уровень Ферми совпадающим с нижним энергетическим уровнем в  $\delta$ -слое  $\epsilon_1$ . Видно, что правая часть в (22) больше, чем в (21), на величину  $V_D + \epsilon_1$ , т. е. в силу двух факторов: 1) энергии квантования в  $\delta$ -слое; 2) отсутствия падения напряжения на слое объемного заряда. Это означает, что для одного и того же гетероперехода концентрация двумерных носителей  $n_s$  (а

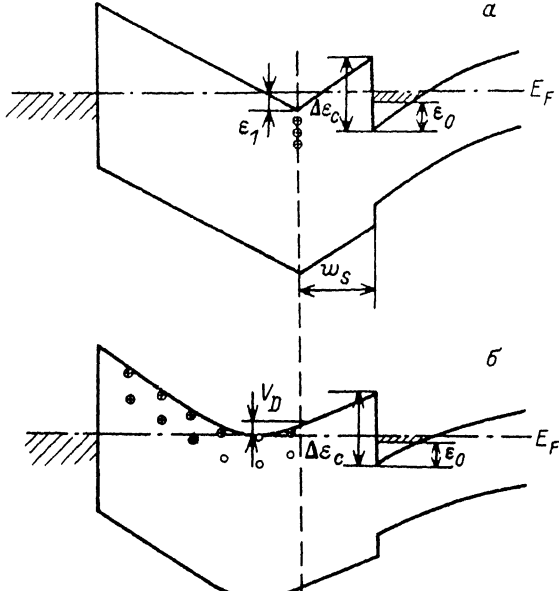


Рис. 15. Зонные диаграммы гетероструктур с двумерным электронным газом.

*а* — структура с  $\delta$ -слоем; *б* — стандартная селективно легированная гетероструктура. Заштрихована область энергий, занимаемая двумерными электронами.

также и поле  $E$ ) при  $\delta$ -легировании будут больше, нежели при обычном селективном легировании [28, 72, 73] при сохранении характерной для СЛГС высокой подвижности.

Более того, применение  $\delta$ -легирования может даже несколько увеличить подвижность двумерных носителей в СЛГС. Причина в том, что флуктуационный электростатический потенциал, связанный со статистическим характером расположения ионов и ограничивающий подвижность, имеет меньшую амплитуду при расположении зарядов в плоскости, нежели в слое конечной ширины [42, 74].

При изготовлении СЛГС возникает еще одна проблема. Самым распространенным материалом для таких структур является система GaAs—Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, легированная кремнием. Однако примесь Si в твердом растворе Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As образует так называемые DX-центры, являющиеся причиной остаточной проводимости и других явлений нестабильности в рассматриваемых гетероструктурах [75]. Для борьбы с такими явлениями также может быть использовано  $\delta$ -легирование [28, 64, 76]. При этом выращивается структура типа изображенной на рис. 16, *а*, где  $\delta$ -слой располагается не непосредственно в твердом растворе, а окружен тонким слоем чистого GaAs, в котором DX-центры не образуются. Чтобы введение слоя GaAs не вызвало значительного понижения уровня Ферми в широкозонном материале и уменьшения концентрации двумерных электронов, толщина этого слоя выбирается достаточно малой, так, чтобы низший квантовый уровень в такой потенциальной яме лежал вблизи ее края. Возможно также создание узкой асимметричной ямы (рис. 16, *б*), в которой уровень вообще отсутствует, и все электроны с примесных центров переходят в двумерный канал, образующийся в GaAs [2, 77].

В самое последнее время появилось сообщение об еще одной интересной возможности применения  $\delta$ -легирования [78]. Оказалось, что нанесение на гетерограницу GaAs—AlAs примеси Si в количестве порядка одного монослоя (т. е. заметно большем, чем в обычном  $\delta$ -слое) может существенно изменить разрывы

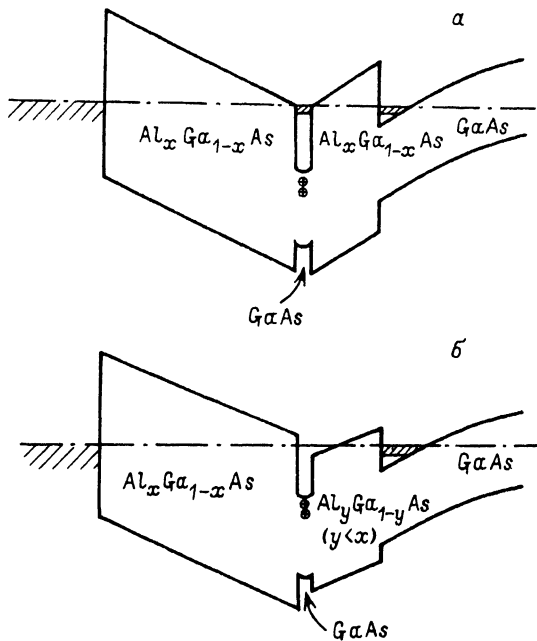


Рис. 16. Зонные диаграммы гетероструктур с  $\delta$ -легированной симметричной (а) и несимметричной (б) узкой квантовой ямой.

Заштрихованы области энергий, занимаемые двумерными электронами.

зон на гетерогранице за счет образования двойного электрического слоя. Это открывает дополнительные возможности в «зонной инженерии» — конструировании полупроводниковых структур с заданным профилем потенциала.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ploog K., Fischer A., Künzel H. // J. Electrochem. Soc. 1981. V. 128. N 2. P. 400—410.
- [2] Ploog K. // J. Cryst. Growth. 1987. V. 81. N 1. P. 304—313.
- [3] Мигаль В. П., Лубышев Д. И., Преображенский В. В., Овсюк В. Н., Семягин Б. Р., Стенин С. И. // Электронная промышленность. 1989. № 6. С. 6—8.
- [4] Koenraad P. M., Blam F. A. P., Langerak C. J. G. M., Leys M. R., Perenboom J. A. A. J., Singleton J., Spermon S. J. R. M., van der Vleuter W. C., Voncken A. P. J., Wolter J. H. // Semicond. Sci. Techn. 1990. V. 5. № 8. P. 861—866.
- [5] Wood C. E. C., Metzger G., Berry J., Eastman L. F. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 1. P. 383—387.
- [6] Usui A., Watanabe H. // J. de Phys. 1987. V. 48. Suppl. C5. P. 21—28.
- [7] Schubert E. F., Pfeiffer L., West K. W., Izabelle A. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 25. P. 2592—2594.
- [8] Zeindl H. P., Wegehaupt T., Eisele I., Oppotzer H., Reisinger H., Tempel G., Koch F. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 17. P. 1164—1166.
- [9] Park J. S., Karunasiri R. P. G., Mii Y. J., Wang K. L. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. N 10. P. 1083—1085.
- [10] Williams R. L., Kumar R., Yuen W. T., Skuras E., Parker S. D., Droopad R., d'Oliveira A. G., Ferguson I. M., Johnson E. A., Mackinnon A., Phillips C. C., Stradling R. A., Portal J. C. // Semicond. Sci. Techn. 1990. V. 5. N 3S. P. S338—S341.
- [11] Hodge C. C., Phillips C. C., Thomas R. H., Parker S. D., Williams R. L., Droopad R. // Semicond. Sci. Techn. 1990. V. 5. N 3S. P. S319—S322.
- [12] Wencho Cheng, Zrenner A., Ye-Qiu-Yi, Koch F., Grützmacher D., Balk P. // Semicond. Sci. Techn. 1989. V. 4. N 1. P. 16—19.
- [13] Ploog K., Döhler G. // Adv. in Phys. 1983. V. 32. N 3. P. 285—359.
- [14] Döhler G. H. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. 22. N 9. P. 1682—1995.
- [15] Плог К. // Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры. М., 1989. С. 428—461.

- [16] Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. М., 1989. 240 с.
- [17] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [18] Zrenner A., Reisinger H., Koch F., Ploog K., Mann J. C. // *Phys. Rev. B*. 1986. V. 33. N 8. P. 5607—5610.
- [19] Zrenner A., Koch F., Ploog K. // *Surf. Sci.* 1988. V. 196. N 1-3. P. 671—676.
- [20] Johnson E. A., MacKinnon A. // *Semicond. Sci. Techn.* 1990. V. 5. N 3S. P. S189—S191.
- [21] Mezrin O., Shik A. // *Superlat. Microstruct.* 1991. V. 10. N 1. P. 107—112.
- [22] Ioriatti L. // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 41. N 12. P. 8340—8344.
- [23] Koenraad P. M., Voncken A. P. J., Singleton J., Blom F. A. P., Langerak C. J. G. M., Leys M. R., Perenboom J. A. A. J., Spermon S. J. R. M., van Vleuten W. C., Wolter J. H. // *Surf. Sci.* 1990. V. 228. N 1-3. P. 538—541.
- [24] Zrenner A., Koch F., Williams R. L., Stradling R. A., Ploog K., Weimann G. // *Semicond. Sci. Techn.* 1988. V. 3. N 12. P. 1203—1209.
- [25] Döhler G. H. // *Surf. Sci.* 1978. V. 73. N 1. P. 97—105.
- [26] Johnson E. A., MacKinnon A. // *Superlat. Microstruct.* 1991. V. 9. N 4. P. 441—443.
- [27] Koch F., Zrenner A., Zachau M. // *Springer Ser. Sol. St. Sci.* Berlin, 1986. V. 67. P. 175—182.
- [28] Schubert E. F. // *J. Vac. Sci. Techn. A*. 1990. V. 8. N 3. P. 2980—2996.
- [29] Schubert E. F., Stark J. B., Chiu T. H., Teil B. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 53. N 4. P. 293—295.
- [30] Schubert E. F., Stark J. B., Ullrich B., Cunningham J. E. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. N 18. P. 1508—1510.
- [31] Schubert E. F., Kuo J. M., Kopf R. F., Luffman H. S., Hopkins L. C., Sauer N. J. // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 67. N 4. P. 1969—1979.
- [32] Schubert E. F., Kuo J. M., Kopf R. F. // *J. Electron. Mater.* 1990. V. 19. N 6. P. 521—531.
- [33] Zeindl H. P., Bullemer B., Eisele I., Tempel G. // *J. Electrochem. Soc.* 1989. V. 136. N 4. P. 1129—1131.
- [34] Siggia E. D., Kwok P. C. // *Phys. Rev. B*. 1970. V. 2. N 4. P. 1024—1036.
- [35] Zrenner A. Thesis. Technische Universität of München, 1987.
- [36] Studenikin S. A., Lubyshv D. I., Migal' V. P., Panaev I. A., Preobrazhenskii V. V., Semyagin B. P. // *Semicond. Sci. Techn.* 1992. V. 7.
- [37] Skuras E., Kumar R., Williams R. L., Stradling R. A., Dmochowski J. E., Johnson E. A., MacKinnon A., Harris J. J., Beall R. B., Skierbeszewski C., Singleton J., van der Wel P. J., Wisniewski P. // *Semicond. Sci. Techn.* 1991. V. 6. N 6. P. 535—546.
- [38] Yamada S., Makimoto T. // *Appl. Phys. Lett.* 1990. V. 57. N 10. P. 1022—1024.
- [39] Sarma S. D., Stern F. // *Phys. Rev. B*. 1985. V. 32. N 12. P. 8442—8444.
- [40] Masselink W. T. // *Appl. Phys. Lett.* 1991. V. 59. N 6. P. 694—696.
- [41] Schubert E. F., Fischer A., Ploog K. // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 1986. V. ED-33. N 5. P. 625—632.
- [42] Пикус Ф. Г., Эфрос А. Я. // *ЖЭТФ*. 1989. Т. 96. В. 3. С. 985—995.
- [43] Tempel G., Koch F., Zeindl H. P., Eisele I. // *J. de Phys.* 1987. V. 48. Suppl. C5. P. 259—262.
- [44] Ye Qiu-yi, Zrenner A., Koch F., Ploog K. // *Semicond. Sci. Techn.* 1989. V. 4. N 6. P. 500—502.
- [45] Ye Qiu-yi, Shklovskii B. I., Zrenner A., Koch F., Ploog K. // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 41. N 12. P. 8477—8484.
- [46] Raikh M. E., Czington J., Ye Q-y, Koch F., Schoepe W., Ploog K. // *Phys. Rev. B*. 1992. V. 45. N 11. P. 6015—6022.
- [47] Нгуен В. Л., Спивак Б. З., Кловский Б. И. // *Письма ЖЭТФ*. 1985. Т. 41. В. 1. С. 35—37.
- [48] Raikh M. E. // *Sol. St. Commun.* 1990. V. 75. N 11. P. 935—938.
- [49] Schwarz N., Müller F., Tempel G., Koch F., Weimann G. // *Semicond. Sci. Techn.* 1989. V. 4. N 7. P. 571—573.
- [50] Tempel G., Müller F., Schwarz N., Koch F., Weimann G., Zeindl H. P., Eisele I. // *Surf. Sci.* 1990. V. 228. N 1. P. 247—250.
- [51] Tempel G., Schwarz N., Müller F., Koch F. // *Thin Sol. Films*. 1990. V. 184. N 1. P. 171—176.
- [52] Abstreiter G., Merlin R., Pinczuk A. // *IEEE J. Quant. Electron.* 1986. V. 22. N 9. P. 1771—1784.
- [53] Maciel A. C., Tatham M., Ryan J. F., Worlock J. M., Nahory R. E., Harbison J. P., Florez L. T. // *Surf. Sci.* 1990. V. 228. N 1-3. P. 251—254.
- [54] Levine B. E., Bethea C. G., Hasnain G., Walker J., Malik R. J. // *Electron. Lett.* 1988. V. 24. N 12. P. 747—749.
- [55] Snow E. S., Glembocki O. J., Shanabrook B. V. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 38. N 17. P. 12483—12486.
- [56] Bernussi A. A., Brum J. A., Motisuke P., Basmaji P., Li M. S., Hipolito O. // *Sureplat. Microstruct.* 1990. V. 8. N 2. P. 205—208.
- [57] Bernussi A. A., Iikawa F., Motisuke P., Basmaji P., Li M. S., Hipolito O. // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 67. N 9. P. 4149—4151.
- [58] Васильев А. М., Копьев П. С., Надточий М. Ю., Устинов В. М. // *ФТП*. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2133—2137.
- [59] Wagner J., Fischer A., Ploog K. // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 42. N 11. P. 7280—7283.
- [60] Wagner J., Fischer A., Ploog K. // *Appl. Phys. Lett.* 1991. V. 59. N 4. P. 428—430.
- [61] Schubert E. F., Harris T. D., Cunningham J. E., Jan W. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39. N 15. P. 11011—11015.
- [62] Henning J. C. M., Kessener Y. A. R. R., Koenraad P. M., Lays M. R., van der Vleuten W., Wolter J. H., Frens A. M. // *Semicond. Sci. Techn.* 1991. V. 6. N 11. P. 1079—1087.

- [63] Schubert E. F., Ploog K. // Japan. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 8. P. L608—L610
- [64] Ploog K., Hauser M., Fischer A. // Appl. Phys. A. 1988. V. 45. N 3. P. 233—244.
- [65] Mezrin O. A., Shik A. Ya., Mezrin V. O. // Semicond. Sci. Techn. 1992. V. 12. N. P.
- [66] Mori S., Ando T. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. N 12. P. 6433—6441.
- [67] Störmer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W. // Sol. St. Commun. 1982. V. 41. N 10. P. 707—709.
- [68] Thang N. T., Fishman G., Vinter B. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 2. P. 499—503.
- [69] Ishibashi A., Funato K., Mori Y. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 16. P. 1034—1035.
- [70] Van Gelder W., Nicollan E. H. // J. Electrochem. Soc. 1971. V. 118. N 1. P. 134—141.
- [71] Zachau M., Koch F., Ploog K., Roentgen P., Beneking H. // Sol. St. Commun. 1986. V. 59. N 8. P. 591—594.
- [72] Schubert E. F., Cunningham J. E., Tsang W. T., Timp G. L. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 15. P. 1170—1172.
- [73] Cunningham J. E., Tsang W. T., Timp G., Schubert E. F., Chang A. M., Oweisu-Sekyere K. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 8. P. 4317—4320.
- [74] Schubert E. F., Pfeiffer L., West K. W., Izabelle A. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 14. P. 1350—1352.
- [75] Lang D. V., Logan R. A., Jaros M. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. N 2. P. 1015—1030.
- [76] Hiyamizu S., Sasa S., Ishikawa T., Kondo K., Ishikawa H. // Japan. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 6. P. L431—L433.
- [77] Horikoshi Y., Fischer A., Schubert E. F., Ploog K. // Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 2. P. 263—266.
- [78] Sorba L., Bratina G., Ceccone G., Antonini A., Walker J. F., Micovic M., Franciosi A. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 3. P. 2450—2453.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Получен 7.02.1992  
Принят к печати 12.02.1992