

621.315.592

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВЕРХРЕШЕТКИ**А. П. Силин****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	485
2. Энергетическая структура	487
2.1. Композиционные сверхрешетки	489
2.2. Легированные сверхрешетки	494
2.3. Коллективные возбуждения	498
3. Оптические свойства	500
3.1. Внутризонные процессы	500
3.2. Межзонные переходы. Композиционные сверхрешетки	501
3.3. Межзонные переходы. Легированные сверхрешетки	506
4. Акустические свойства	508
5. Явления переноса	509
5.1. Проводимость	509
5.2. Эффект Шубникова — де Гааза	512
6. Переход полуметалл — полупроводник	513
7. Заключение	516
Список литературы	516

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхрешетками принято называть твердотельные структуры, в которых, помимо периодического потенциала кристаллической решетки, имеется дополнительный одномерный периодический потенциал, период которого существенно превышает постоянную решетки.

Сверхрешетки представляют собой новый тип полупроводников, характеризующийся наличием большого числа зон, которые обладают очень сильной анизотропией (они практически двумерны). Впервые такие системы были рассмотрены Л. В. Келдышем в 1962 г. ¹. В сверхрешетках может быть почти подавлена электронно-дырочная рекомбинация, поэтому в течение длительных промежутков времени возможно большое отклонение от теплового равновесия. Концентрация электронов и дырок в сверхрешетках не является фиксированным параметром, определяемым легированием, а представляет собой легко перестраиваемую величину. Наличие потенциала сверхрешетки существенно меняет энергетический спектр, благодаря чему сверхрешетки обладают рядом интересных свойств, которые отсутствуют у обычных полупроводников. Параметры потенциала сверхрешетки легко изменять в широких пределах, что в свою очередь приводит к существенным изменениям энергетического спектра. Таким образом, легко можно изменять зонную структуру полупроводниковых сверхрешеток.

Бурный рост как теоретического, так и экспериментального интереса к сверхрешеткам связан с последними достижениями технологии, основанной на молекулярно-лучевой эпитаксии в ультравысоком вакууме ^{2,3} (см. также обзоры ⁴⁻⁸), а также металл-органической эпитаксии из газовой фазы ⁹ и других методов ^{10,11}.

При помощи этих методов можно получить атомно-гладкие поверхности и очень резкие границы раздела. Это дало возможность контролируемого выращивания высококачественных сверхрешеток. Скорость роста, например, составляет $\sim \text{\AA}/\text{с}$ при выращивании сверхрешеток $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ¹², InAs-GaSb ⁴ методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Квантовые размерные эффекты становятся значительными, когда один из размеров полупроводника уменьшается настолько, что он становится порядка длины волны электрона. Полупроводниковые приборы обычно можно рассматривать полуклассически, так как характерные их размеры обычно больше, чем средняя длина пробега электронов. Однако если их размеры уменьшаются до сотен ангстрем, то квантовые размерные эффекты оказывают существенное влияние на электронную структуру, что особенно ярко проявляется в оптических явлениях и явлениях переноса.

Наиболее изученными как теоретически, так и экспериментально являются композиционные сверхрешетки, которые представляют собой эпитаксиально выращенные периодические чередующиеся тонкие слои полупроводников с близкими постоянными решетки¹³. Большое распространение получили также легированные сверхрешетки, периодический потенциал которых образован чередованием ультратонких слоев *n*- и *p*-типов того же самого полупроводника, которые могут быть отделены друг от друга нелегированными слоями^{5,6,12}. В настоящем обзоре мы будем рассматривать свойства только этих сверхрешеток.

Возможны также плоские сверхрешетки, которые возникают, если в двумерном электронном слое (например, в системе металл — диэлектрик — полупроводник) периодически промодулировать плоскость поверхностного заряда¹⁴. В качестве сверхрешетки для двумерных электронов может также использоваться поверхность с высокими кристаллическими индексами — ориентационные сверхрешетки¹⁵.

Интерес представляют также спиновые сверхрешетки¹⁶, образованные периодическим повторением слоев одного и того же полупроводника. Одни слои этих сверхрешеток легируются немагнитными примесями, а другие — магнитными примесями, причем без магнитного поля энергетическая щель во всей сверхрешетке одинакова, а при наложении магнитного поля возникает периодический потенциал сверхрешетки. Подобные сверхрешетки недавно были синтезированы на основе $\text{CdTe} - \text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ¹⁷.

Потенциал сверхрешетки может создаваться также периодической деформацией образца в поле мощной ультразвуковой волны¹ или стоячей световой волны¹⁸. Как естественные сверхрешетки можно рассматривать дихалькогениды переходных металлов, полупроводники группы A_3B_6 , политипные полупроводниковые соединения и др.¹⁹.

При изготовлении сверхрешеток отклонения от периодичности могут привести к нарушению характера спектра, т. е. к локализации носителей тока в одном из минимумов потенциала сверхрешетки. Кроме того, рассеяние носителей тока приводит к неопределенности в их энергии $\propto \hbar/\tau$ (τ — характерное время релаксации). Если τ достаточно мало, то спектр, созданный потенциалом сверхрешетки, будет неразличим. Чтобы этого не случилось, необходимо, чтобы длина свободного пробега носителей тока l была много больше периода сверхрешетки d ¹⁹:

$$l \gg d. \quad (1.1)$$

В этом обзоре мы не будем рассматривать так называемые одиночные квантовые ямы, типичным примером которых является двойной гетеропереход (рис. 1). Ряд физических свойств одиночных квантовых ям (оптические свойства, транспортные свойства в плоскости слоев) во многом аналогичен свойствам полупроводниковых сверхрешеток при большой толщине квантового барьера d_{II} (рис. 2) (так называемая система многократно повторяемых квантовых ям⁶).

Подробное обсуждение ранних (до 1974 г.) в основном теоретических работ, посвященных сверхрешеткам, проведено в обзоре¹⁹. В обзоре⁴ рассмотрены свойства композиционных сверхрешеток $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}-\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$; обзоры^{5,6,12} посвящены в основном легированным сверхрешеткам.

Довольно полный библиографический список работ, посвященных полупроводниковым сверхрешеткам, составленным из соединений A_3B_5 , которые выполнены в 1958—1983 гг., содержится в сборнике²⁰.

Исторически предсказание ряда аномалий транспортных свойств, в частности отрицательной дифференциальной проводимости, полупроводниковых сверхрешеток и возможность их практического использования¹³ явились

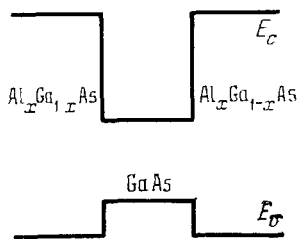


Рис. 1. Энергетическая структура двойного гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

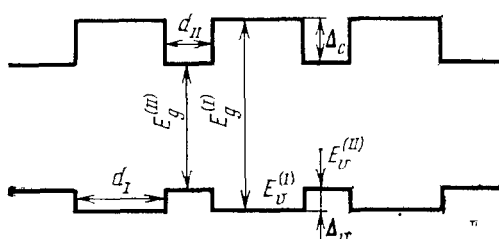


Рис. 2. Энергетическая структура композиционных сверхрешеток I типа
I — полупроводник GaAs , II — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

причиной создания первых сверхрешеток^{21,22}. Однако в дальнейшем существенный прогресс, достигнутый в изучении оптических свойств полупроводниковых сверхрешеток, отвлек внимание экспериментаторов от изучения транспортных свойств сверхрешеток⁶. В настоящем обзоре мы уделим основное внимание рассмотрению энергетической структуры (гл. 2) и оптических свойств (гл. 3) полупроводниковых сверхрешеток, которые к настоящему моменту существенно лучше исследованы (особенно экспериментально), и лишь коротко обсудим акустические (гл. 4) и транспортные (гл. 5) свойства, а также переход полуметалл — полупроводник в сверхрешетках (гл. 6).

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА

Физические свойства сверхрешеток определяются их электронным спектром, который в свою очередь определяется решением уравнения Шредингера, содержащего как потенциал кристаллической решетки, так и потенциал сверхрешетки $\Delta(\mathbf{r})$. Решить такое уравнение в общем случае практически невозможно. Однако задача существенно упрощается благодаря тому, что период сверхрешетки значительно превосходит постоянную решетки, а амплитуда потенциала сверхрешетки много меньше амплитуды кристаллической сверхрешетки. Благодаря этому энергетические зоны полупроводников, существовавшие до наложения $\Delta(\mathbf{r})$, искажаются под его влиянием лишь вблизи краев. Поэтому мало интересными представляются сверхрешетки, составленные из металлов (так как уровень Ферми у металлов расположен далеко от краев зон)¹⁹. В этом обзоре мы ограничимся рассмотрением только полупроводниковых сверхрешеток и не будем рассматривать сверхрешетки, составленные из металлов²³ и сверхпроводников²⁴.

Ввиду того, что энергетические зоны полупроводников искажаются под влиянием потенциала сверхрешетки только вблизи краев, закон дисперсии носителей тока можно считать квадратичным и использовать для нахождения энергетической структуры сверхрешеток приближение эффективной массы,²⁵ которое в простейшем однозонном приближении для невырожденных

изотропных энергетических зон имеет следующий вид:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{c(v)}} \nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + \Delta_{c(v)}(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}), \quad (2.1)$$

где $m_{c(v)}$ — эффективная масса электрона (дырки), которую мы здесь считаем одинаковой во всей сверхрешетке.

В зависимости от характера периодичности $\Delta(\mathbf{r})$ сверхрешетки могут быть одно-, дву- и трехмерными. В этом обзоре мы будем рассматривать только одномерные сверхрешетки $\Delta(z)$. Возможен также и квазидвумерный вариант сверхрешеток на основе размерно квантованных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с ограниченной по двум направлениям энергетической минизоной и с фиксированной энергией в направлении, перпендикулярном слоям (см. например, ²⁵⁻²⁷):

$$E(k) = 2\Delta - \Delta(\cos k_x d + \cos k_y d), \quad (2.2)$$

где Δ — ширина минизоны.

Поскольку потенциал сверхрешетки $\Delta_{c(v)}(z)$ периодичен, то волновая функция $\psi(z)$ имеет блоховский вид, а спектр имеет зонный характер и определяется номером зоны j и волновым вектором k_z . Получающиеся при этом

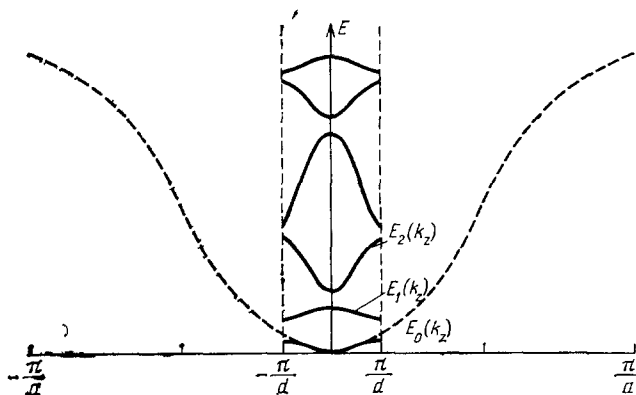


Рис. 3. Расщепление энергетической зоны $E(k_z)$ кристалла с постоянной решеткой a на минизоны $E_j(k_z)$ потенциалом сверхрешетки с периодом d .

Число минизон равно d/a

зоны (минизоны) представляют собой более мелкое дробление энергетических зон вблизи их краев. Волновой вектор k_z определяется в пределах первой минизоны Бриллюэна $-\pi/d \leq k_z \leq \pi/d$. Полная волновая функция носителей тока в сверхрешетке дается произведением огибающей функции $\psi(z)$ на модулирующую блоховскую функцию в точке экстремума зоны.

Энергетический спектр одномерных сверхрешеток резко анизотропен. В то время как на движение носителей тока перпендикулярно оси сверхрешетки z потенциал сверхрешетки действует слабо, движение в направлении z будет соответствовать движению в системе с периодом d :

$$|E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_\perp^2}{2m} + E_j(k_z), \quad (2.3)$$

поэтому $|k_z| \leq \pi/d$. При заданном \mathbf{k}_\perp дисперсионная кривая массивного полупроводника $E(k_z)$ разбивается на минизоны Бриллюэна $E_j(k_z)$, разделенные минищелями при $k_z = 0$ и $k_z = \pm\pi/d$ (рис. 3).

Качественные особенности энергетической структуры полупроводниковых сверхрешеток одинаковы для различных сверхрешеток (различных $\Delta(z)$). Спектр $E_j(k_z)$ представляет собой ряд не перекрывающихся между собой минизон. При увеличении номера минизоны j ее ширина возрастет, а ширина энергетической минищели уменьшается. Если энергия минизоны меньше, чем максимум потенциала сверхрешетки, то такие минизоны имеют малую ширину, определяемую туннельной прозрачностью барьеров сверхре-

шетки, и могут быть описаны в приближении сильной связи (см., например, ¹⁹):

$$E_j(k_z) = E_j - \Delta_j \cos k_z d; \quad (2.4)$$

здесь E_j — энергетические уровни отдельно взятой ямы, $|\Delta_j|$ — ширины j -минизон, которые определяются параметрами сверхрешетки.

Минизоны с энергиями, большими максимума потенциала сверхрешетки, представляют собой широкие участки с обычным квадратичным спектром, разделенные узкими минищелями с шириной, соответствующей фурье-гармонике $\Delta(z)$ ¹⁹.

Оценки положения и ширины энергетических минизон полупроводниковых сверхрешеток можно получить для потенциала сверхрешетки произвольной формы $\Delta(z) \neq E$, используя общие соотношения ²⁸

$$[(E_{2j-1} - E_0)^{1/2} - (E_{2(j-1)} - E_0)^{1/2}]^2 < \frac{\hbar^2 \pi^2}{2md^2}, \quad (2.5)$$

где интервалы энергии $(E_{2(j-1)}, E_{2j-1})$ соответствуют разрешенным зонам ($j = 1, 2, \dots$).

2.1. Композиционные сверхрешетки

Рассмотрим энергетическую структуру композиционных сверхрешеток — сверхрешеток, составленных из ультратонких ($\sim 10^1 - 10^3 \text{ \AA}$) слоев различных полупроводников. Для получения хороших композиционных сверхрешеток важно, чтобы были близки постоянные решетки полупроводников, составляющих сверхрешетку.

Можно выделить три типа композиционных сверхрешеток: 1) сверхрешетки $(\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$, у которых минимум зоны проводимости ($E_c^{(1)}$) и мак-

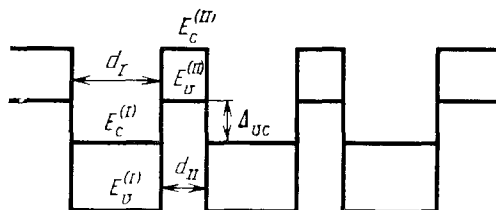


Рис. 4. Энергетическая структура композиционной сверхрешетки III типа.

I — полупроводник InAs, II — GaSb

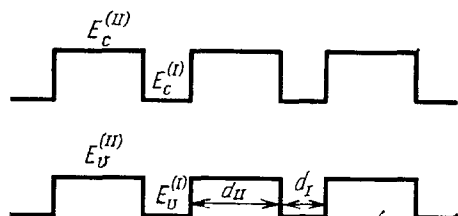


Рис. 5. Энергетическая структура композиционной сверхрешетки III типа.

I — полупроводник $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$,
II — GaSb $_{1-y}\text{As}_y$

симум валентной зоны ($E_v^{(1)}$) одного полупроводника (GaAs) по энергии расположены внутри энергетической щели другого ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) (см. рис. 2); 2) сверхрешетки $(\text{InAs} - \text{GaSb})$, у которых минимум зоны проводимости ($E_c^{(1)}$) одного полупроводника (InAs) расположен по энергии ниже, чем максимум валентной зоны ($E_v^{(1)}$) другого (GaSb) (рис. 4); 3) сверхрешетки $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y)$ при $x \approx y \approx 1 - x$, у которых минимум зоны проводимости ($E_c^{(1)}$) одного полупроводника ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) расположен в энергетической щели ($E_g^{(1)}$) второго ($\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$), а максимум валентной зоны второго полупроводника ($E_v^{(1)}$) — в энергетической щели первого ($E_g^{(1)}$) (рис. 5).

Композиционные сверхрешетки I типа (см. рис. 2) представляют собой такое периодическое чередование слоев двух полупроводников с толщиной d_I и d_{II} и энергетическими щелями $E_g^{(1)}$ и $E_g^{(1)}$, при котором возникает периодическая система квантовых ям для носителей тока (первый полупроводник),

которые отделены друг от друга квантовыми барьерами (второй полупроводник). Глубина квантовых ям для электронов (дырок) определяется разностью между минимумами зон проводимости $\Delta_c = E_c^{(II)} - E_c^{(I)}$ (максимумами валентной зоны $\Delta_v = E_v^{(I)} - E_v^{(II)}$) двух полупроводников. Величина потенциала сверхрешетки Δ определяется в этом случае как разность энергетических щелей двух полупроводников:

$$\Delta = E_g^{(II)} - E_g^{(I)} = \Delta_c + \Delta_v; \quad (2.6)$$

для сверхрешетки GaAs — Al_{0,3}As_{0,7}As $\Delta = 300$ мэВ, $\Delta_c = 0,85 \Delta_v$.

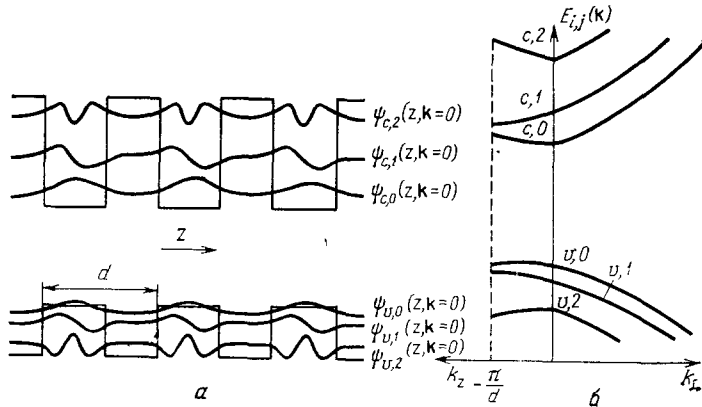


Рис. 6. Электронная структура композиционной сверхрешетки I типа: в пространстве координат (а), в импульсном пространстве (б)

Движение электронов параллельно оси сверхрешетки z квантовано. Это приводит к образованию серии дискретных (для отдельно взятой ямы) уровней энергии $E_{c,j}$. Грубая оценка $E_{c,j}$ для $E_{c,j} \ll \Delta_c$:

$$E_{c,j}(d_I) \approx \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_c^{(I)} d_I^2} (j+1)^2, \quad j=0, 1, 2, \dots; \quad (2.7)$$

здесь $m_c^{(I)}$ — масса электрона в первом полупроводнике (GaAs), для $d_I = 100$ Å $E_{c,0} \approx 50$ мэВ.

Точные значения $E_{c,j}(k_z)$ могут быть получены (если пренебречь небольшим различием эффективных масс электрона в GaAs и Al_xGa_{1-x}As) из решения уравнения (2.1):

$$\frac{k_{II}^2 - k_I^2}{2k_I k_{II}} \operatorname{sh} k_{II} d_{II} \cdot \sin k_I d_I + \operatorname{ch} k_{II} d_{II} \cdot \cos k_I d_I = \cos k_z d_I, \quad (2.8)$$

где

$$k_{II} = \frac{1}{\hbar} [2m_c^{(I)} (\Delta_c - E_{c,j})]^{1/2}, \quad k_I = \frac{1}{\hbar} (2m_c^{(II)} E_{c,j})^{1/2}. \quad (2.9)$$

Дисперсия энергетических минизон в приближении сильной связи имеет следующий вид:

$$E_{c,j}(k_z) = E_{c,j} - \Delta_j(d_{II}) \cos k_z d_I, \quad (2.10)$$

где $|\Delta_j(d_{II})|$ — ширина j -минизоны сильно зависит от ширины барьера d_{II} . Если ширина барьеров невелика, $d_{II} \lesssim 50$ Å, то минизоны имеют заметную ширину для движения вдоль оси сверхрешетки; так, для $d_{II} = 50$ Å $\Delta_{c,0} \approx 10$ мэВ (рис. 6).

Таким образом, изменяя ширину ямы d_I , можно выбрать нужное положение минизоны $E_{c,j}$, а выбором ширины барьера d_{II} — ширину минизоны $|\Delta_{c,j}|$.

Расчет валентных минизон в композиционных сверхрешетках подобен, но несколько усложнен смешиванием состояний легких и тяжелых дырок. Для учета зацепления валентных зон, а также непараболичности энергетических зон и отличия эффективных масс носителей тока в полупроводниках, составляющих сверхрешетку, требуется более строгий подход²⁹⁻³³. Если полупроводники, составляющие сверхрешетку, имеют ту же кристаллическую структуру, постоянные решетки и блоховские функции, тогда огибающие волновые функции $\psi(z)$ на поверхностях раздела удовлетворяют следующим граничным условиям: 1) $\psi(z)$ и 2) $\left(\frac{1}{\mu(E, z)}\right) \frac{\partial \psi(z)}{\partial z}$ непрерывны. Здесь $\mu(E, z)$ — величина размерности массы, которая зависит от энергии, если непараболична зонная структура полупроводников, составляющих сверхрешетку. В полупроводниках групп A_3B_5 , A_2B_6 (из которых в основном и составлены сверхрешетки) зонная структура хорошо описывается двузонной моделью Кейна³⁴. При $k_{\perp} = 0$ происходит расщепление между зоной тяжелых дырок и зонами легких дырок, электронов и дырок из валентной зоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием. С учетом взаимодействия трех последних зон уравнение приближения эффективных масс имеет следующий вид³¹⁻³³:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\mu(E, z)} \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_c(z) \right] \psi_c(z) = E \psi_c(z), \quad (2.11)$$

причем

$$\frac{1}{\mu(E, z)} = \frac{2P}{3} \left(\frac{2}{E + E_g^{(1)} - \Delta_v(z)} + \frac{1}{E + E_g^{(1)} + E_{c-o}^{(1)} - \Delta_{c-o}(z)} \right); \quad (2.12)$$

здесь $E_{c-o}^{(1)}$ — величина спин-орбитального расщепления первого полупроводника, $\Delta_c(z)$, $\Delta_v(z)$, $\Delta_{c-o}(z)$ — функции, равные нулю в первом полупроводнике, и Δ_c , Δ_v , Δ_{c-o} — во втором полупроводнике (Δ_{c-o} — разница максимумов валентной зоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием), P — кейновский матричный элемент³⁴. Для широкозонных полупроводников ($E \ll E_g^{(1)}$, $|E - \Delta_c| \ll E_g^{(11)}$)

$$\mu(E, z) = \begin{cases} m_c^{(1)} & \text{в первом полупроводнике,} \\ m_c^{(11)} & \text{во втором полупроводнике.} \end{cases} \quad (2.13)$$

Этим методом были рассчитаны сверхрешетки I типа GaAs — $Al_xGa_{1-x}As$ ³¹, HgTe — CdTe^{32,35} и многие другие.

Энергетическая структура композиционных сверхрешеток I типа GaAs — $GaAs_{1-x}P_x$ и GaAs — $Al_xGa_{1-x}As$ с учетом непараболичности зонной структуры полупроводников, составляющих сверхрешетку, была рассчитана в работе²⁹.

Композиционная сверхрешетка GaAs — AlAs рассчитывалась при помощи метода псевдопотенциала в работе³⁶, где было проведено также сравнение зонной структуры такой сверхрешетки и сплава $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$.

Расчет зонной структуры композиционной сверхрешетки I типа Si — GaP показал, что в сверхрешетках состава A_4 — A_3B_5 , в отличие от сверхрешеток состава A_3B_5 — $A'_3B'_5$, возможны собственные состояния на поверхностях раздела³⁷.

В композиционных сверхрешетках I типа в основном состоянии отсутствуют носители тока, поэтому особый интерес представляет легирование этих сверхрешеток³⁸. Энергия связи изолированного донора (Si) в массивном GaAs равна 6 мэВ, а в массивном $Al_{0.3}Ga_{0.7}As \gtrsim 100$ мэВ. Ввиду того, что минимум зоны проводимости GaAs, расположен по энергии ниже, чем донорное состояние в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, электроны с донорных центров $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ переходят в зону проводимости GaAs, создавая, таким образом, обедненные

слои $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Это вызывает искривление энергетических зон полупроводников, составляющих сверхрешетки (рис. 7).

Интересными свойствами обладают модулированно легированные композиционные сверхрешетки I типа (рис. 7, б), отличающиеся от однородно легированных сверхрешеток (рис. 7, а) тем, что легируются только слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. При этом подвижные носители тока — электроны заключены в слоях GaAs, а их донорные примесные центры — в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Таким образом можно создать высокую плотность носителей тока в GaAs, сильно превосходящую плотность имеющихся в GaAs центров примесного рассеяния. Это приводит к значительному росту подвижности электронов в том интервале температур, где

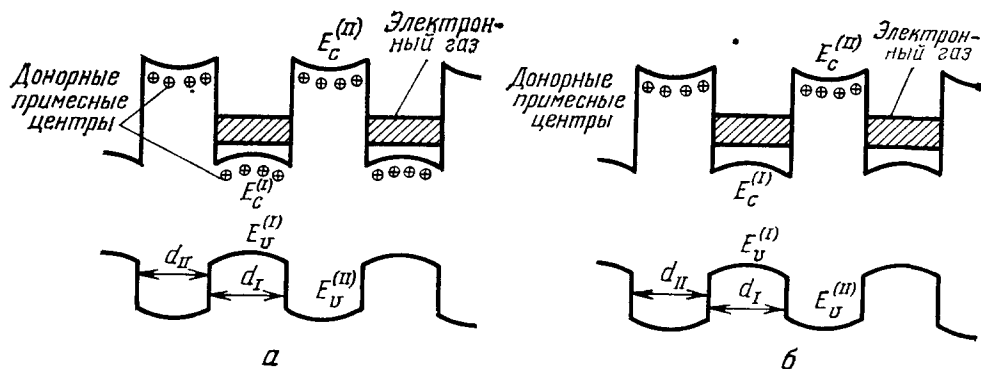


Рис. 7. Энергетическая структура композиционных сверхрешеток I типа.

I — полупроводник — GaAs, II — $\text{AlGa}_{1-x}\text{As}$; а — однородно легированных сверхрешеток, б — модулированно легированных

механизм примесного рассеяния является определяющим. Особенно существенно возрастает подвижность, если области барьера вблизи поверхностей раздела не легируются³⁹. При концентрациях примесей, больших 10^{16} см^{-3} , вымерзание носителей тока отсутствует¹⁸, и в модулированно легированных сверхрешетках возможно достижение концентраций электронов, больших 10^{12} см^{-2} , и подвижностей, больших $10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ⁴⁰.

В композиционных сверхрешетках II типа (см. рис. 4) вершина валентной зоны одного полупроводника (GaSb) находится по энергии выше, чем дно проводимости другого (InAs), поэтому можно ожидать, что через границы раздела будет происходить перетекание электронов из валентной зоны GaSb в зону проводимости InAs. Образующееся при этом полуметаллическое состояние характеризуется сильным взаимодействием двумерных газов электронов и дырок. Однако если толщина слоев сверхрешетки будет достаточно малой, то размерное квантование движения носителей тока (2.7) может изменить взаимное расположение зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb (образуется композиционная сверхрешетка III типа (рис. 5)). Переход полуметалл — полупроводник, происходящий в таких сверхрешетках при уменьшении периода сверхрешетки, наблюдался экспериментально (подробнее см. гл. 6).

Расчет зонной структуры композиционных сверхрешеток II и III типов проделан в работах^{30-32, 41-49}.

Созданы также композиционные сверхрешетки II типа InAs — AlSb — GaSb⁵⁰, в которых слои InAs и GaSb разделены слоями AlSb, энергетическая щель которого существенно больше, чем у InAs и GaSb. В таких сверхрешетках будет происходить туннелирование электронов из GaSb в InAs через слои AlSb. Зонная структура таких сверхрешеток рассчитана в работе³².

При расчете зонной структуры композиционных сверхрешеток II типа следует учесть: 1) Малая величина энергетических щелей полупроводников,

составляющих сверхрешетку, и сильное смешивание на поверхностях раздела состояний валентной зоны одного полупроводника (GaSb) и зоны проводимости другого (InAs) делают необходимым многозонное рассмотрение этих сверхрешеток. 2) Для исследования динамики носителей тока с импульсами, перпендикулярными оси сверхрешетки, необходимо адекватное описание экстремумов энергетических зон, особенно вырожденной валентной зоны. (Следует, однако, заметить, что небольшое (0,62%) рассогласование постоянных решетки у InAs и GaSb приводит к расщеплению валентной зоны GaSb; так, если толщина слоя InAs равна 120 Å, а GaSb — 80 Å, то это расщепление составляет 26 мэВ⁵¹). 3) Наличие перетекания носителей тока через поверхности раздела требует самосогласованного расчета зонной структуры^{46,47}. 4) Образование в результате перетекания носителей тока квазидвумерной системы электронов и дырок высокой плотности требует учета многочастичных эффектов^{52,53}.

Большой размер элементарной ячейки, с другой стороны, делает целиком микроскопические расчеты затруднительными.

Расчет энергетической зонной структуры с учетом требований 1) и 2) был проведен в работах^{46,47,49}.

До недавнего времени эпитаксия гетероструктур (в том числе и композиционных сверхрешеток) ограничивалась полупроводниками с совпадающими постоянными решетки a . Малое, но конечное рассогласование постоянных решетки δa сопровождается как упругими деформациями, так и образованием большой плотности дефектов $n_d \sim 2\delta a/a^3$ ⁵¹. В последнее время были успешно выращены композиционные сверхрешетки с большим рассогласованием постоянных решетки ($\delta a/a \sim 1\%$) (так называемые напряженные сверхрешетки), у которых отсутствуют дислокации несоответствия. Это связано с тем, что если слои напряженных сверхрешеток являются достаточно тонкими ($\lesssim 100$ Å), то они деформируются упруго и плотность дефектов на поверхностях раздела остается низкой⁵⁴, что подтверждается высоким уровнем стимулированного излучения и исследованием на электронном микроскопе⁵⁵.

Выращивание напряженных сверхрешеток позволяет значительно расширить класс полупроводниковых соединений, пригодных для создания композиционных сверхрешеток. Особый интерес проявляется к напряженным сверхрешеткам GaP — GaAs_xP_{1-x}^{56,57} и GaAs — In_xGa_{1-x}As⁵⁸⁻⁶⁰, в которых тройное соединение имеет меньшую щель, а также GaSb — AlSb^{61,62}.

Исследование поглощения⁶³ и излучения света⁶⁴⁻⁶⁵ в напряженной сверхрешетке GaSb — AlSb показало, что это композиционная сверхрешетка I типа⁶³, и позволило определить уменьшение энергетической щели GaSb, вызванное упругими деформациями. Постоянные решетки равны $a_I = 6,0955$ Å (GaSb), $a_{II} = 6,1355$ Å (AlSb). В сверхрешетке слои GaSb растягиваются, а слои AlSb сжимаются в направлениях, перпендикулярных оси сверхрешетки⁵¹.

Сверхрешетки GaAs — In_xGa_{1-x}As⁵⁸⁻⁶⁰, в которых In_xGa_{1-x}As испытывают сжатие, а GaAs растяжение, являются сверхрешетками I типа при малых x и сверхрешетками III типа при больших x ⁵¹.

В сверхрешетках II типа InAs — GaSb вызванное несоответствием постоянных решетки расщепление валентной зоны⁵¹ может объяснить расхождение теоретических⁴⁶⁻⁴⁹ и экспериментальных^{4,66-69} результатов.

Недавно были синтезированы напряженные сверхрешетки I типа ZnS — ZnSe с большим рассогласованием постоянных решетки ($\delta a/a \sim 5\%$)⁶⁹.

Анализ зонной структуры напряженных сверхрешеток с учетом возникающих в них деформаций (в частности, изменение взаимного энергетического положения минизон легких и тяжелых дырок) приведен в обзоре⁵¹.

Выращены были также композиционные сверхрешетки Al_xGa_{1-x}As, в которых x линейно изменяется от 0 в начале периода до 0,2 в конце перио-

да (период 500 \AA) ⁷⁰ (рис. 8). Эти пилообразные сверхрешетки характеризуются периодическим чередованием треугольных ям и барьеров и обладают интересными переходными поляризационными явлениями (см. раздел 3.2). Зонная структура этих сверхрешеток рассчитана в работе ⁷¹.

Интересным классом композиционных сверхрешеток являются аморфные сверхрешетки. Были синтезированы сверхрешетки, составленные из аморфных гидрогенизированных полупроводников ($a\text{-Si}:\text{H}$, $a\text{-Si}_{1-x}\text{N}_x:\text{H}$, $a\text{-Ge}:\text{H}$, $a\text{-Ge}_{1-x}\text{N}_x:\text{H}$). У этих полупроводников не совпадают постоянные решетки и слои не являются эпитаксиальными. Однако требование совпадения постоянных решетки для аморфных полупроводников смягчается.

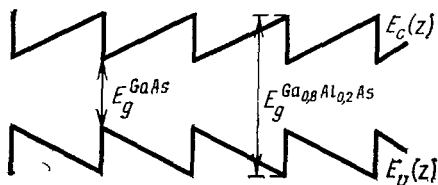


Рис. 8. Энергетическая структура пилообразной сверхрешетки $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

Поверхности раздела этих сверхрешеток не имеют дефектов и являются атомно гладкими ^{72,73}. Были также выращены аморфные сверхрешетки $\text{As}_{40}\text{Se}_{60} - \text{Ge}_{25}\text{Se}_{75}$ ⁷⁴.

Отметим композиционные сверхрешетки, у которых барьерные слои (GaAs , Ge , Si) являются неориентированными, а слои квантовых ям (InSb , PbTe , CdTe) монокристаллическими ⁷⁵.

Возможны также композиционные сверхрешетки, у которых эффективный потенциал создается не периодическим изменением положения энергетических зон, а изменением эффективных масс ⁷⁶.

2.2. Легированные сверхрешетки

Значительное улучшение пространственного (в атомном масштабе) контроля за легированием в процессе выращивания пленок методом молекулярно-лучевой эпитаксии позволило вырастить легированные сверхрешетки —

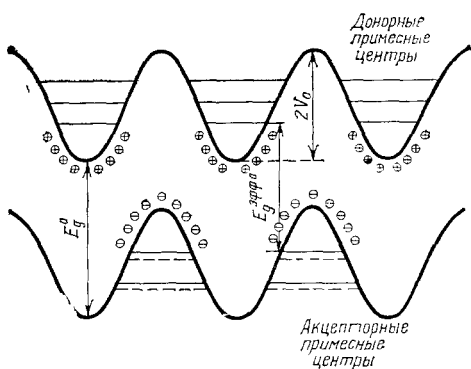


Рис. 9. Энергетическая структура легированной сверхрешетки

периодическое чередование тонких ($\sim 10 - 10^3 \text{ \AA}$) слоев GaAs_n ($\text{GaAs}:\text{Si}$ - и p ($\text{GaAs}:\text{Be}$)-типов, в ряде случаев разделенных слоями собственного GaAs (так называемые p-i-n -кристаллы) (рис. 9). Большая часть электронных свойств легированных сверхрешеток была предсказана теоретически ⁷⁷.

Потенциал сверхрешетки в легированных сверхрешетках создается только пространственным распределением заряда. Эти сверхрешетки с кристаллографической точки зрения имеют некоторые преимущества перед композиционными. Введение примесей, которых всегда много меньше,

чем атомов основного полупроводника, оказывает только очень слабое воздействие на решетку основного кристалла. Поэтому не возникает проблем, связанных с наличием поверхностей раздела; кроме того, не имеется ограничений, связанных с выбором основного полупроводника.

Все донорные центры в легированных сверхрешетках являются положительно заряженными, а все акцепторные центры — отрицательно заряженными, если концентрация примесей не слишком велика, а число акцепторов в p -слоях равно числу доноров в n -слоях.

Вклад ионизованных примесей в потенциал сверхрешетки определяется решением уравнения Пуассона ^{6,78}

$$\frac{d^2 V_i(z)}{dz^2} = \frac{4\pi e^2}{\kappa_0} [n_D(z) - n_A(z)] \quad (2.14)$$

с граничными условиями ($z = 0$ соответствует середине n -слоя)

$$\left. \frac{dV_i}{dz} \right|_{z=0} = V_i(0) = 0; \quad (2.15)$$

здесь $n_{D(A)}(z)$ — функция распределения доноров (акцепторов), κ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость.

Если легирование однородное, то потенциал $V_i(z)$ является квадратичным в легированных областях (см. рис. 9):

$$V_i(z) = \begin{cases} \frac{2\pi e^2 n_D}{\kappa_0} z^2, & |z| \leq \frac{d_n}{2}, \\ 2V_0 - \frac{2\pi e^2 n_A}{\kappa_0} \left(\frac{d}{2} - |z| \right)^2, & \frac{d}{2} - |z| \leq \frac{d_p}{2}, \end{cases} \quad (2.16)$$

и линейным в собственных областях:

$$V_i(z) = \frac{2\pi e^2 n_D d_n}{\kappa_0} \left(|z| - \frac{d_n}{4} \right), \quad \frac{d_n}{2} \leq |z| \leq \frac{d-d_p}{2}; \quad (2.17)$$

здесь V_0 — амплитуда $V_i(z)$:

$$V_0 = \frac{\pi e^2}{\kappa_0} \left(\frac{n_D d_n^2}{4} + \frac{n_A d_p^2}{4} + n_D d_n d_1 \right), \quad (2.18)$$

$d_{n(p,i)}$ — ширина $n(p,i)$ -слоев ⁷⁸.

Подвижные носители тока (электроны: $n(z)$, дырки: $p(z)$) дают хартриевский

$$V_H(z) = \frac{4\pi e^2}{\kappa_0} \int_0^z dz' \int_0^{z'} dz'' [-n(z'') + p(z'')] \quad (2.19)$$

и обменно-корреляционный вклад $V_{xc}(z)$ в потенциал сверхрешетки ⁷⁸.

Для расчета $n(z)$, $p(z)$ используется методом функционала плотности ⁷⁸, в котором самосогласованно рассчитывается одночастичное уравнение Шрёдингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla^2 + V_{cc}(z) \right] \varphi_{i,j,h}(r) = E_{i,j}(k) \varphi_{i,j,h}(r), \quad j=0, 1, \dots, \quad (2.20)$$

где

$$V_{cc}(z) = V_i(z) + V_H(z) + V_{xc}(z). \quad (2.21)$$

Индекс i соответствует электронам ($i=c$), легким дыркам ($i=lh$) и тяжелым дыркам ($i=hh$).

Если пренебречь перемешиванием различных зон потенциалом $V_{cc}(z)$, то

$$\varphi_{i,j,h}(r) = e^{ik_{\perp} \cdot \mathbf{r}} u_i(r) \psi_{i,j,h_z}(z), \quad (2.22)$$

где $u_i(r)$ — блоховская функция i -й зоны, $\psi_{i,j,h_z}(z)$ — огибающая функция j -й минизоны i -й зоны, $\mathbf{r} = (x, y)$, и

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_i} \frac{d^2}{dz^2} + V_{cc}(z) \right] \psi_{i,j,h_z}(z) = E_{i,j}(k_z) \psi_{i,j,h_z}(z), \quad (2.23)$$

$$E_{i,j}(k) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_i} + E_{i,j}(k_z). \quad (2.24)$$

В большинстве случаев ⁶ можно пренебречь взаимодействием между соседними квантовыми ямами, т. е. пренебречь зависимостью энергии от k_z

Тогда огибающая функция будет иметь следующий вид ⁶:

$$\psi_{i,j,h_z}(z) = \sum_m e^{ih_z m d} \psi_{i,j}(z - md), \quad (2.25)$$

где $\psi_{i,j}(z)$ — собственная функция отдельной квантовой ямы, а

$$E_{i,j}(h_z) = E_{i,j}; \quad (2.26)$$

здесь $E_{i,j}$ — собственное значение энергии в отдельной квантовой яме.

Для легированной сверхрешетки с $d_n = d_p = d/2$ и однородным распределением примесей $n_D = n_A$. Периодический потенциал пространственного заряда является параболическим (2.16) с амплитудой (2.18)

$$V_0 = \frac{\pi e^2 n_d d^2}{2\kappa_0}, \quad (2.27)$$

Для сверхрешетки на основе GaAs ($\kappa_0 = 12,5$) с $n_D = n_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_n = d_p = d/2 = 500 \text{ \AA}$, $2V_0 = 905 \text{ мэВ}$ ⁶. Эффективная щель легированной сверхрешетки (см. рис. 9) равна

$$E_g^{\text{эфф}, 0} = E_g^0 - 2V_0 + E_{c,0} + E_{hh,0}. \quad (2.28)$$

Энергии минизон практически эквидистантны:

$$E_{i,j} = \hbar\omega_i \left(j + \frac{1}{2} \right), \quad (2.29)$$

где ω_i — плазменная частота i -го сорта частиц,

$$\omega_i = \left(\frac{4\pi e^2 n_D}{\kappa_0 m_i} \right)^{1/2}. \quad (2.30)$$

В рассматриваемом выше случае $\hbar\omega_c = 40,2 \text{ мэВ}$, $\hbar\omega_{lh} = 38,3 \text{ мэВ}$, $\hbar\omega_{hh} = 17,3 \text{ мэВ}$ ⁶. Таким образом, эффективная энергетическая щель легированной сверхрешетки существенно меньше, чем энергетическая щель массивного полупроводника E_g^0 (для GaAs $E_g^0 = 1,52 \text{ эВ}$).

Если толщина слоев n -типа или (i) концентрация в слоях n -типа увеличивается, то образуется конечная двумерная концентрация электронов в слоях n -типа $n^{(2)}$. Ее величина может быть определена из условия электронейтральности:

$$n^{(2)} = n_D d_n - n_A d_p. \quad (2.31)$$

Пространственное распределение электронов $n(z)$ зависит от волновых функций заполненных минизон и числа носителей тока в них $n_j^{(2)}$:

$$n(z) = \sum_j n_j^{(2)} |\psi_{c,j}(z)|^2. \quad (2.32)$$

Концентрации $n_j^{(2)}$ определяются из равенства энергий Ферми во всех минизонах:

$$E_{c,j} + \frac{\hbar^2}{2m_c} \cdot 2\pi n_j^{(2)} = E_{c,0} + \frac{\hbar^2}{2m_c} \cdot 2\pi n_0^{(2)} \quad (2.33)$$

и условия

$$\sum_j n_j^{(2)} = n^{(2)}, \quad (2.34)$$

если заполнена больше чем одна минизона; здесь $\psi_{c,j}(z)$ — самосогласованное решение (2.23) и (2.25) ⁶.

Для легированной сверхрешетки, состоящей из тонких легированных слоев GaAs с $d_n = d_p = 40 \text{ \AA}$, разделенных толстыми собственными слоями $d_1 = 360 \text{ \AA}$, при $n_D = n_A = 5,25 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, потенциал $V_1(z)$ является скорее треугольным, чем параболическим, и расстояния между минизонами при малых j большие, чем при больших j ⁷⁸.

Важной особенностью легированных сверхрешеток является то, что экстремумы волновых функций электронов сдвинуты на половину периода сверхрешетки относительно экстремумов волновых функций дырок. Поэтому эффективная энергетическая щель является не прямой в пространстве координат, аналогично композиционным сверхрешеткам III типа. Выбором параметров легированной сверхрешетки можно сделать рекомбинационные времена жизни носителей тока исключительно большими, так как перекрытие волновых функций можно сделать очень малым.

Большие времена жизни позволяют легко изменять концентрацию носителей тока. Необходимы лишь очень малые скорости генерации или очень малые инжекционные токи, чтобы вызвать значительные отклонения от равновесной концентрации во всей легированной сверхрешетке, в отличие от обычных полупроводников, в которых высокие неравновесные концентрации можно получить только при очень сильных возбуждениях.

Уравнения (2.32) — (2.34) определяют заполнение минизон и пространственное распределение электронов также и для возбужденного состояния легированных сверхрешеток.

Отрицательный пространственный заряд электронов в слоях n-типа компенсирует положительный пространственный заряд доноров, а положительный пространственный заряд дырок в слоях p-типа компенсирует отрицательный пространственный заряд акцепторов. Таким образом, при введении лишних электронов и дырок самосогласованный потенциал $V_{cc}(z)$ в уравнении (2.20) сглаживается и эффективная энергетическая щель легированной сверхрешетки увеличивается ⁶:

$$E_g^{\text{эфф}, n} = E_g^0 - V_{cc}^n \left(\frac{d}{2} \right) + V_{cc}^n(0) + E_{c,0}^n + E_{hh,0}^n. \quad (2.35)$$

При малых отклонениях от равновесия $\Delta n^{(2)} = \Delta p^{(2)}$ ⁶

$$\Delta E_g^{\text{эфф}, n} = E_g^{\text{эфф}, \Delta n} - E_g^{\text{эфф}, 0} = \frac{e^2 d_n}{\kappa_0} \Delta n^{(2)}. \quad (2.36)$$

Другим важным следствием зависимости самосогласованного потенциала сверхрешетки $V_{cc}(z)$ от концентрации носителей тока является уменьшение расстояния между минизонами при увеличении заселенности минизон, которое также вызвано сглаживанием потенциальной структуры.

Излучательная и безызлучательная (Оже) рекомбинация электрона в слое n-типа и дырки в слое p-типа зависит от квадрата интеграла перекрытия соответствующих огибающих волновых функций. Для сверхрешетки с постоянными $n_D = n_A$ с хорошей точностью огибающие волновые функции основного состояния совпадают с волновыми функциями гармонического осциллятора ⁶,

$$\psi_{1,0}(z) = \pi^{-1/4} \alpha^{-1/2} \exp \left(-\frac{z^2}{2\alpha^2} \right), \quad (2.37)$$

где

$$\alpha_1 = \hbar^{1/2} (m_1 \omega_1)^{-1/2}. \quad (2.38)$$

Поэтому отношение излучательных времен жизни в легированной сверхрешетке $\tau_{n1pi}^{\text{изл}}$ и в объемном кристалле $\tau_{об}^{\text{изл}}$ равно

$$\frac{\tau_{n1pi}^{\text{изл}}}{\tau_{об}^{\text{изл}}} \approx \frac{\alpha_c^2 + \alpha_{eh}^2}{2\alpha_c \alpha_{eh}} \exp \frac{d^2}{4(\alpha_c^2 + \alpha_{eh}^2)}; \quad (2.39)$$

если $n_D = n_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_n = d_p = d/2 = 400 \text{ Å}$, то

$$\frac{\tau_{n1pi}^{\text{изл}}}{\tau_{об}^{\text{изл}}} \approx 10^{13} \quad (2.40)$$

и излучательное время жизни увеличивается от наносекунд до часов. Однако если период сверхрешетки уменьшить всего в два раза, то

$$\frac{\tau_{\text{изл}}^{\text{нпр}}}{\tau_{\text{об}}^{\text{изл}}} \approx 2 \cdot 10^3. \quad (2.41)$$

Аналогичным образом изменяется и время безызлучательной рекомбинации ⁶.

Недавно были синтезированы легированные сверхрешетки с перестраиваемыми электронными свойствами и с большим увеличением подвижности двумерных электронов и дырок ⁷⁹. Эта структура состоит из периодического повторения слоев: $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — $i\text{-GaAs}$ — $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — $i\text{-GaAs}$ — $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и является гибридом легированных и композиционных сверхрешеток (рис. 10). В этой сверхрешетке, кроме пространственного разделения на половину периода электронов и дырок, имеется также (аналогично модулировано легированным композиционным сверхрешеткам I типа (см. рис. 7, б)) пространственное разделение свободных носителей тока от их примесных центров ^{6,7}. Расчет энергетической структуры такой сверхрешетки был проведен в работе ⁷⁸.

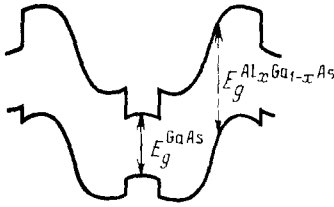


Рис. 10. Энергетическая структура легированной сверхрешетки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с включением полупроводника с меньшей энергетической щелью (GaAs) в каждый слой p - и n -типов ⁶

Необычные свойства легированных сверхрешеток (перестраиваемая в широком интервале энергетическая щель, очень большое время рекомбинации и т.п.) сохраняются и в аморфных легированных сверхрешетках. Аморфные легированные сверхрешетки позволяют получить новую информацию о свойствах аморфных полупроводников ⁸⁰, например о величине щели в плотности состояний объемного аморфного полупроводника. Аморфные легированные сверхрешетки были недавно синтезированы на основе $a\text{-Si} : \text{H}$ ^{81,82}.

Расчеты зонной структуры полупроводниковых сверхрешеток в магнитном поле приведены в обзоре ⁸³.

2.3. Коллективные возбуждения

В этом разделе мы кратко обсудим коллективные возбуждения одномерно упорядоченного, двумерного газа носителей тока в полупроводниковых сверхрешетках.

В двумерном электронном газе плазменная частота $\omega_p^{(2d)} \propto k_{\perp}^{1/2}$ (при $k_{\perp} \rightarrow 0$) ⁸⁴. В сверхрешетках эти двумерные плазмоны, связанные с наиминиальной минизоной, являются внутриминизонными коллективными возбуждениями. Коллективные возбуждения в двумерном электронно-дырочном газе были исследованы в работе ⁸⁵.

Интересной особенностью плазменных колебаний, распространяющихся вдоль оси сверхрешетки, является отсутствие у них затухания Ландау — дисперсионное уравнение имеет чисто действительное решение. Это связано с узостью минизон энергетической сверхрешетки, благодаря которой спектр плазменных колебаний не сливается с непрерывным спектром — рассеяние плазмона, распространяющегося вдоль оси сверхрешетки, на пару одностичных возбуждений запрещено законом сохранения энергии и импульса. Спектр плазменных колебаний, распространяющихся вдоль оси сверхрешетки, был рассчитан для высоких температур в приближении хаотических фаз в работе ⁸⁶.

Коллективные плазменные моды в пределе низких температур были рассчитаны в работе ⁸⁷. При $k_z d = 0$, $k_{\perp} d \rightarrow 0$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{\kappa_0 d} (\alpha_e + \alpha_h), \quad \alpha_{e(h)} = \frac{n_{c(v)}^{(2d)}}{m_{c(v)}} \quad (2.42)$$

(здесь $n_{c(v)}^{(2d)}$ — двумерная плотность электронов (дырок)), имеется обычный трехмерный плазмон. При $k_z d = \pi$, $k_{\perp} d \rightarrow 0$

$$\omega_{p, e(h)}^2 = \frac{dk_{\perp}^2 \pi e^2}{\kappa_0} \alpha_{e(h)}, \quad (2.43)$$

имеются две акустические плазменные моды электронного и дырочного типов. При $k_{\perp} d \gg 1$ (квантовые ямы далеко разнесены в пространстве)

$$\omega_{p, e(h)}^2 = \frac{2\pi e^2 k_{\perp}}{\kappa_0} \alpha_{e(h)}, \quad (2.44)$$

имеется два двумерных плазмона (электронный и дырочный).

При экспериментальном изучении (неупругом рассеянии света ⁸⁸) в полупроводниковых сверхрешетках реализуется предел $k_z d = \text{const}$, $k_{\perp} d \rightarrow 0$; тогда

$$\omega_{p, \pm}^2 = \frac{k_{\perp}^2 d \pi e^2 (\alpha_e^2 + \alpha_h^2)}{\kappa_0 (1 - \cos k_z d)} (1 \pm \tilde{\Delta}), \quad \tilde{\Delta} = \left[1 + \frac{4\alpha_e \alpha_h}{(\alpha_e + \alpha_h)^2} \cos^2 \frac{k_z d}{2} \right]^{1/2}, \quad (2.45)$$

и имеется две плазменные моды акустического типа.

Распространение в полупроводниковых сверхрешетках геликоидальных волн, которое исследовано теоретически ⁸⁹ и экспериментально ⁹⁰, может использоваться (аналогично квантовому эффекту Холла) для определения постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c$. Когда наблюдается плато холловской проводимости $\sigma_{xy} = j e^2/h$ ($j = 1, 2, 3, \dots$), $\sigma_{xx} = 0$, для низких частот $\omega \ll \omega_c$ (ω_c — циклотронная частота) частота геликоидальных волн

$$\omega_j = \frac{1}{2} \frac{c}{j\alpha} dk_z^2 \quad (2.46)$$

не зависит от магнитного поля. Поэтому, измеряя ω_j , можно определить постоянную тонкой структуры ⁸⁹.

Спектр акустических плазмонов в полубесконечных сверхрешетках I типа рассмотрен в работе ⁹¹, II типа — в работе ⁹². Возможности использования акустических плазмонов для исследований в субмиллиметровом диапазоне обсуждаются в работе ⁹³.

Подробное теоретическое исследование электронных коллективных возбуждений в полупроводниковых сверхрешетках проведено в работе ⁹⁴.

Центр масс электрона и дырки, возбужденных в композиционной сверхрешетке I типа, движется свободно в плоскости слоев. Из-за пространственного ограничения движения носителей тока размерами квантовой ямы энергия связи экситона в сверхрешетке больше, чем в массивном полупроводнике. Если высота квантового барьера бесконечна, то энергия связи экситона в сверхрешетках I типа при уменьшении ширины квантовой ямы d_I монотонно возрастает от энергии связи трехмерного экситона при $d_I \rightarrow \infty$ до энергии связи двумерного экситона (в 4 раза большей) при $d_I \rightarrow 0$ (см., например, ⁹⁵).

Учет конечной высоты потенциального барьера уменьшает энергию связи экситона. При постоянной высоте энергетического барьера энергия связи экситона является немонотонной функцией d_I ⁹⁶.

Интересными особенностями характеризуются композиционные сверхрешетки I типа, у слоев которых сильно отличаются диэлектрические проницаемости. Если параметры таких сверхрешеток удовлетворяют условиям

$$d_I \ll a_{2d}, \quad d_{II} \gg \eta a_{2d}, \quad \eta \ll 1, \quad \eta d_I \ll d_{II} \ll \frac{d_I}{\eta}, \quad (2.47)$$

где $\kappa_{I(II)}$ — диэлектрические проницаемости квантовой ямы (барьера),

$$\eta = \frac{\kappa_{II}}{\kappa_I}, \quad a_{2d} = \frac{\kappa_I \hbar^2}{2me^2}, \quad (2.48)$$

m — приведенная эффективная масса электрона и дырки, то энергетический спектр экситона имеет следующий вид ⁹⁷:

$$E_{x,j} = -\frac{e^2}{\kappa_I d_I} \left[\ln \left(\frac{8d_{II}}{\eta a_{2d}} \right) - 2C + 2\gamma_j \right], \quad (2.49)$$

где $C = 0,577 \dots$ — постоянная Эйлера, γ_j — постоянные, определенные в работе ⁹⁸; так, $\gamma_0 = -0,525$. При $\eta = 0,001$, $d_I = 0,1$ a_{2d} , $d_{II} = a_{2d}$, $E_{x,0} = 45 E_{2d}$, а при $\eta = 0,001$, $d_I = 0,1$ a_{2d} , $d_{II} = a_{2d}$ $E_{x,0} = 70 E_{2d}$ ($E_{2d} = = 2e^4 m / \kappa_I^2 \hbar^2$), в то время как в пленке (двойном гетеропереходе) толщиной d_I при том же значении η $E_{x,0} = 100 E_{2d}$. Таким образом, энергия связи экситона в таких сверхрешетках существенно больше, чем у двумерного экситона (E_{2d}), но меньше (хотя и одного порядка), чем в тонкой пленке ⁹⁸ при тех же значениях η , d_I , и приближается к энергии связи в тонкой пленке при увеличении d_{II} .

Энергия связи экситона в композиционных сверхрешетках III типа (с пространственным разделением электронов и дырок) была рассчитана в работах ^{95,99}. Оказалось, что увеличение энергии связи экситона при уменьшении периода сверхрешетки мало.

Энергия связи экситона в легированных сверхрешетках рассчитана в работе ¹⁰⁰. При сильном легировании экситоны оказываются квазидвумерными, а при слабом легировании — почти трехмерными. Особенно интересным является случай, когда период легированной сверхрешетки порядка радиуса объемного экситона $d \lesssim a_{3d} = 2a_{2d}$; тогда при уменьшении легирования энергия связи сперва возрастает, а затем убывает до объемного значения $E_{3d} = E_{2d}/4$.

3. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Оптические свойства всех полупроводниковых сверхрешеток одинаковы в области частот, меньших порога собственного поглощения массивных полупроводников, составляющих сверхрешетку. Однако для частот, больших порога собственного поглощения, оптические свойства композиционных сверхрешеток I типа существенно отличаются от свойств композиционных сверхрешеток III типа и легированных сверхрешеток. Теоретическое исследование оптических свойств полупроводниковых сверхрешеток довольно полно проведено в обзоре ¹⁹.

3.1. Внутризонные процессы

Оптические свойства полупроводниковых сверхрешеток в области частот, меньших порога собственного поглощения, резко анизотропны. Если электрическое поле световой волны перпендикулярно оси сверхрешетки, наблюдается обычное поглощение свободными носителями тока. Только свет, поляризованный вдоль оси сверхрешетки, может вызывать электронные переходы между различными минизонами. Благодаря этому частотная зависимость коэффициента поглощения представляет собой ряд полос, внутри которых величина коэффициента поглощения существенно больше, чем при поглощении свободными носителями. Положение и ширина полос определяются характером минизонного спектра, поэтому их легко можно изменить, меняя параметры решетки.

Разрешенными оказываются переходы между состояниями разной четности. Коэффициент поглощения для нижней минизоны зоны проводимости

равен ¹⁹

$$\alpha(\omega) = \begin{cases} \frac{4\pi e^2 \omega n}{Nc} |z_{0j}|^2 [\Delta_{0j}^2 - (\hbar\omega - E_{0,j})^2]^{-1/2}, & |\hbar\omega - E_{0,j}| \leq |\Delta_{0,j}|, \\ 0 & |\hbar\omega - E_{0,j}| > |\Delta_{0,j}|, \end{cases} \quad (3.1)$$

где

$$\Delta_{0,j} = \Delta_{c,j} - \Delta_{c,0}, \quad E_{0,j} = E_{c,j} - E_{c,0}, \quad j = 1, 3, 5, \dots, \quad (3.2)$$

N — коэффициент преломления данного полупроводника, z_{0j} — матричный элемент координаты между состояниями нижней и j -минизон, $|z_{0j}| \sim d$. Внутризонные процессы подробно рассмотрены в обзоре ¹⁹.

В полуметаллических сверхрешетках II типа InAs — GaSb-внутризонные переходы в валентной зоне и зоне проводимости наблюдались при поглощении далекого инфракрасного излучения в магнитном поле ¹⁰¹⁻¹⁰². Для каждой частоты инфракрасного излучения наблюдались осцилляции поглощения как функция магнитного поля, связанные с переходами между подуровнями Ландау. Эти эксперименты позволили определить положение минизон и их ширину, а также подтвердили полуметаллический характер сверхрешеток II типа.

Внутризонные переходы в магнитном поле наблюдались также в напряженных сверхрешетках PbTe — Pb_{1-x}Sn_xTe ¹⁰³.

В фотодетекторе инфракрасного излучения с длинами волн 4 мкм, созданном на основе сверхрешеток GaAs — Al_xGa_{1-x}As, может использоваться поглощение света свободными электронами. В этой сверхрешетке поглощение, связанное с фононами, в 3—5 раз больше, чем в массивном GaAs; кроме того, в сверхрешетках возможно также и бесфононное поглощение излучения свободными носителями, которое приводит к еще большему увеличению поглощения ¹⁰⁴. Поглощение света свободными носителями, связанное с рассеянием на оптических фононах, рассчитано для композиционных сверхрешеток в работе ¹⁰⁵.

3.2. Межзонные переходы.

Композиционные сверхрешетки

Квантовые эффекты, связанные с двумерным движением носителей тока в квантовых ямах композиционных сверхрешеток I типа, наглядно проявляются при исследовании их оптических свойств.

Волновые функции носителей тока в полупроводниковых сверхрешетках являются произведениями огибающих функций $\psi_{c,j}(z)$, $\psi_{v,j}(z)$ на объемные блоховские функции $u_c(\mathbf{r})$, $u_v(\mathbf{r})$. Поэтому межзонные дипольные матричные элементы будут велики только для переходов между электронными и дырочными минизонами с одинаковыми номерами минизон j . Это связано с тем, что очень мало перекрытие между любыми другими огибающими функциями.

Это правило отбора позволяет ввести полную плотность состояний для каждой пары минизон с одинаковыми индексами j $N_{cv}(E)$ (без учета ширины минизон).

В рамках приближения эффективных масс $N_{cv}(E)$ постоянно из-за квазидвумерного характера системы в интервалах

$$E_{c,v}^{(j-1)} < E < E_{c,v}^{(j)}, \quad (3.3)$$

где

$$E_{c,v}^j = E_{c,j} - E_{v,j}. \quad (3.4)$$

В одночастичном приближении коэффициент оптического поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ пропорционален $N_{cv}(E)$, однако наличие квазидвумерных экситонов приводит к появлению пиков экситонного поглощения при энергиях, несколько меньших $E_{c,v}$ (рис. 11).

Отметим, что полный энергетический спектр сверхрешетки (2.3) не содержит новых запрещенных зон. Наличие минищелей в $E_j(k_z)$ указывает только на чисто двумерный характер движения носителей тока в этих областях.

Экспериментальные исследования поглощения света в полупроводниковых сверхрешетках GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ^{106,107} качественно подтвердили ожидаемое поведение спектров поглощения. Это явилось первым экспериментальным подтверждением применимости приближения эффективных масс для расчета полупроводниковых сверхрешеток (рис. 12).

Оказывается^{106,107}, что если толщина слоя GaAs в композиционных сверхрешетках I типа GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ становится порядка или меньше борновского радиуса экситона в массивном GaAs, то энергия связи экситонов

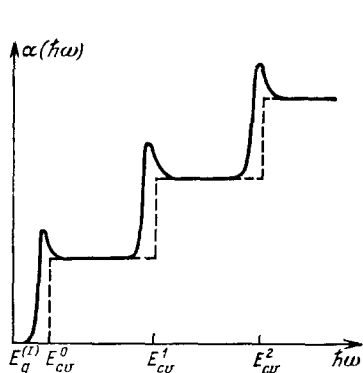


Рис. 11. Схематическая зависимость коэффициента межзонного поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ в композиционных сверхрешетках I типа (сплошная кривая)⁶.

Штриховая кривая соответствует одночастичному приближению (без учета экситонных эффектов)

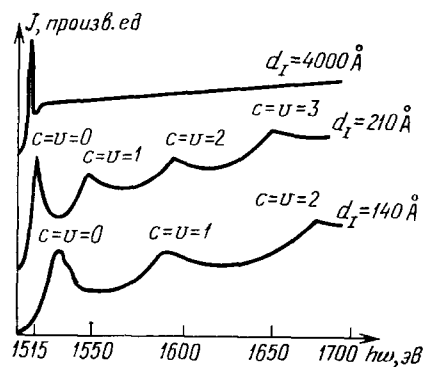


Рис. 12. Спектры поглощения сверхрешеток GaAs — $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$, наблюдаемые при 2 К

существенно возрастает. Это связано с пространственным ограничением волновой функции экситона, который становится все более двумерным¹⁰⁸. Благодаря увеличению энергии связи экситоны в сверхрешетках GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ могут наблюдаться при более высоких температурах (в том числе и комнатных), чем в массивном GaAs^{108,109}.

При комнатных температурах насыщение оптического поглощения в сверхрешетках GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ достигается при интенсивностях в три раза меньших, чем у массивного GaAs¹⁰⁹. Большая нелинейность коэффициента поглощения позволяет наблюдать оптическую бистабильность при комнатной температуре и малых мощностях накачки¹¹⁰.

Композиционные сверхрешетки I типа HgTe — CdTe могут использоваться в качестве детекторов инфракрасного излучения в диапазоне волн 8—12 мкм. Подбор параметров, определяющих полосу поглощения света, у этих сверхрешеток существенно проще, а туннельные токи существенно меньше (следовательно, выше чувствительность), чем у сплавов $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ ^{35,51}.

В сверхрешетках GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в сторону больших энергий фотона по сравнению с массивным GaAs сдвигается не только край поглощения, но также и длинноволновая граница спектра излучательной рекомбинации электронов и дырок. Величина этого сдвига в основном зависит от толщины слоя GaAs (d_I) (9.7). Частота света, излучаемого полупроводниковой решеткой, может быть в 1,4—1,5 раз выше, чем в массивном полупроводнике¹¹¹.

Разрешенные переходы между минимумами валентной зоны (тяжелые дырки) и зоны проводимости с $j=0,1,2$ наблюдались в спонтанном излучении

сверхрешеток GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Положение наблюдаемых линий хорошо согласуется с расчетами минизон, учитывающими конечную глубину квантовых ям и непараболичность зоны проводимости. При увеличении интенсивности возбуждения наблюдалось изменение спектров излучения, связанное с заполнением минизон¹¹².

Сдвиг энергий фотонов, излучаемых сверхрешетками I типа, в сторону энергий больших, чем энергетическая щель объемного полупроводника, делает GaAs и InP основными технологическими материалами для слоев, соответствующих квантовым ямам. Длина волны основанных на GaAs светонизлучающих приборов может быть сдвинута в видимую часть энергетического спектра с длинами волн, меньшими 7000 Å. Длины волн светонизлучающих приборов, использующих сверхрешетки InP — $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, InP — $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ могут быть меньше 1 мкм, что позволяет обойти технологические трудности, связанные с использованием четверных соединений $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ¹¹¹.

Исследование спектров излучения и поглощения оптически возбужденных сверхрешеток GaAs — $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ показано, что спектры излучения и поглощения сверхрешеток сильно отличаются от спектров массивного GaAs¹¹³. Излучательная рекомбинация в прямозонных полупроводниках в основном определяется примесным излучением — парной рекомбинацией свободных и связанных носителей тока (свободный электрон — нейтральный акцептор или свободная дырка — нейтральный донор) и излучением связанных экситонов. Собственная рекомбинация экситонов в прямозонных полупроводниках мала. Наиболее существенным отличием оптических спектров сверхрешеток от спектров массивных полупроводников является слабость в сверхрешетках примесных переходов. Например, в сверхрешетке GaAs (52 Å) — $\text{Al}_{0,42}\text{Ga}_{0,58}\text{As}$ (176 Å) интенсивность рекомбинационного излучения свободных экситонов на 2,5 порядка выше, чем примесное излучение (свободный экситон — нейтральный акцептор)¹¹¹. Однако в сверхрешетках с очень толстыми слоями GaAs (≥ 1000 Å) начинают появляться некоторые линии, типичные для массивного GaAs^{113,114}. Это различие оптических свойств сверхрешеток с разными толщинами слоев указывает на то, что пространственное ограничение волновых функций носителей тока размерами слоя в сверхрешетках с периодом ≤ 200 Å играет главную роль в процессах излучения и поглощения.

Первым следствием этого ограничения является зависимость энергии связи примеси от расстояния до поверхности раздела, когда это расстояние становится порядка боровского радиуса примеси (105 Å для доноров, 25 Å для акцепторов)^{115,116}. Это приводит к образованию примесных зон¹¹⁵⁻¹¹⁷.

Вторым следствием пространственного ограничения является уменьшение силы осциллятора примеси, связанное с изменением симметрии ее волновой функции от 1s-симметрии массивного полупроводника до 2p-симметрии, когда примесь находится на границе раздела^{113,117}.

Другим фактором, оказывающим существенное влияние на спектры излучения композиционных сверхрешеток, является наличие совершенных (резких) границ раздела составляющих сверхрешетку^{10,111}. Ширина линий излучения экситонов коррелирует с флуктуациями поверхностей раздела. Так, например, наличие стоковского сдвига (порядка нескольких мэВ в сверхрешетках I типа InP — $\text{In}_{0,43}\text{Ga}_{0,57}\text{As}$) можно объяснить захватом экситона дефектами поверхностей раздела островкового типа с толщиной порядка одного атомного слоя (2,86 Å) и диаметром ~ 100 Å¹⁰⁸. (Механизм этого процесса рассмотрен в работах^{33,118a}).

Спектры сверхрешеток с резкими границами раздела характеризуются очень узкими линиями излучения (шириной 1—2 мэВ при 15 К). У лучших образцов имеются дополнительные линии излучения, сдвинутые в сторону меньших энергий на 1 мэВ, которые связываются с излучением биэкситонов^{8,118b}.

Пространственное ограничение движения носителей тока оказывает существенное влияние на электропоглощение света в сверхрешетках GaAs — Al_xGa_{1-x}As^{119,120}. Эффект Штарка в сверхрешетках существенно отличается от эффекта Штарка в атомах и в массивных полупроводниках. Экситонный резонанс в электропоглощении сверхрешеток для электрических полей, параллельных оси сверхрешетки, остается разрешенным, даже если штарковский сдвиг будет существенно (в 2,5 раза) больше, чем энергия связи экситона в отсутствие электрического поля, для электрических полей $E_z \geq 50 E_1$ ($\sim 10^5$ В/см), где

$$E_1 = \frac{E_x}{8a_x} \quad (3.5)$$

— классическое поле ионизации¹²⁰, E_x и a_x — энергия связи и радиус экситона в отсутствие электрического поля. Наличие экситонного поглощения в столь сильных электрических полях объясняется тем, что стенки квантовых ям препятствуют уходу носителей из квантовых ям при ионизации их электрическим полем. Кроме того, малая по сравнению с радиусом экситона в массивном GaAs (~ 300 Å) ширина квантовых ям (~ 100 Å) приводит к тому, что хотя электронно-дырочное взаимодействие и ослабляется сильным электрическим полем, но остается еще довольно сильным¹²⁰. Наличие большого (~ 10 мэВ) штарковского сдвига экситонов в сверхрешетках GaAs — Al_xGa_{1-x}As в электрических полях $\sim 1,6 \cdot 10^4$ В/см при комнатной температуре может использоваться в быстродействующих оптических модуляторах¹¹⁹.

Интересными особенностями характеризуется также и электролюминесценция сверхрешеток GaAs — Al_xGa_{1-x}As¹²¹.

Исследование магнитооптики экситонов в сверхрешетках GaAs — Al_xGa_{1-x}As показало, что диамагнитный сдвиг у экситона, в состав которого входит тяжелая дырка, существенно больше, чем у экситона, в состав которого входит легкая дырка¹²². Энергия связи возбужденных состояний экситона сильнее зависит от магнитного поля, чем энергия основного состояния¹²³. При увеличении магнитного поля время жизни экситона уменьшается. Это связано с тем, что увеличивается локализация экситона¹²⁴. Экстраполяция экспериментальных результатов магнитооптики к нулевому магнитному полю показала, что при уменьшении ширины квантовой ямы экситон изменяется от трехмерного к двумерному¹²². Теория магнетопоглощения света изложена в работе^{125a}.

В работе^{125b} сообщалось о наблюдении новой узкой (~ 1 мэВ) линии фотolumинесценции сверхрешеток GaAs — Al_xGa_{1-x}As при очень сильном селективном возбуждении. Эта линия была сдвинута относительно линии экситона в красную сторону на ~ 6 мэВ. Интегральная интенсивность этой линии изменялась быстрее квадрата интенсивности экситонной линии, причем при увеличении температуры от 1,9 до 45 К ее интенсивность уменьшается, а интенсивность экситонной линии возрастает. По-видимому, эта линия соответствует излучению электронно-дырочной жидкости^{126a}.

В последнее время большое внимание привлекает исследование кинетики сверхрешеток I типа^{121,126b-129a}. Были определены излучательные времена жизни, времена туннелирования из области квантового барьера в область квантовой ямы, времена экранирования экситонов и др. Так, например, переход носителей тока из барьеров Al_{0,4}Ga_{0,6}As шириной 176 Å в квантовые ямы GaAs шириной 52 Å осуществляется баллистически и за 10^{-13} с¹²⁸.

Исследование кинетики катодolumинесценции сверхрешеток GaAs — Al_xGa_{1-x}As¹¹¹ показало, что времена жизни свободного экситона τ (d_1) уменьшаются при уменьшении ширины квантовой ямы d_1 ; так, τ (113 Å) / τ (52 Å) = 1,8. Расчеты^{95,111} показали, что при переходе от трехмерного слоя к монослою время жизни экситона уменьшается в ~ 12 раз. Это уменьшение объясняется тем, что вероятность рекомбинации пропорциональна

квадрату радиуса экситона, который уменьшается при уменьшении ширины квантовой ямы.

Резонансное комбинационное рассеяние в сверхрешетках GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ позволило наблюдать делокализованные экситоны — экситоны, образованные из электронов и дырок, принадлежащих минизонам, энергия которых больше потенциала сверхрешетки. Эти экситоны, в отличие от низколежащих по энергии квазидвумерных экситонов, огибающие функции которых стремятся к нулю на поверхностях раздела, характеризуются такими огибающими функциями, что наличие резких поверхностей раздела не нарушает корреляций электрона и дырки, образующих экситон^{129б}.

Лазеры на сверхрешетках GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ^{130–132} обладают существенно лучшими характеристиками, чем лазеры на двойных гетеропереходах. Минимальное значение порогового тока для лазера на двойном гетеропереходе $\approx 500 \text{ А/см}^2$, в то время как для лазера на сверхрешетке $\approx 160 \text{ А/см}^2$ ¹³³. Сверхрешетки являются лучшими трехмерными лазерными структурами ввиду увеличения вероятности излучательных переходов и значительного уменьшения захвата примесями и дефектами носителей тока. Кроме того, зависимость от температуры порогового тока у лазеров на сверхрешетке существенно слабее, чем у лазеров на двойном гетеропереходе¹³⁴, что, по-видимому, связано с увеличением локализации носителей тока¹³⁵. Подробный обзор преимуществ использования композиционных сверхрешеток в качестве светоизлучающих приборов приведен в работе¹¹¹.

Интересными особенностями характеризуются также оптические свойства полупроводниковых сверхрешеток III типа (см. рис. 5) (InAs — GaSb с периодами 30–60 Å, когда эти сверхрешетки обладают полупроводниковыми свойствами)¹³⁶.

Сверхрешетки InAs — GaSb подобны легированным сверхрешеткам (см. рис. 9) и характеризуются непрямой энергетической щелью в пространстве координат. Правила отбора⁴ для оптических переходов в таких сверхрешетках для волновых векторов начального \mathbf{k} и конечного \mathbf{k}' состояний дают $\mathbf{k} = \mathbf{k}'$. Это правило отбора разрешает переходы между минизонами валентной зоны и зоны проводимости с различными номерами минизон j . При этом коэффициент поглощения будет иметь следующий вид⁴:

$$\alpha(\hbar\omega) \sim \sum_{j, j'} \int d\mathbf{k} \left| \int_0^d dz \psi_{c,j}^*(z) \psi_{v,j'}(z) \right|^2 \delta[E_{c,j}(\mathbf{k}) - E_{v,j}(\mathbf{k}) - \hbar\omega]. \quad (3.6)$$

Матричные элементы для минизон с малыми номерами очень малы, так как огибающие волновые функции $\psi_{c,j}(z)$ и $\psi_{v,j'}(z)$ сконцентрированы в разных областях пространства. Для того чтобы поглощение между этими минизонами было заметным, слои должны быть достаточно тонкими, чтобы волновые функции заметно проникали в соседние области. Численные расчеты показали, что даже при благоприятных условиях поглощение слабо по сравнению с массивными полупроводниками и что вклады от $j = j'$ и $j \neq j'$ сравнимы. Из сравнения теоретических и экспериментальных результатов была определена разность энергий между максимумом валентной зоны GaSb и минимумом зоны проводимости InAs⁴, оказавшаяся равной 150 мэВ.

Оптика напряженных сверхрешеток^{51,54,104} обладает рядом интересных черт. Исследование оптического поглощения в напряженных сверхрешетках показало, что возникающее в результате несоответствия постоянных решетки напряжения приводят к изменению взаимного положения экситонов, связанных с легкими и тяжелыми дырками, что хорошо согласуется с простой теорией эффективной массы⁵¹. Высокий уровень люминесценции, особенно стимулированного излучения в напряженных сверхрешетках, указывает на то, что плотность дефектов на поверхностях раздела мала^{54,55}.

Пилообразные сверхрешетки характеризуются интересными переходными свойствами. Отсутствие зеркальной симметрии приводит к возникновению

макроскопической электрической поляризации на размерах, много больших периода сверхрешетки. Электронно-дырочные пары, возбужденные в такой сверхрешетке коротким импульсом света, за 10^{-13} с отделяются от дырок и переходят в места с меньшей щелью (рассматриваются сверхрешетки р-типа, в которых валентная зона не модулируется), создавая дипольный момент, который затем медленно спадает из-за дрейфа дырок ⁷⁰.

Оптика аморфных сверхрешеток исследована в работе ⁷², где была определена зависимость оптической щели от ширины энергетической ямы (толщины слоя $a = \text{Si} : \text{H}$). Исследование оптических свойств аморфных сверхрешеток представляет новую возможность излучения аморфных полупроводников.

3.3. Межзонные переходы.

Легированные сверхрешетки

Оптические свойства легированных сверхрешеток определяются пространственным разделением электронов и дырок. Следствием перестраиваемости энергетической структуры легированных сверхрешеток является возможность менять спектр и интенсивность излучения. Особый интерес представляет исследование стимулированного рекомбинационного излучения электронов и дырок. Это связано с тем, что из-за большого времени жизни носителей тока (2.39) — (2.41) для создания инверсной населенности в широком интервале энергий необходимы довольно слабые возбуждения. Кроме того, спектр излучения легированной сверхрешетки может сильно отличаться от спектра объемного полупроводника (2.28).

Поглощение света в легированной сверхрешетке возможно, если энергия фотонов превосходит эффективную энергетическую щель (2.28). Перекрывание волновых функций низших минизон зоны проводимости и высших минизон валентной зоны мало, поэтому мал и коэффициент поглощения.

Коэффициент поглощения легированных сверхрешеток возрастает скачкообразно, аналогично коэффициенту поглощения композиционной сверхрешетки, отражая скачки двумерной плотности состояний ⁶.

Генерируемые светом электроны и дырки занимают в легированной сверхрешетке низшие минизоны зоны проводимости и высшие минизоны валентной зоны. Пространственное разделение максимума валентной зоны и минимума зоны проводимости (см. рис. 9) почти подавляет рекомбинацию носителей тока. Рекомбинационные времена жизни, определенные по спаду фототока после освещения, для эффективных энергетических щелей (2.35) менее 0,2 эВ составляют $\sim 10^8$ с ¹³⁷.

Ввиду того, что большинство носителей тока релаксирует к экстремумам зон, а не рекомбинирует, концентрация носителей тока возрастает пропорционально времени освещения. Лишние носители тока компенсируют пространственный заряд примесных центров, в результате чего амплитуда потенциала сверхрешетки уменьшается, а эффективная энергетическая щель (2.36) увеличивается ^{6,78}.

В свою очередь коэффициент поглощения зависит от величины эффективной энергетической щели. Как следствие, в легированных сверхрешетках можно осуществлять самопрозрачность ¹², так как стационарное значение коэффициента поглощения, которое соответствует равновесию между генерацией и рекомбинацией носителей тока, зависит не только от частоты, но также и от интенсивности падающего света.

Интересной особенностью перестраиваемого коэффициента поглощения является осцилляционная зависимость коэффициента поглощения от величины эффективной энергетической щели при фиксированной частоте фотона ⁶. Если эффективная энергетическая щель увеличивается, потенциал сверхрешетки становится более плоским и возрастает перекрытие волновых функций электронов и дырок (а следовательно, и коэффициент поглощения). Имеется, однако, резкое падение коэффициента поглощения, если при воз-

растании $E_g^{\text{эфф},n}$ один из переходов становится запрещенным по энергии:

$$E_{c,j} - E_{v,j'}|_{E_g^{\text{эфф},n}} = \hbar\omega \quad (v = lh, hh). \quad (3.7)$$

Осцилляторное поведение усиливается, если расстояние между минизонами увеличивается и если вклад в поглощение дает не слишком большое количество минизон. Для наблюдения этого эффекта необходимы легированные сверхрешетки с высокой концентрацией примесей и с не очень большим периодом.

Если у легированной сверхрешетки большой период и умеренный уровень легирования, то число минизон, участвующих в поглощении, столь велико, что ступенчатая квантовая структура сглаживается. В этом квазиклассическом пределе при увеличении энергии фотона поглощение соответствует переходам между минизонами со все большими номерами, у которых перекрытие волновых функций все более возрастает. Таким образом, для энергии фотона порядка энергетической щели немодулированного полупроводника E_g^0 ситуация очень напоминает эффект Франца — Келдыша¹³⁸ — имеется экспоненциальное уменьшение коэффициента поглощения при уменьшении энергии фотона для энергий фотона, меньших E_g^0 . Конечное поглощение света для энергий фотона, меньших E_g^0 , наблюдалось в легированных сверхрешетках¹³⁹.

Зависимость коэффициента поглощения от ширины эффективной энергетической щели и очень большое время жизни приводит к большим нелинейностям оптических свойств легированных сверхрешеток уже при малых плотностях возбуждений. При заданной частоте света наблюдается сильное изменение поглощения света при изменении его интенсивности. Эта нелинейность отличается от нелинейности оптического поглощения композиционных сверхрешеток, которая связана с заполнением минизон или экранированием экситонов¹⁰⁹. Возможно практическое использование самопрозрачности легированных сверхрешеток. Большие изменения оптического пути, достигнутые при умеренных мощностях, приводят к оптической би- и мультистабильности¹⁴⁰.

Поглощение фононов с энергией, большей энергетической щели немодулированного полупроводника E_g^0 , является процессом «вертикальным» и в пространстве импульсов и в пространстве координат. В этом случае генерация электронно-дырочных пар практически не изменяется вдоль оси сверхрешетки. Затем происходит релаксация носителей тока в импульсном пространстве и в пространстве координат. Релаксация носителей тока является быстрым процессом ($\tau_{\text{рел}} \sim 10^{-12}$ с) по сравнению с излучательной рекомбинацией ($\tau_{\text{изл}} \sim 10^{-9}$ с). Это справедливо также и в легированных сверхрешетках, так как электроны (дырки) дрейфуют в слои n (p)-типа за счет релаксационных процессов¹⁴¹. Таким образом, в легированной сверхрешетке вероятность нахождения партнера для вертикального процесса рекомбинации с $\hbar\omega \approx E_g^0$ сильно уменьшена из-за пространственного разделения электронов и дырок.

Равновесное состояние фотолюминесценции определяется из условия баланса между процессами рекомбинации через непрямую эффективную энергетическую щель в пространстве координат $E_g^{\text{эфф},n}$ и генерации электронов и дырок при поглощении света.

Перестраиваемость $E_g^{\text{эфф},n}$ легированной сверхрешетки была наглядно продемонстрирована при экспериментальном изучении фотолюминесценции^{141–147}. Положение линии излучения сильно (более чем на 200 мэВ) сдвигалось в красную сторону при уменьшении интенсивности излучения. Аналогичные результаты были получены и при экспериментальном изучении электролюминесценции^{145,147}.

Прямую спектроскопическую информацию об энергетической структуре легированных сверхрешеток дает неупругое рассеяние света^{142,143,146}. Наблю-

дались переходы между первыми, вторыми и третьими минизонами зоны проводимости. Эксперименты по комбинационному рассеянию света показали, что при повышении интенсивности возбуждения потенциал сверхрешетки сглаживается и система становится все более трехмерной.

Интересными особенностями характеризуются оптика аморфных легированных сверхрешеток⁸².

4. АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В этой главе мы рассмотрим существенно менее (по сравнению с оптическими свойствами) изученные акустические свойства полупроводниковых сверхрешеток.

Благодаря новой периодичности полупроводниковых сверхрешеток в спектре фононов образуются щели при волновых векторах $q_z = (2j + 1)\pi/d$. Это проявляется в селективном отражении фононов сверхрешеткой. Максимально отражаются фононы с длинами волн λ (условие Брэгга)

$$\lambda = 2d. \quad (4.1)$$

Фильтрующее действие полупроводниковых сверхрешеток GaAs—Al_{0,5}Ga_{0,5}As наблюдалось экспериментально и может использоваться для создания фононного спектрометра. Так, сверхрешетка GaAs—Al_{0,5}Ga_{0,5}As с периодом 122 Å является фононным фильтром для частоты $2,2 \cdot 10^{11}$ Гц с шириной линии $0,2 \cdot 10^{11}$ Гц. Интересно отметить, что высокочастотные фононы с длинами волн ~ 100 Å проходят без заметного ослабления через сотни поверхностей раздела композиционных сверхрешеток, что подтверждает почти идеальность поверхностей раздела, полученных при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии¹⁴⁸.

Фононы с волновыми векторами $q_z = 2\pi j/d$ в центре новых зон Бриллюэна проявляются в резонансном комбинационном рассеянии. В сверхрешетке GaAs—AlAs с периодом 25 Å наблюдались новые четкие линии продольных акустических фононов с частотами 63,1 см⁻¹ и 66,9 см⁻¹. Эти моды соответствуют колебаниям слоев сверхрешетки друг относительно друга. Исследование формы линии показывает, что толщина слоев сверхрешетки одинакова с точностью $\sim 2\%$, а время рассеяния фононов $> 10^{-11}$ с¹⁴⁹.

Дисперсионные кривые акустических фононов были определены по комбинационному рассеянию света в сверхрешетках GaAs — Al_xGa_{1-x}As с большим переходом¹⁵⁰ и сверхрешетках GaAs — AlAs с периодом 12—3000 Å¹⁵¹.

Периодическое чередование пространственно распределенных слоев заряда в композиционных сверхрешетках II типа (InAs — GaSb) или модулированно легированных сверхрешетках I типа (GaAs — Al_xGa_{1-x}As) можно использовать для прямой электромагнитной генерации высокочастотных акустических волн с частотами

$$\omega = j \cdot \frac{2\pi s}{d}, \quad j = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.2)$$

где s — скорость звука. Если $d = 200$ Å, $s = 4 \cdot 10^5$ см/с, то резонансная частота генерированного звука $\omega \sim 10^{11}$ Гц¹⁵².

Магнетофононный эффект — резонансное рассеяние электронов на оптических фононах, когда расстояние между уровнями Ландау становится равным энергии продольного оптического фонона, наблюдался в сверхрешетках Ga_{1-x}In_xAs — InP. Оказалось, что электроны в квантовой яме Ga_{1-x}In_xAs рассеиваются как на продольных оптических фононах «типа GaAs», так и на оптических фононах InP. Была измерена зависимость частоты оптических фононов от толщины слоя Ga_{1-x}In_xAs¹⁵³.

Фононный спектр полупроводниковых сверхрешеток довольно подробно исследован теоретически. Особенности фононного спектра сверхрешеток при высоких температурах рассчитаны в работе¹⁵⁴. Спектр фононов на поверхно-

стях раздела сверхрешеток, составленных из полярных полупроводников, исследовался в работах ^{155,156}. Поглощение звука в полупроводниковых сверхрешетках рассматривалось в работах ^{157,158}. Было показано, что в квантующем электрическом поле возможна фононная неустойчивость, приводящая к усилению звука. Гигантские осцилляции поглощения звука в магнитном поле исследовались в работах ^{159,160}. Подробное рассмотрение этих работ выходит за рамки этого обзора.

5. ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА

В этом разделе мы кратко рассмотрим явления переноса в полупроводниковых сверхрешетках. Подробно квантовые явления переноса в полупроводниках рассмотрены в обзоре ¹⁶¹.

Одной из причин, вызывающих повышенный интерес к полупроводниковым сверхрешеткам, является существенная нелинейность транспортных свойств, обусловленная наличием в их энергетическом спектре очень узких минизон.

Транспортные свойства полупроводниковых сверхрешеток сильно анизотропны. Подвижность носителей тока в слоях сверхрешетки порядка их подвижности в массивном полупроводнике с той же концентрацией примесей. Движение носителей тока в направлении оси сверхрешетки требует преодоления потенциального барьера — потенциала сверхрешетки.

5.1. Пр о в о д и м о с т ь

Одним из наиболее интересных транспортных свойств полупроводниковых сверхрешеток является отрицательная дифференциальная проводимость — наличие на вольт-амперной характеристике падающего участка ¹³.

В сильном статическом электрическом поле E_z , параллельном оси сверхрешетки, движение носителей тока является финитным — они совершают колебания со штарковской частотой

$$\Omega = \frac{eE_z d}{\hbar} \quad (5.1)$$

и ток равен нулю.

Ток возникает только благодаря рассеянию носителей тока, что аналогично явлениям переноса в массивных полупроводниках в сильном магнитном поле или в высокочастотном электрическом поле, когда ток (см., например, ¹⁶²)

$$I \propto \frac{E_z \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (5.2)$$

где τ — характерное время релаксации, ω — циклотронная частота в случае магнитного поля или частота электрического поля. Из (5.2) следует, что $I \rightarrow 0$ при $\omega \tau \rightarrow \infty$. Для полупроводниковых сверхрешеток в качестве ω надо взять штарковскую частоту Ω (5.1), и $I \rightarrow 0$ при $\Omega \tau \rightarrow \infty$ (для штарковских частот, меньших ширины минизоны).

Таким образом, при достаточно низкой частоте объемных столкновений носители тока во внешнем электрическом поле, параллельном оси сверхрешетки, испытывают брэгговское отражение от границ разрешенных минизон и совершают осцилляторное движение со штарковской частотой Ω .

Такое поведение носителей тока легко объяснить тем, что в периодическом потенциале сверхрешетки энергия их движения вдоль оси сверхрешетки является периодической функцией квазиимпульса с периодом $2\pi\hbar/d$ (2.4). Под воздействием однородного электрического поля E_z квазиимпульс носителей тока линейно возрастает во времени,

$$p_z(t) = p_z(t_0) - eE_z(t - t_0), \quad (5.3)$$

а энергия $E(p_z)$ и скорость

$$v_z(p_z) = \frac{dE(p_z)}{dp_z} \quad (5.4)$$

осциллируют с периодом

$$T = \frac{2\pi\hbar}{eE_z d} = \frac{2\pi}{\Omega}. \quad (5.5)$$

Поэтому средняя за период скорость равна нулю и движение электронов является чисто колебательным. Точки поворота соответствуют брэгговским отражениям. В массивных твердых телах такие колебания не наблюдаются, так как время свободного пробега $\tau < T$ и столкновения заставляют носители тока находиться все время в области малых квазиимпульсов вблизи дна минизоны. Взаимодействуя с электромагнитным полем, колеблющийся электрон будет излучать или поглощать на частоте, равной или кратной штарковской частоте Ω (5.1). Таким образом, в присутствии однородного электрического поля E_z , направленного вдоль оси сверхрешетки, энергетическая минizona разбивается на совокупность эквидистантных уровней с интервалом между ними $eE_z d$. Эти уровни соответствуют волновым функциям, сдвинутым на период сверхрешетки, так как при таком сдвиге потенциал изменяется на $eE_z d$ ¹⁶³. Отклик электронов в сверхрешетке сильно нелинеен, если импульс, полученный от электрического поля, сравним с \hbar/d . Следовательно, критическое значение поля E_z^* , при котором нелинейная проводимость сравнима с линейной,

$$E_z^* \approx \frac{\hbar |\omega + i\tau^{-1}|}{ed}; \quad (5.6)$$

здесь ω — частота электрического поля, τ — характерное время релаксации. Ввиду того, что период сверхрешетки довольно велик, E_z^* в сверхрешетках существенно меньше, чем в однородных кристаллах. Так, если $d = 200 \text{ \AA}$, $\tau^{-1} \leq \omega = 10^{-12} \text{ с}^{-1}$, то $E_z^* \approx 300 \text{ В/см}$ ¹⁶⁴.

В системах, обладающих блоховскими осцилляциями, имеется целый ряд аномалий проводимости. Исторически именно возможность наблюдения этих явлений (в частности, отрицательной дифференциальной проводимости в композиционных сверхрешетках¹²) побудила экспериментаторов к созданию полупроводниковых сверхрешеток.

В свою очередь экспериментальное исследование явлений переноса в сверхрешетках и особенно нелинейных свойств может дать ценную информацию о зонной структуре и рассеянии носителей тока в сверхрешетках¹⁶⁵. Большой интерес представляет исследование высокочастотных эффектов: 1) особенности частотной зависимости дифференциальной проводимости, обусловленные штарковским резонансом^{166,167}; 2) просветление среды при воздействии на нее интенсивного монохроматического поля¹⁶⁸; 3) осциллирующий характер поглощения интенсивных электромагнитных волн¹⁶⁹; 4) осцилляции статической проводимости в присутствии интенсивного электромагнитного поля и связанный с этим эффект абсолютной отрицательной проводимости^{164,170-172}; 5) фотоэлектрический (радиоэлектрический) эффект — увлечение электронов интенсивной электромагнитной волной^{173,174}.

Проводимость полупроводниковых сверхрешеток довольно подробно исследована теоретически^{13,20,162-178}. Подробное рассмотрение этих работ выходит за рамки нашего обзора (см., например, обзоры^{6,19}, а также обзор¹⁷⁹ о движении носителей тока вдоль поверхностей раздела).

Отрицательная дифференциальная проводимость в направлении оси сверхрешетки и связанные с ней колебания тока наблюдались в сверхрешетках GaAs — AlAs¹⁸⁰ (рис. 13), а также при исследовании фототока в сверхрешетках GaAs — Al_xGa_{1-x}As¹⁸¹.

Интересными особенностями отличается проводимость в плоскости слоев аморфных сверхрешеток a-Si:H — a-Si_{1-x}N_x:H. Очень низкое сопротивление

в этих сверхрешетках определяется переносом электронов с донорных центров в слои $a\text{-Si}_{1-x}\text{N}_x : \text{H}$ в слои $a\text{-Si} : \text{H}$. Аморфные сверхрешетки $a\text{-Si} : \text{H} - a\text{-Si}_{1-x}\text{N}_x : \text{H}$ характеризуются большой фотопроводимостью⁷³.

При изучении явлений переноса в направлении, перпендикулярном оси сверхрешетки, в композиционных сверхрешетках $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ также наблюдалась отрицательная дифференциальная проводимость и связанные с ней осцилляции тока. Этот эффект является аналогом эффекта Ганна в пространстве координат и объясняется разогреванием электронов электрическим полем и переходом горячих электронов с энергией порядка потенциала сверхрешетки из слоев GaAs в слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В этих слоях подвижность электронов значительно ниже и они тормозятся. В результате этого при увеличении электрического поля ток падает⁸².

Интересной особенностью легированных сверхрешеток является то, что электронный и дырочный вклад в проводимость вдоль слоев можно полностью отделить друг от друга, используя раздельные электроды. Электроды $n^+(p^+)$ -типов (сильно легированный полупроводник $n(p)$ -типа имеют омический контакт со всеми слоями $n(p)$ -типа и блокирующий pn -контакт со всеми слоями $p(n)$ -типа. Таким образом, два электрода n^+ -типа обеспечат отдельное измерение электронного вклада в проводимость, а два электрода p^+ -типа — дырочного.

Внешнее напряжение $U_{пр}$, приложенное между электродами n^+ и p^+ -типов, приводит к инжекции электронов и дырок до тех пор, пока с ним не сравняется разность уровней Ферми электронов и дырок⁶. Электронная проводимость одного слоя легированной сверхрешетки GaAs с $d_n = d_p = 700 \text{ \AA}$, $n_D = n_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ может изменяться от нуля до $1,8 \cdot 10^{-6} / \text{Ом}$, а дырочная — от $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ до $5,3 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}$ ⁷. Это указывает на возможность использования легированных сверхрешеток в качестве биполярных транзисторов, которые в отличие от обычных полевых транзисторов являются объемными приборами.

Очень впечатляющим в явлениях переноса в легированных сверхрешетках является гигантский фотоотклик, что является прямым следствием исключительно большого времени жизни носителей тока (2.40) — (2.41). Отношение постоянных фотооткликов одного слоя легированной сверхрешетки $\Delta n_{npi}^{(2)}$ и объемного полупроводника $\Delta n_{об}^{(2)}$ ⁶:

$$\frac{\Delta n_{npi}^{(2)}}{\Delta n_{об}^{(2)}} \approx \frac{\tau_{npi}^{изл}}{\tau_{об}^{изл}} \quad (5.7)$$

и может превышать 10^{12} . Для легированной сверхрешетки n -типа с $d_n = d_p = 1900 \text{ \AA}$ при облучении светом дырочная проводимость возрастает от $9,3 \times 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}$ до $7,8 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ ^{7, 183}.

Изменения проводимости в плоскости слоев легированной сверхрешетки, обусловленные изменением концентрации носителей, подобны аналогичным эффектам в инверсионных слоях. В частности, такие явления, как зависимость подвижности от концентрации носителей, влияние заполнения более высоких минизон на подвижность и колебания магнетосопротивления, были тщательно изучены в инверсионных слоях (см., например, обзор¹⁷⁹).

Проводимость легированных сверхрешеток вдоль оси сверхрешетки подобна аналогичной проводимости композиционной сверхрешетки и подробно рассмотрена в обзоре⁶.

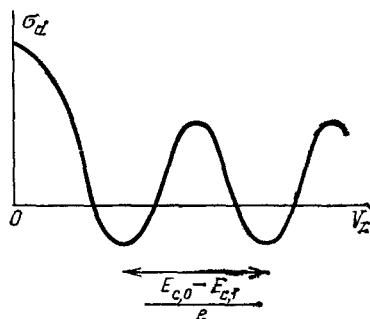


Рис. 13. Схематическая зависимость дифференциальной проводимости σ_d сверхрешеток $\text{GaAs} - \text{AlAs}$ от приложенного напряжения V_z ¹⁴.

Период осцилляций соответствует расстоянию между первой и второй минимумами зоны проводимости

Эффект Холла в модулированно легированных сверхрешетках GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ исследовался экспериментально³⁹ и теоретически¹⁸⁴. Было исследовано влияние на холловскую подвижность концентрации носителей тока и толщины буферного слоя (нелегированного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$)¹⁸⁴.

5.2. Эффект Шубникова — де Гааза

Квантование движения носителей тока в направлении, перпендикулярном слоям полупроводниковой сверхрешетки, приводит к двумерному движению носителей при низких температурах. Прямым доказательством этого служит зависимость колебаний Шубникова — де Гааза от направления магнитного поля.

Эффект Шубникова — де Гааза (осцилляции поперечного магнетосопротивления) наблюдался в модулированно легированных композиционных сверх-

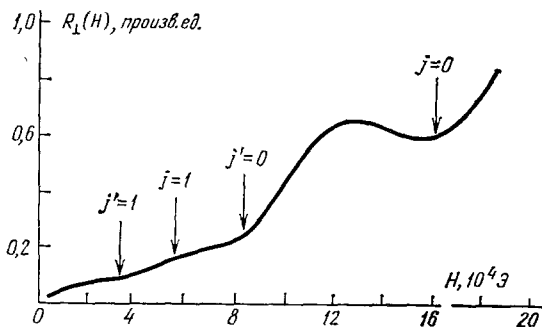


Рис. 14. Зависимость поперечного магнетосопротивления $R_{\perp}(H)$ сверхрешетки InAs (120 Å)—GaSb (80 Å) от магнитного поля⁴.

$j = 0$ и 1 соответствуют экстремумам поверхности Ферми при $kz = 0$, $j' = 0$ и 1 — при $kz = \pm\pi/d$

решетках I типа GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ³⁸. В магнитных полях до 10^4 Э, когда магнитное поле было направлено параллельно оси сверхрешетки, наблюдались четко выраженные осцилляции поперечного магнетосопротивления, связанные с изменением рассеяния электронов при пересечении уровней Ландау и энергии Ферми. Анизотропия эффекта Шубникова — де Гааза (осцилляции отсутствовали, если магнитное поле было направлено перпендикулярно оси сверхрешетки) доказывают двумерность электронного газа в таких сверхрешетках. Эффект Шубникова — де Гааза дает возможность изучить положение энергетических уровней.

Период осцилляций и их экстремальные точки для магнитного поля H_z , параллельного оси сверхрешетки, определяются из следующего условия:

$$\hbar\omega_c (j + \gamma) = E_{F,c}, \quad j = 0, 1, 2, \dots, \quad (5.8)$$

где

$$\omega_c = \frac{eH_z}{m_c c}, \quad E_{F,c} = \frac{\pi n^{(2)} \hbar^2}{m_c}, \quad 0 < \gamma < 1; \quad (5.9)$$

здесь ω_c , m_c — циклотронная частота и эффективная масса электронов, $E_{F,c}$ — энергия Ферми двумерного электронного газа плотности $n^{(2)}$ (для случая, когда заполнена одна минizona).

Наличие биений в эффекте Шубникова — де Гааза указывает на заполнение двух минизон зоны проводимости в сверхрешетке GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с толщиной слоев ~ 220 Å³⁸.

Систематическое исследование эффекта Шубникова — де Гааза в сверхрешетках GaAs — $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ позволило определить поверхность Ферми этих сверхрешеток, которая является закрытой (эллипсоидом с длиной осью вдоль оси сверхрешетки), если энергия Ферми находится внутри минизоны, или открытой (цилиндром с осью, параллельной оси сверхрешетки), если энергия Ферми находится в минищели¹⁸⁵.

Осциллярное поведение поперечного магнетосопротивления наблюдалось в полуметаллических сверхрешетках InAs — GaSb (рис. 14)⁴. Эти

эксперименты подтвердили сосуществование электронов и дырок в полуметаллическом состоянии. Были обнаружены две серии осцилляций с одинаковыми периодами, одна из которых соответствует электронам, а другая дыркам. Эти два периода почти одинаковы, так как дырки в GaSb образованы перетеканием электронов в InAs и только за счет небольшого остаточного легирования в InAs имеется небольшой избыток электронов.

Эффект Шубникова — де Гааза наблюдался также в сверхрешетках InAs — GaSb, находящихся в полупроводниковом состоянии^{4,186}. Для достижения большей концентрации электронов эти сверхрешетки дополнительно легировались.

Зависимость поперечного магнитного сопротивления от направления магнитного поля указывает на двумерную природу энергетических минизон в сверхрешетках.

Магнетотранспортные явления исследовались также в напряженных сверхрешетках GaAs — Ga_{0,8}In_{0,2}As¹⁸⁷.

Детальные исследования магнетотранспорта подтвердили наличие квазидвумерной электронной системы в легированных сверхрешетках GaAs. Анализ квантовых осцилляций позволил определить расстояние между минизонами в области с малой концентрацией лишних носителей тока, которую сложно исследовать оптическими методами¹⁸⁸ (см. также обзор¹⁸⁹).

Теоретическое рассмотрение магнитных квантовых явлений в полупроводниковых сверхрешетках проведено в работах^{90,178,190–192}.

Магнитная восприимчивость полупроводниковых сверхрешеток рассчитана в работе¹⁹³.

6. ПЕРЕХОД ПОЛУМЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК

В этом разделе мы рассмотрим сравнительно мало исследованный экспериментально и довольно подробно изученный теоретический переход полуметалл — полупроводник в сверхрешетках.

В композиционных сверхрешетках II типа InAs — GaSb (см. рис. 4) вершина валентной зоны одного полупроводника, GaSb ($E_v^{(II)}$), лежит по энергии выше (на $\Delta_{vc} \approx 0,15$ эВ), чем дно зоны проводимости другого, InAs ($E_c^{(I)}$). Поэтому электронам из валентной зоны GaSb энергетически выгодно переходить в зону проводимости InAs. В результате этого сверхрешетки будут обладать полуметаллическими свойствами. Однако если слои сверхрешетки будут достаточно тонкими, то из-за размерного квантования (2.7) взаимное расположение наинизшей минизоны зоны проводимости InAs ($E_{c,0}^{(I)}$) и наивысшей минизоны валентной зоны GaSb ($E_{v,0}^{(II)}$) может измениться, и сверхрешетка станет полупроводниковой (рис. 5).

Для того чтобы экспериментально продемонстрировать наличие перехода полуметалл — полупроводник, выращивались сверхрешетки InAs — GaSb с различными периодами^{4,66,67} и исследовалась зависимость концентрации электронов от толщины слоев InAs (d_I) (по эффекту Холла) при $d_I = 50–1000$ Å. Оказалось, что толщина слоев GaSb ($d_{II} = 0,5 d_I - d_I'$) слабо влияла на концентрацию электронов.

Концентрация электронов резко убывала, когда толщина слоя InAs становилась ≤ 100 Å (рис. 15). Резкое изменение проводимости не связано с легированием (концентрация примесей $\sim 10^{16}$ см⁻³), так как подвижности электронов $\sim 10^4$ см²/В·с при температуре 4, 2 К существенно выше, чем у массивного InAs при сравнимых концентрациях электронов^{4,66}.

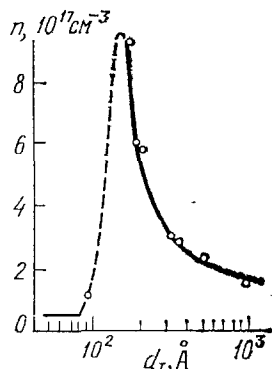


Рис. 15. Зависимость концентрации электронов (n) в сверхрешетке InAs — GaSb от толщины слоя InAs (d_I), указывающая на переход полуметалл (сплошная линия) — полупроводник (штриховая линия)⁴

После достижения максимума при $100 \text{ \AA} < d_I < 200 \text{ \AA}$ концентрация электронов падала при увеличении d_I и затем выходила на насыщение (см. рис. 15). Это связано с тем, что при больших d_I сверхрешетку можно рассматривать как систему отдельных гетероконтактов. В этом пределе электропроводность будет осуществляться по поверхностям раздела гетероконтактов, где будут сосредоточены электроны и дырки.

Переход из полуметаллического состояния в полупроводниковое в сверхрешетках InAs — GaSb наблюдался не только при уменьшении d_I , но также и при наложении магнитного поля, параллельного оси сверхрешетки. Этот переход происходит при возрастании магнитного поля, когда нижний уровень Ландау пересекает уровень Ферми. Для сверхрешеток InAs — GaSb ($d_I = 120 \text{ \AA}$, $d_{II} = 80 \text{ \AA}$ и $d_I = 200 \text{ \AA}$, $d_{II} = 100 \text{ \AA}$), которые без магнитного поля обладали полуметаллическими свойствами, переход в полупроводниковое состояние осуществляется в полях $1,8 \cdot 10^5$ Э для первой (см. рис. 14) и $3,46 \cdot 10^5$ Э для второй сверхрешетки^{4,67}.

Выше (раздел 2.1) мы указывали на сложность расчета энергетической структуры композиционных сверхрешеток II типа. Интересно отметить, что простейшие подходы к расчету перехода полуметалл — полупроводник в этих сверхрешетках, такие, как полуэмпирический метод сильной связи (метод линейной комбинации атомных орбиталей) без учета перетекания носителей тока и многочастичных эффектов⁴¹, и простейшие расчеты уравнения (2.8) в модели Кейна³⁰ дают результаты для толщины слоя d_I , соответствующей переходу полуметалл — полупроводник, качественно совпадающие с экспериментальными. Однако более тщательный многозонный метод огибающих функций^{46,47} не согласуется с экспериментальными результатами.

При расчетах перехода полуметалл — полупроводник в сверхрешетках InAs — GaSb методом огибающих функций^{31,32} волновые функции носителей тока в каждом слое записываются как произведение медленно меняющейся огибающей функции и блоховской функции соответствующих полупроводников с нулевым импульсом. Огибающие функции являются решениями приближения эффективной массы (2.11) и должны удовлетворять на поверхностях раздела граничным условиям, которые следуют из гладкости волновой функции (см. раздел 2.1).

Расчеты^{46,47} проводились в предположении, что эффективные массы носителей тока и кейновские матричные элементы одинаковы для обоих полупроводников, составляющих сверхрешетку. Была вычислена энергетическая структура нескольких наинизших минизон зоны проводимости и верхних минизон валентной зоны.

Для $d_I = d_{II} = 60 \text{ \AA}$ было показано, что сверхрешетка остается полупроводниковой (III типа), причем дырочные минизоны характеризуются сильной непараболичностью по k_{\perp} (в плоскости слоев сверхрешетки).

При $d_I = d_{II} = 80 \text{ \AA}$ наинизшая минизона зоны проводимости опускается при $k_{\perp} = 0$, $k_z \neq 0$ ниже наивысшей минизоны валентной зоны. Однако это пересечение запрещено^{46,47}, и система становится не полуметаллом, а бесщелевым полупроводником.

При $d_I = d_{II} = 90 \text{ \AA}$ и $d_I = d_{II} = 100 \text{ \AA}$ сильная гибридизация минизон валентной зоны и зоны проводимости приводит к тому, что система становится полупроводником с очень узкой щелью ~ 20 мэВ^{46,47}.

Переход полупроводник — полуметалл в таких сверхрешетках осуществляется только при существенно больших толщинах слоев за счет образования максимумов в наивысшей заполненной минизоне и минимумов в наинизшей пустой минизоне при $k_{\perp} \neq 0$ ^{46,47}.

Следует заметить, что учет перетекания носителей тока, который приводит к нарушению электронейтральности¹⁹⁴, может существенно изменить характер перехода полупроводник — полуметалл.

Для устранения этих противоречий в многозонном методе огибающих функций (см. раздел 2.1) следует учесть искривление зон, вызванное перетеканием зарядов, а также многочастичные эффекты, которые могут быть очень существенны в таких сильно анизотропных системах^{52,53}. Необходим также последовательный учет движения носителей тока вдоль поверхностей раздела^{29,49}. Кроме того, для адекватного сравнения теоретических и экспериментальных результатов необходимо уточнение экспериментальных данных о зонной структуре составляющих структуру полупроводников (особенно Δ_{vc}), а также необходимо знать значения эффективных масс дырок в тонких слоях GaSb⁹⁰⁻⁹².

Аналитические выражения для эффективных масс размерно квантованных дырок в полупроводниках с вырожденной валентной зоной известны только для бесконечно глубоких потенциальных ям при $k_{\perp} d_{II} \ll \sqrt{\pi(j+1)}$:

$$\frac{1}{m_{lh, j}} = \frac{1}{m_{lh}} \left\{ 1 + \frac{3\sqrt{\beta}}{\pi(j+1)} \frac{(-1)^j + \cos[\pi(j+1)/\beta^{1/2}]}{\sin[\pi(j+1)/\beta^{1/2}]} \right\}, \quad (6.1)$$

$$\frac{1}{m_{hh, j}} = \frac{1}{m_{hh}} \left\{ 1 + \frac{3}{\pi\sqrt{\beta}(j+1)} \frac{(-1)^j + \cos[\pi(j+1)\beta^{1/2}]}{\sin[\pi(j+1)\beta^{1/2}]} \right\}, \quad (6.2)$$

где $m_{hh(lh)}$ эффективная масса тяжелых (легких) дырок в массивном полупроводнике, $\beta = m_{lh}/m_{hh}$, $j = 0, 1, 2, \dots$ — номер дырочной минизоны^{200,201} и имеются только численные расчеты для потенциальных ям конечной глубины (двойной гетеропереход (см. рис. 1) $Al_{0.24}Ga_{0.76}As - GaAs - Al_{0.24}Ga_{0.76}As$ ¹⁹²). Эти расчеты^{192, 200, 201} указывают на сильную непараболичность зависимости энергии размерно квантованных дырок от квазиимпульса, перпендикулярного оси сверхрешетки (в частности, дисперсия некоторых дырочных подзон будет иметь электронный характер).

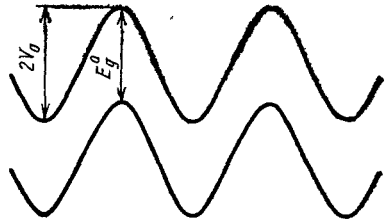


Рис. 16. Полуметаллическая легированная сверхрешетка

Переход полупроводник — бесщелевой

полупроводник может осуществляться в сверхрешетках HgTe — CdTe³².

Переход из полупроводникового в полуметаллическое состояние может происходить также и в легированных сверхрешетках. При возрастании концентрации примесей или увеличении периода сверхрешетки амплитуда потенциала сверхрешетки $2V_0$ (2.27) может превзойти энергетическую щель исходного полупроводника E_g^0 (рис. 16). В этом случае электроны и дырки занимают соответственно нижние минизоны зоны проводимости и верхние минизоны валентной зоны, образуя квазидвумерную электронно-дырочную систему в основном состоянии. Легированная сверхрешетка GaAs становится полуметаллической при $n_D = n_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, если $d_n = d_p > 700 \text{ \AA}$ ⁶.

В большинстве случаев электронно-дырочную систему в полупроводниковых сверхрешетках можно считать двумерной, хотя довольно большая ширина минизон ($\sim 20 \text{ мэВ}$) для сверхрешетки II типа InAs — GaSb с толщиной слоев $\sim 100 \text{ \AA}$ указывает на трехмерный характер зонной структуры¹⁹⁵. Переход от двумерного к трехмерному характеру движения носителей тока, который заключается в значительном уширении электронных минизон, наблюдался в легированных сверхрешетках GaAs ($d_n = d_p = 400 \text{ \AA}$, $n_D = n_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) при увеличении интенсивности оптического возбуждения. Об этом также свидетельствует тот факт, что при увеличении интенсивности в этих сверхрешетках межминизонные переходы сливаются в широкую полосу одночастичных возбуждений^{142,196}.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сверхрешетки представляют уникальную возможность практически произвольным образом изменять их зонную структуру (зонная инженерия). Это позволяет, в частности, сильно изменять их транспортные свойства, создавая на основе сверхрешеток низкошумящие лавинные детекторы, фотумножители, сверхбыстродействующие приборы, фотодетекторы и др.^{197,198}

Сверхрешетки обладают той интересной особенностью, что в них можно почти произвольно изменять вид потенциала, т. е. контролируемо изменять волновую функцию носителей тока (инженерия волновой функции)¹⁹⁹.

Особенности люминесценции композиционных сверхрешеток I типа: перестраиваемость излучаемых длин волн при изменении ширины квантовой ямы, экситонный характер излучения вплоть до комнатных температур, сильно возросшее по сравнению с массивными полупроводниками того же качества подавление примесного захвата, более простая технология изготовления светоизлучающих приборов по сравнению с четверными соединениями, фемтосекундная кинетика, возможности получения больших, а также и дифференциальных усилений, большая инжекционная эффективность (а следовательно, и большая эффективность приборов) — могут использоваться (и уже используются) для создания нового поколения светоизлучающих приборов¹¹¹. Класс полупроводников, из которых составлены сверхрешетки, быстро расширяется. Так, недавно были синтезированы сверхрешетки, составленные из полупроводников IV группы: Ge — Ge_{1-x}Si_x²⁰², Si — Si_{1-x}Ge_x²⁰³. Интересными свойствами могут обладать сверхрешетки, составленные из полупроводников и диэлектриков: Ge — BaF₂, InP — BaF₂²⁰⁴.

В настоящее время исследование полупроводниковых сверхрешеток бурно развивается. Это отражается в лавинообразном увеличении числа публикаций. Так, если учесть только теоретические работы и экспериментальные работы, посвященные сверхрешеткам, которые синтезированы из соединений A₃B₅ методом молекулярно-лучевой эпитаксии, то в 1980 г. появилось 39 работ, в 1981 — 59 работ, в 1982—97, а в 1983—143²⁰.

Несмотря на бурный рост количества как теоретических, так и экспериментальных работ, посвященных полупроводниковым сверхрешеткам, целый ряд вопросов ждет еще своего разрешения.

Последовательный расчет минизон композиционной сверхрешетки можно провести пока только в том случае, если массы электронов (дырок) одинаковы в обоих полупроводниках, составляющих сверхрешетку, ибо только в этом случае можно разделить движение носителей тока вдоль оси сверхрешетки и перпендикулярно оси^{29,49}.

Представляет несомненный интерес исследование коллективных свойств носителей тока в полупроводниковых сверхрешетках.

В заключение хотелось бы выразить благодарность Л. В. Келдышу за многочисленные обсуждения и ценные замечания и В. С. Багаеву за стимулирующий интерес к работе.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Келдыш Л. В. — ФТТ, 1962, т. 4, с. 2265.
2. Chang L. L., Esaki L., Howard W. E., Ludeke R., Schul G. — J. Vac. Sci. and Technol., 1973, v. 10, p. 655.
3. Cho A. Y., Arthur J. R. — Progr. Sol. State Chem., 1975, v. 10, p. 157.
4. Esaki L. — Lect. Not. Phys., 1980, v. 133, p. 302.
5. Döhler G. H., Ploog K. — Progr. Cryst. Growth Charact., 1979, v. 2, p. 145.
6. Ploog K., Döhler G. H. — Adv. Phys., 1983, v. 32, p. 285.
7. Ploog K. — Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 220.
8. Weimann G., Schlapp W. — Ibidem, p. 88.
9. Razeghi M., Duchemin J. P. — Ibidem, p. 100.

10. Гапонов С. В., Лускин Б. М., Салащенко Н. Н.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 516.
11. Clemens H., Fahter E. J., Cauet G.— Rev. Sci. Instr., 1983, v. 54, p. 685.
12. Döhler G. H.— Phys. Scripta, 1981, v. 24, p. 230.
13. Esaki L., Tsu R.— IBM J. Res. and Develop., 1970, v. 14, p. 61.
14. Stiles R. J.— Surf. Sci., 1978, v. 73, p. 451.
15. Волков В. А., Петров В. А., Сандомирский В. Б.— УФН, 1980, т. 131, с. 432.
16. Von Ortenberg M.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1041.
17. Kolodzievski L. A., Bonsett T. C., Gunshor R. L., Datta S., Bultma R. B., Becker W. M., Otsuka N.— Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, p. 440.
18. Кастальский А. А.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 10, с. 328.
19. Шик А. Я.— ФТП, 1974, т. 8, с. 1841.
20. Ploog K., Graf K. Molecular Beam Epitaxy of III—V Compounds/Ed.— Berlin; Heidelberg; New York; Tokyo: Springer-Verlag, 1984.
21. Esaki L.— In: Proc. of Intern. Conference on Physics of Heterojunctions.— Budapest, 1971, v. 1, p. 383.
22. Алферов Ж. И., Жплев Ю. В., Шмарцев Ю. В.— ФТП, 1971, т. 5, с. 196.
23. Grimsditch M., Khan M. R., Kueng A., Schuller I. K.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 498.
24. Banerjee I., Schuller I. K.— J. Low Temp. Phys., 1984, v. 54, p. 506.
25. Iafrate G. J., Ferry D. K., Reich R. K.— Surf. Sci., 1982, v. 113, p. 485.
26. Reich R. K., Ferry D. K., Crondin R. O.— Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 27, p. 3483.
27. Игнатов А. А.— ДАН СССР, 1983, т. 273, с. 1351.
28. Meiman N. N.— J. Math. Phys., 1983, v. 24, p. 539.
29. Mukherji D., Nag B. R.— Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 30, p. 651.
30. Sai-Halasz G. A., Tsu R., Esaki L.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, p. 651.
31. Bastard G.— Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 24, p. 5693.
32. Bastard G.— Ibidem, v. 25, p. 7584.
33. Bastard G.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 168.
34. Kane E. O.— J. Phys. Chem. Sol., 1957, v. 1, p. 249.
35. Guldner Y.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 200.
36. Andreoni W., Baldereschi A.— Sol. State Commun., 1978, v. 27, p. 821.
37. Madhukar A., Delgado J.— Ibidem, 1981, v. 37, p. 199.
38. Dingle T., Störmer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p. 665.
39. Störmer H. L., Pinczuk A., Gossard A. C., Wiegmann W.— Ibidem, 1981, v. 38, p. 691.
40. Drummond T. J., Klein J., Arnold D., Fisher R., Thorne R. E., Lyons W. G., Markos H.— Ibidem, 1983, v. 42, p. 615.
41. Sai-Halasz G. A., Esaki L., Harrison W.— Phys. Rev. Ser. B, 1978, v. 18, p. 2812.
42. Ihm J., Lam P. K., Cohen M. L.— Ibidem, 1979, v. 20, p. 4120.
43. White S. R., Shame L. J.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 879.
44. White S. R., Shame L. J.— Surf. Sci., 1982, v. 113, p. 131.
45. Chang L. L., Kawai N. J., Mendez E. E., Chang C.-A., Esaki L.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, p. 30.
46. Altarelli M.— Lect. Not. Phys., 1983, v. 177, p. 174.
47. Altarelli M.— Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 28, p. 842.
48. Madhukar A., Dandekar N. V., Nuch R. N.— J. Vac. Sci. and Technol., 1979, v. 16, p. 1507.
49. De Dios Leyva M., Alvarez R. P., Gondar J. L.— Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1984, v. 125, p. 221.
50. Takaoka H., Chang C.-A., Mendez E. E., Chang L. L., Esaki L.— Physica, Ser. B, 1983, v. 117—118, p. 741.
51. Voisin P.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 192.
52. Андрюшин Е. А., Бабиченко В. С., Келдыш О. В., Опищенко Т. А., Силин А. П.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 210.
53. Андрюшин Е. А., Силин А. П.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 1405.
54. Ludowise M. J., Dietze W. T., Lewis C. R., Holonyak N. Jr., Hess K., Camras M. D., Nixon M. A.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, p. 257.
55. Camras M. D., Brown J. M., Holonyak N. Jr., Nixon M. A., Kalinsky R. W., Ludowise M. J., Dietze W. T., Lewis C. R.— J. Appl. Phys., 1983, v. 54, p. 6183.
56. Frietz I. J., Biefeld R. M., Osbourn G. C.— Sol. State Commun. 1983, v. 45, p. 323.

57. Gourley P. L., Befeld R. M.— J. Vac. Sci. and Technol. Ser. B, 1983, v. 1, p. 383.
58. Picraux S. T., Dawson L. R., Osbourn G. C., Chu W. K.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, p. 930.
59. Fritz I. J., Dawson L. R., Zipperian T. E.— J. Vac. Sci. and Technol. Ser. B, 1983, v. 1, p. 387.
60. Marzin J. Y., Rao E. V. K.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, p. 560.
61. Smith D. L., McGill T. C., Schulman J. N.— Ibidem, p. 180.
62. Chang C.-A., Takaoka H., Chang L. L., Esaki L.— Ibidem, 1982, v. 40, p. 983.
63. Voisin P., Bastard E., Voos M., Mendez E. E., Change L. L., Esaki L.— J. Vac. Sci. and Technol. Ser. B, 1983, v. 1, p. 152.
64. Griffiths G., Mohammed K., Subbana S., Kroemer H., Merz J.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, p. 1059.
65. Mendez E. E., Chang C.-A., Takaoka H., Chang L. L., Esaki L.— J. Vac. Sci. and Technol. Ser. B, 1983, v. 1, p. 152.
66. Chang L. L., Kawai N., Sai-Halasz G. A., Ludeke R., Esaki L.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, p. 939.
67. Chang L. L.— J. Phys. Soc. Japan. Suppl. A, 1980, v. 49, p. 997.
68. Guldner Y.— Physica. Ser. B, 1983, v. 117—118, p. 735.
69. Fujiyasu H., Takahashi H., Shimizu H., Sasaki A., Kuwabara H.— Proc. of 17th Intern. Conference of Physics Semiconductors. San Francisco, 1984.— New York; Berlin; Heidelberg; Tokyo: Springer-Verlag, 1984, p. 539.
70. Capasso F., Luryi S., Tsang W. T., Bethea C. G., Levine B. F.— Phys. Rev. Lett. 1983, v. 51, p. 2318.
71. Лобачев А. Н., Силин А. П.— Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1985, № 1, с. 19.
72. Abeles B., Tiedje T.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 2003.
73. Tiedje T., Abeles B.— Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, p. 179.
74. Ogino T., Mizushima Y.— Japan J. Appl. Phys., 1983, v. 22, p. 1647.
75. Гапонов В. С., Лускин В. М., Салашенко Н. Н.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 533.
76. Sasaki A.— Phys. Rev. Ser. B, 1984, v. 30, p. 7016.
77. Ромаинов Ю. А.— ФТП, 1971, т. 5, с. 1431. Страфеев В. И.— Ibidem, с. 408.
78. Döhler G. H.— Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1972, v. 52, p. 533; v. 53, p. 79.
79. Ruden P., Döhler G. H.— Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 27, p. 3538.
80. Künzel H., Fisher A., Knecht J., Ploog K.— Appl. Phys. Ser. A, 1983, v. 30, p. 73.
81. Döhler G. H.— In ⁶⁹, p. 491.
82. Hundhausen M., Wagner J., Ley L.— Ibidem, p. 495.
83. Kakalios J., Frietzsche H.— Ibidem, p. 503.
84. Maan J. C.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 183.
85. Stern F.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 546.
86. Андрюшин Е. А., Силин А. П.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 2130.
87. Shmelev G. M., Chaikovskii I. A., Pavlovich V. V., Epstein E. M.— Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1977, v. 82, p. 391.
88. Bloss W. L.— Sol. State Commun., 1982, v. 44, p. 363.
89. Olego O., Pinczuk A., Gossard A. C., Wiegmann W.— Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 25, p. 7867.
90. Thelie A. C., Gonzalez de la Cruz G., Quinn J. J.— Sol. State Commun., 1983, v. 47, p. 43.
91. Maan J. C., Altarelli M., Sigg H., Wyder P., Chang L. L., Esaki L.— Surf. Sci., 1982, v. 113, p. 347.
92. Giuliani G. F., Quinn J. J.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 919.
93. Qin G., Giuliani G. F., Quinn J. J.— Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 28, p. 6144.
94. Datta S., Gunsher R. L.— J. Appl. Phys., 1983, v. 28, p. 6144.
95. Tselis A. C., Quinn J. J.— Phys. Rev. Ser. B, 1984, v. 29, p. 3318.
96. Bastard G., Mendez E. E., Chang L. L., Esaki L.— Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 26, p. 1974.
97. Greene R. L., Bajaj K. K.— Sol. State Commun., 1983, v. 45, p. 831.
98. Guseinov R. R.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1984, v. 125, p. 237.
99. Андрюшин Е. А., Силин А. П.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 2676.
100. Лозовик Ю. Е., Нишанов В. Н.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 3267.
101. Crowne F., Reinecke T. L., Shanabrook B. V.— In ⁶⁹, p. 363.
102. Guldner Y., Vieren J. P., Voos M., Chang L. L., Esaki L.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1719.
103. Guldner Y., Keren J. P., Voisin P., Voos M., Maan J. C., Chang L. L., Esaki L.— Sol. State Commun., 1982, v. 41, p. 755.
104. Fanter E. J., Bauer G.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 207.

104. Chin L. C., Smith J. C., Margalit S., Yariv A.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, p. 331.
105. Adamska H., Spector H. N.— J. Appl. Phys., 1984, v. 56, p. 1123.
106. Dingle R., Wiegmann W., Henry C. H.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 827.
107. Dingle R., Gossard A. C., Wiegmann W.— Ibidem, 1975, v. 34, p. 1327.
108. Miller R. C., Kleinmann D. A., Tsang W. T., Gossard A. S.— Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 24, p. 1134.
109. Miller D. A. B., Chemla D. S., Eilenberger D. J., Smith P. W., Gossard A. C., Tsang W. T.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, p. 679.
110. Gibbs H. M., Tarug S. S., Jewell J. L., Weinberger D. A., Tai K., Gossard A. C., McCall S. L., Passner A., Wiegmann W.— Ibidem, p. 221.
111. Bimberg D., Christen J., Steckenborn A.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 136.
112. Xu Z. Y., Kreismanis V. G., Tang C. L.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, p. 415.
113. Weisbuch C., Miller R. C., Dingle R., Gossard A. C., Wiegmann W.— Sol. State Commun., 1981, v. 37, p. 219.
114. Lambert B., Deveand B., Regreny A., Talalaeff G.— Physica. Ser. B, 1983, v. 117—118, p. 717.
115. Bastard G.— Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 24, p. 4714.
116. Jarosik N. C., McCombe B. D., Shanabrook B. V., Comas J., Wicks G.— In⁶⁹, p. 507.
117. Mailhot C., Chang Y. C., McGill T. C.— Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 26, p. 4449.
118. a) Bastard G., Delande C., Meynadier M. H., Frijlink P. M., Voos M.— Ibidem, 1984, v. 29, p. 7042.
b) Kleinman D. A.— Ibidem, 1983, v. 28, p. 871.
119. Chemla D. S., Damen T. C., Miller D. A. B., Gossard A. C., Wiegmann W.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, p. 864.
120. Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C., Gossard A. C., Wiegmann W., Wood T. H., Burrus C. A.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 54, p. 2173.
121. Miller R. C., Gossard A. C.— Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, p. 954.
122. Miura N., Iwasa Y., Tarucha S., Okamoto H.— In⁶⁹, p. 359.
123. Maan J. C., Fasolino A., Belle G., Altarelli M., Ploog K.— Ibidem, p. 463.
124. Aoyagi Y., Segawa Y., Miyoshi T., Namba S.— Ibidem, p. 571.
125. a) Chaikovskii I. A., Shmelev G. M., Enaki N. A.— Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1981, v. 108, p. 732.
b) Le H. Q., Lax B., Vojak B. A., Calava A. R., Goodhye W. D.— In⁶⁹, p. 515.
126. a) Андрюшин Е. А., Силин А. П.— ФНТ, 1977, т. 3, с. 1365.
b) Dawson P., Duggan G., Ralph H. J., Woodbridge K. W.— Ibidem, p. 551.
127. Fouquet J. E., Siegman A. E., Gossard A. C.— Ibidem, p. 583.
128. Mesumoto Y., Shionoya S., Okamoto H.— Ibidem, p. 349.
129. a) Peyghambarian N., Gibbs H. M., Jewell J. L., Antonetti A., Migus A., Hulin D., Mysorowics A.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 29, p. 7065.
b) Zucker J. E., Pinczuk A., Chemla D. S., Gossard A., Wiegmann W.— Phys. Rev. Ser. B, 1984, v. 29, p. 7065.
130. Holonyak N., Jr., Kolbas R. M., Laidig W. D., Vojak B. A., Dupuis R. D., Dapkus P. D.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p. 737.
131. Kawai H., Matsuda O., Kaneko K.— Japan J. Appl. Phys., 1983, v. 22, p. L727.
132. Iwamura H., Tarucha S., Sanu T., Horikoshi Y., Okamoto H.— Ibidem, p. L751.
133. Tsang W. T.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, p. 786.
134. Chiu R., Holonyak N. Jr., Vojak B. A., Hess K., Dupuis R. D., Dapkus P. D.— Ibidem, 1980, v. 36, p. 19.
135. Datta N. K.— J. Appl. Phys., 1983, v. 54, p. 1236.
136. Sai-Halasz G. A., Chang L. L., Welter J.-M., Chang C.-A., Esaki L.— Sol. State Commun., 1978, v. 26, p. 935.
137. Ploog K., Künzel H.— Microelectron. J., 1982, v. 13, p. 111.
138. Келдыш Л. Б.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 1138.
Franz W.— Zs. Naturforsch. Ser. A, 1958, Bd. 13, S. 484.
139. Döhler G. H., Künzel H., Ploog K.— Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 25, p. 2618.
140. Ruden P. P., Döhler G. H.— In⁶⁹, p. 535.

141. Jung H., Künzel H., Döhler G. H., Ploog K.— J. Appl. Phys., 1983, v. 54, p. 6965.
142. Zeller Ch. Vinter B., Abstreiter G., Ploog K.— Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 26, p. 2124.
143. Döhler G. H., Künzel H., Olego D., Ploog K., Ruden P., Stolz H. J., Abstreiter G.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 864.
144. Jung H., Döhler G. H., Künzel H., Ploog K., Ruden P., Stolz H. J.— Sol. State Commun., 1982, v. 43, p. 291.
145. Künzel H., Döhler G. H., Ruden P., Ploog K.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, p. 852.
146. Rehm W., Künzel H., Döhler G. H., Ploog K., Ruden P.— Physica Ser. B, 1983, v. 117—118, p. 732.
147. Abstreiter G.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 232.
148. Narayanamurti V., Störmer H. L., Shin M. A., Gossard A. C., Wiegmann W.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 2012.
149. Colvard C., Merlin R., Klein M. V., Gossard A. C.— Ibidem, v. 45, p. 298.
150. Jusserand B., Paquet D., Regreny A., Kervaree J.— Sol. State Commun., 1983, v. 48, p. 499.
151. Kubota K., Nakajima N., Katoh H., Sano N.— Ibidem, 1984, v. 49, p. 157.
152. Quinn J. J., Strom V., Chang L. L.— Ibidem, 1983, v. 45, p. 111.
153. Nicholas R. J., Brummell M. A., Portal J. C.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 69.
154. Shmelev G. M., Chaikovskii I. A., Pavlovich V. V., Epstein E. M.— Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1977, v. 80, p. 697.
155. Pokatilov E. P., Beril S. J.— Ibidem, 1982, v. 110, p. K75.
156. Pokatilov E. P., Beril S. J.— Ibidem, 1983, v. 118, p. 567.
157. Крючков С. В.— ФТТ, 1978, т. 20, с. 2795.
158. Эпштейн Э. М.— ФТП, 1979, т. 13, с. 611.
159. Shmelev G. M., Nguen Hong Shon, Tsurkan G. I.— J. Phys. Ser. C, 1983, v. 16, p. 2587.
160. Shmelev G. M., Nguen Hong Shon, Vo Hong Anh — Sol. State Commun., 1983, v. 48, p. 239.
161. Nicholas R. J.— Contemp. Phys., 1980, v. 21, p. 501.
162. Tsu R., Esaki L.— Appl. Phys. Lett., 1971, v. 19, p. 246.
163. Келдыш Л. В.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 661.
164. Ignatov A. A., Romanov Yu. A.— Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1976, v. 73, p. 327.
165. Игнатов А. А.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1982, т. 25, с. 1547.
166. Ктиторов С. А., Симин Г. С., Синдаловский В. Я.— ФТТ, 1971, т. 13, с. 2230.
167. Басс Ф. Г., Рубинштейн Е. А.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 1379.
168. Игнатов А. А., Романов Ю. А.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 3388.
169. Павлович В. В., Эпштейн Э. М.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 1483.
170. Игнатов А. А., Романов Ю. А.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1978, т. 21, с. 132.
171. Ignatov A. A., Shashkin V. I.— Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1982, v. 110, p. K117.
172. Ignatov A. A., Shashkin V. I.— Phys. Lett. Ser. A, 1983, v. 94, p. 169.
173. Крючков С. В., Вязовский М. В.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 3182.
174. Игнатов А. А.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 3319.
175. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А.— ФТП, 1972, т. 6, с. 148.
176. Shmelev G. M., Chaikovskii I. A., Chan Min Shon — Phys. Stat. Sol. Ser. B, 1976, v. 76, p. 811.
177. Шмелев Г. М., Чайковский И. А., Нгуен Куанг Бау.— ФТП, 1978, т. 12, с. 1932.
178. Поляновский В. М.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 1975.
179. Ando T., Fowler A. B., Stern F.— Rev. Mod. Phys., 1982, v. 43, p. 437.
180. Esaki L., Chang L. L.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 495.
181. Tsu R., Chang L. L., Sai-Halasz G. A., Esaki L.— Ibidem, 1975, v. 34, p. 1509.
182. Hess K.— Physica. Ser. B, 1983, v. 117—118, p. 723.
183. Künzel H., Döhler G. H., Ploog K.— Appl. Phys. Ser. A, 1982, v. 27, p. 1.
184. Fishman G., Caleski D.— Phys. Rev. Ser. B, 1984, v. 29, p. 5778.
185. Yoshino J., Sakaki H., Furita T.— In ⁶⁹, p. 519.
186. Sakaki H., Chang L. L., Sai-Halasz G. A., Chang C.-A., Esaki L.— Sol. State Commun. 1978, v. 26, p. 589.
187. Schrieber J. E., Frietz I. J., Dawson L. R., Osbourn G. C.— Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 28, p. 2229.

188. Maan J. C., Englert T., Vihlein C., Künzel H., Ploog K., Fisher A.— J. Vac. Sci. and Technol. Ser. B, 1983, v. 1, p. 289.
189. Maan J. C.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 183.
190. Tsu R., Janak J.— Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 9, p. 404.
191. Chaikovskii I. A., Shmelev G. M., Chan Quang Hung.— J. Phys. Ser. C, 1977, v. 10, p. 3315.
192. Fasolino A., Altarelli M.— Springer Ser. Sol. State Sci., 1984, v. 53, p. 176.
193. Lyo S. K.— Sol. State Commun., 1984, v. 51, p. 709.
194. Андрюшин Е. А., Силин А. П.— ФТТ, 1981, т. 23, с. 3399.
195. Maan J. C., Guldner Y., Vieren J. D., Voisin P., Voos M., Chang L. L., Esaki L.— Surf. Sci., 1983, v. 113, p. 313.
196. Zeller Ch., Vinter B., Abstreiter G., Ploog K.— Physica. Ser. B, 1983, v. 117—118, p. 719.
197. Capasso F.— J. Vac. Sci. and Technol. Ser. B, 1983, v. 1, p. 457; Physica. Ser. B, 1985, v. 129, p. 92.
198. Capasso F.— In ⁶⁹, p. 1537.
199. Sakaki H.— Ibidem, p. 1551.
200. Недорезов С. С.— ФТТ, 1970, т. 12, с. 2270.
201. Дьяконов М. И., Хаецкий А. В.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1584.
202. Белянцев А. М., Ерофеев Е. А., Игнатов А. А., Кузнецов О. А., Пискарев В. И., Романов Ю. А., Толмачев В. А., Шашкин В. И.— Препринт ИПФ АН СССР № 101.— Горький, 1984.
203. Bean J. C., Feldman L. C., Fiory A. T., Nakahara S., Robinson I. K.— J. Vac. Sci. and Technol. Ser. A, 1984, v. 2, p. 436.
204. Narayana murti V.— Phys. Today, 1984, v. 37, No. 10, p. 24.