

ВЛИЯНИЕ НАДБАРЬЕРНЫХ И КРАЕВЫХ СОСТОЯНИЙ НА СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕГЛУБОКИХ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlGaAs КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

*В. Н. Григорьев, О. В. Дорофеев, К. Л. Литвиненко,
В. Г. Лысенко*, С. И. Онищенко*

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов
Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

*К. Лео**, Б. Росам***

*Institut für Angewandte Photophysik, Technische Universität Dresden
D-01062, Dresden, Deutschland*

*Л. Кёхлер***

*Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik
79108, Freiburg, Deutschland*

Поступила в редакцию 21 апреля 2000 г.

Исследованы спектры поглощения сверхрешетки GaAs(82 Å)/Al_{0.07}Ga_{0.93}As(37 Å) при температуре 10 К в интервале электрических полей от 0 до 60 кВ/см. Из сопоставления экспериментальных спектров поглощения с расчетами энергий и сил осцилляторов переходов между состояниями ванье-штарковской лестницы установлено, что в больших электрических полях надбарьерные состояния образуют не бесструктурный континуум, а веер состояний. Пересечение локализованных электрическим полем электронных состояний с веером надбарьерных состояний приводит к уширению, расщеплению и немономонным изменениям интенсивности полосы внутриямных переходов. Обнаруженная дополнительная полоса поглощения объясняется внутриямными переходами между состояниями в крайних левой и правой квантовых ямах сверхрешетки.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

1. ВВЕДЕНИЕ

В одномерной одиночной квантовой яме с достаточно высокими стенками из-за размерного квантования может существовать лишь конечное число (зависящее от высоты стенок) дискретных электронных состояний, локализованных в пределах квантовой ямы. При объединении (бесконечного числа) квантовых ям в периодическую (а значит, бесконечной длины) сверхрешетку дискретные электронные уровни трансформируются в подзоны шириной, за-

висящей от периода d сверхрешетки и прозрачности (материала, толщины и высоты) барьеров. При приложении к сверхрешетке достаточно большого (порядка 10^4 В/см) внешнего электрического поля F подзоны расщепляются в веер состояний

$$E_m^j(F) = E^j(0) + m e F d, \quad (1)$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \infty,$$

с абсолютно одинаковыми (как для электронов, так и для тяжелых и легких дырок) расстояниями между уровнями $e F d$, образуя так называемую ванье-штарковскую лестницу [1–3]. На рисунке 1а схематически изображена левая часть сверхрешетки в электрическом поле для случая высоких (штрихо-

*E-mail: lyss@ipmt-hpm.ac.ru

**К. Leo, B. Rosam, K. Köhler

вые линии) и мелких (сплошные линии) барьеров. Зависимость уровней энергии электрона от электрического поля для двух низших подзон сверхрешеток с высокими барьерами схематически изображена на рис. 1б. Волновые функции $\Psi_{1m}(z)$ и $\Psi_{2m}(z)$, соответствующие уровням энергии $E_{1m}(F)$ и $E_{2m}(F)$, в достаточно больших электрических полях локализуются преимущественно в m -й квантовой яме. Это означает, что плотность электронной волновой функции в m -й квантовой яме максимальна (рис. 1а), хотя в ближайших соседних ямах она не бесконечно мала.

Поскольку каждая из подзон j трансформируется в ванье-штарковский веер, при определенных электрических полях F_c уровни энергии $E_p^i(F_c)$ и $E_k^j(F_c)$ состояний, возникших из различных подзон i и j , могут совпасть, т. е.

$$E^i(0) + peF_c d = E^j(0) + keF_c d. \quad (2)$$

При резонансном взаимодействии между электронами с энергией (2) они локализованы одновременно в p -й и k -й квантовых ямах сверхрешетки. Образование связывающих и антисвязывающих состояний при смешивании волновых функций двух разных подзон с одинаковыми энергиями приводит к их расталкиванию (рис. 1б) [4]. Из-за этого при монотонном изменении электрического поля вместо линейной зависимости энергий электронных состояний $E_m^i(F)$ типа (1) вблизи резонансных полей F_c могут наблюдаться многочисленные антикроссинги (рис. 1б), причем величина расталкивания $|E_p^i - E_k^j|$ может определяться разностью $|p - k|$ и высотой барьера.

При уменьшении высоты барьеров между квантовыми ямами число подзон локализованных состояний уменьшается, так что при достаточно малой высоте барьеров может остаться только одна подзона «подбарьерных» электронных состояний (этот случай на рис. 1а представлен сплошными линиями). Энергии электронных состояний второй и следующих подзон (представленные штриховыми линиями на рис. 1) окажутся над барьерами. Соответствующие второй и более высоким подзонам волновые функции не будут более локализованными в квантовой яме. Качественное отличие волновых функций надбарьерных состояний от локализованных волновых функций состоит в том, что их плотность в барьерах выше или сравнима с ее плотностью в квантовой яме, а пучности и узлы осциллирующей части волновой функции жестко не привязаны к положениям ям и барьеров сверхрешетки.

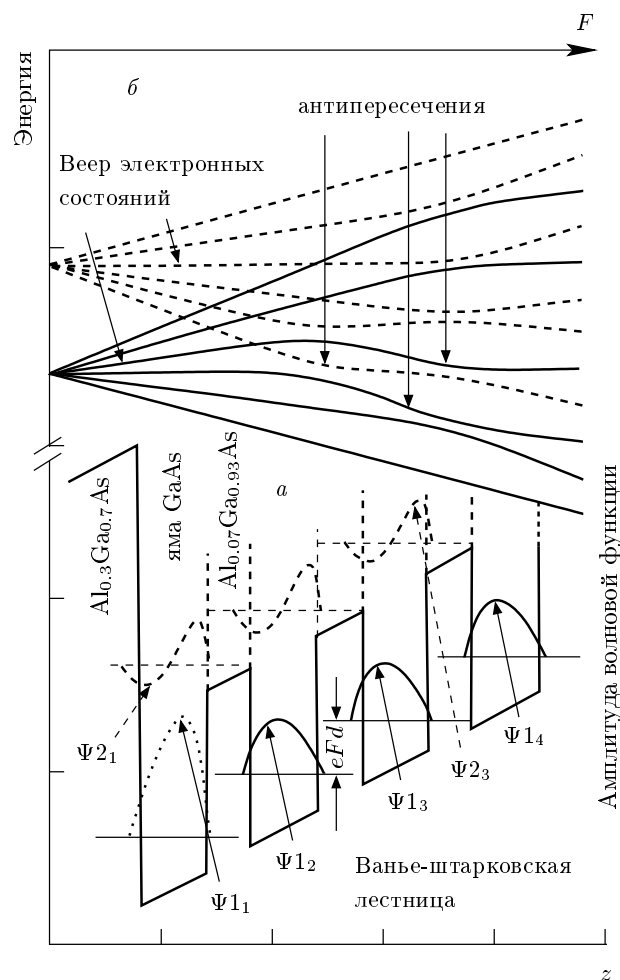


Рис. 1. а) Зависимость от координаты z потенциала сверхрешетки GaAs/Al_xGa_{1-x}As с периодом d , окруженной широкими Al_{0.3}Ga_{0.7}As-барьерами, во внешнем электрическом поле F для малых (сплошные линии) и больших (штриховые линии) x . Тонкими горизонтальными отрезками изображены уровни энергий электронов, образующие ванье-штарковские лестницы с расстоянием между уровнями eFd : $\Psi_{1m}(z)$ и $\Psi_{2m}(z)$ — амплитуды волновых функций состояний, формирующие первую (сплошные линии) и вторую (штриховые линии) подзоны состояний, локализованных в m -й квантовой яме. б) Зависимость от F энергий локализованных состояний электронов из первой и второй подзон размерного квантования

Принято считать, что эти подзоны «надбарьерных» состояний образуют бесконечный бесструктурный континуум, что, по-видимому, справедливо для бесконечной периодической сверхрешетки [5–10]. В таком случае возникает соблазн для облегчения анализа спектров поглощения существенно упростить их энергетическую структуру, используя для исследова-

дований неглубокую сверхрешетку с такой высотой барьеров, чтобы локализованными оказались только состояния одной низшей подзоны. В электрическом поле эта подзона трансформировалась бы в ванье-штарковскую лестницу, а представленная на рис. 1б штриховыми линиями лестница надбарьерных состояний трансформировалась бы в бесструктурный континуум. В небольших полях такой континуум мог привести к осцилляциям энергетического положения и интенсивности поглощения из-за осцилляций Франца—Келдыша [11]. В полях $F \geq 10^4$ В/см «антикроссинги» между локализованными и надбарьерными состояниями должны бы затухать из-за бесструктурности их континуума.

Однако в ряде работ [12, 13] отмечалось, что в спектрах возбуждения в неглубоких одиночных квантовых ямах, по крайней мере, некоторые переходы с участием надбарьерных состояний вместо ожидаемых в случае континуума бесструктурных полос образуют достаточно узкие линии с большой силой осциллятора. Необычное положение, сила осцилляторов и малая ширина соответствующих линий объясняются возбуждением экситонов, образованных из частицы (электрона), локализованной в квантовой яме на уровне размерного квантования, и свободной надбарьерной частицы противоположного знака (дырки), затянутой в область ямы силой кулоновского притяжения. Резонансное взаимодействие между подбарьерными и надбарьерными состояниями в сверхрешетке InGaAs/GaAs, приводящее к особенностям в спектре отражения, наблюдалось в работе [14]. В работах [15, 16] в электрических полях от 20 до 70 кВ/см наблюдались немонотонные смещения, расщепления и колебания амплитуды особенностей в спектрах отражения неглубокой сверхрешетки GaAs/AlGaAs, связанные с антикроссингами подбарьерных и надбарьерных состояний. Из результатов всех этих работ следует, что надбарьерные состояния в электрическом поле могут трансформироваться в веер частично локализованных состояний. Волновые функции таких состояний являются гибридом локализованных и делокализованных состояний: их плотность имеет выраженный максимум в одной из квантовых ям, а вдали от этой ямы постепенно приобретает характер делокализованной волновой функции.

Реальные сверхрешетки состоят не из бесконечного, а конечного числа квантовых ям $N \approx 10\text{--}100$. Состояния, образующие в отсутствие поля низшую подзону из N уровней, с ростом поля F трансформируются в набор из N состояний, каждое из которых локализовано в пределах лишь одной из N кван-

товых ям. Низшее состояние локализовано в крайней левой (первой) яме, следующие по энергии состояния локализованы во второй слева и последующих (расположенных правее) квантовых ямах, так что наивысшее состояние подзоны локализовано в крайней правой (N -й) яме сверхрешетки (рис. 1а). В больших электрических полях на низшие состояния оказывает влияние изолирующий левый барьер, поэтому они характеризуются волновыми функциями, экспоненциально (без осцилляций) затухающими в толстом левом барьере. Состояния, локализованные в центральных квантовых ямах, в тех же электрических полях не чувствуют крайнего левого толстого барьера, поэтому соответствующие волновые функции имеют почти бесселевскую волновую функцию с расположенной слева от максимума осциллирующей частью. Из-за этого расстояние между уровнями энергии на краях и в центре подзоны различны и заметно отличаются от eFd . Конечность длины сверхрешетки приводит к нарушению ее периодичности и дополнительной локализации состояний в крайних квантовых ямах [17, 18]. Такие краевые состояния лишены части вклада от взаимодействия с отсутствующими слева или справа ямами. Как правило, число таких состояний 2–5, поэтому можно считать, что те «эквидистантные» состояния ванье-штарковской лестницы, которые не чувствуют влияния крайних барьеров, локализованы лишь в центральных $N - 5$ квантовых ямах сверхрешетки.

2. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе исследована сверхрешетка (рис. 2), выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (001) подложке 2 GaAs n -типа, состоящая из 30 слоев GaAs(82 Å)/Al_{0.07}Ga_{0.93}As(37 Å), окруженных слева и справа изолирующими слоями 3 и 4 (крайними барьерами) Al_{0.3}Ga_{0.7}As толщиной 450 и 350 нм. В подложке вытравливалось окно 5 диаметром около 1 мм, позволявшее пропускать сквозь сверхрешетку сфокусированное излучение галогенной лампы 6 (рис. 2) мощностью 50 Вт и регистрировать с помощью 600 мм спектрометра 7 и оптического многоканального анализатора 8 спектры пропускания с разрешением 0.1 мэВ. К подложке и напыленному на защитный GaAs-слой полупрозрачному золотому контакту прикладывалось постоянное напряжение U , позволявшее создавать в сверхрешетке электрические поля в диапазоне от –60 до +15 кВ/см. Образец S был

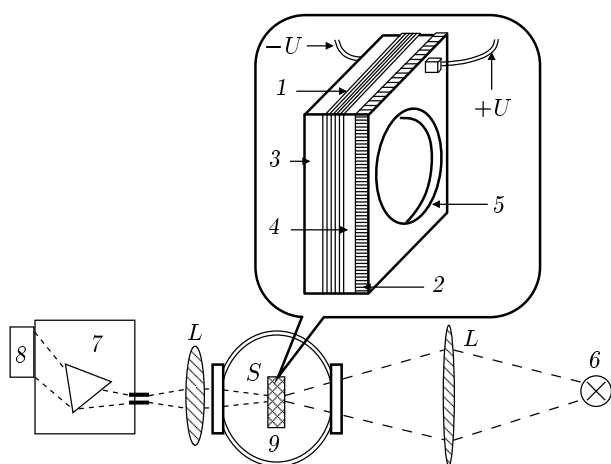


Рис. 2. Исследуемый образец S состоит из сверхрешетки 1, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке 2 (с вытравленным окном 5 диаметром до 1 мм) между двумя буферными слоями 3 и 4. К напыленным на подложку и покрывающий слой золотым контактам через тоководы прикладывалось поперечное напряжение U . Излучение галогенной лампы 6, прошедшее через находящийся в оптическом криостате 9 при температуре около 10 К образец S , анализировалось с помощью спектрометра 7 и многоканального детектора 8

приклеен к сапфировой подложке, вмонтированной в охлаждаемый до 8–10 К палец оптического гелиевого криостата 9.

На рисунке 3 представлены спектры поглощения неглубокой сверхрешетки в области экситонного резонанса, измеренные при освещении галогенной лампой, при температуре менее 10 К и различных напряжениях смещения U , приложенных к полупрозрачному контакту на верхней поверхности образца. Как следует из рисунка, при положительных напряжениях смещения в диапазоне от +1.2 до –0.7 В в спектре наблюдается интенсивная линия тяжелого экситона, HHX , шириной около 1 мэВ, менее интенсивная линия легкого экситона, LHX , выше которых простираются бесструктурные континуумы. При увеличении напряжения обратного смещения интенсивность линий экситонного поглощения уменьшается на два порядка, и в дополнение к уширившейся в 2–3 раза экситонной линии HHX добавляются несколько новых линий. При увеличении отрицательного напряжения расстояние между линиями увеличивается, они раздвигаются в различные стороны с разной производной, так что образуют подобие веера. Подобное поведение можно связать с формированием

согласно соотношению (1) ванье-штарковской лестницы состояний электронов $E^e(F)$, тяжелых $E^h(F)$ и легких $E^l(F)$ дырок, межзонные оптические переходы между которыми,

$$\hbar\omega_{p-k} = E^e(0) - E^{h,l}(0) + (p-k)eFd, \quad (3)$$

$$p, k = 3, 4, \dots, 27, 28,$$

приводят к образованию веера линий поглощения. В таком случае часть из наблюдаемых линий можно интерпретировать как переходы между электронами и локализованными в соседней справа или слева яме тяжелыми дырками (линии hh_{-1} и hh_{+1} на рис. 3) или тяжелой дыркой, локализованной во второй справа квантовой яме (линия hh_{-2}). Не вызывает существенных затруднений интерпретация линии lh_{-1} : она соответствует переходам между электронами и локализованными в соседней справа квантовой яме легкими дырками.

Однако полевая зависимость линии hh_0 , которой должны бы соответствовать внутриямные переходы между электронами и локализованными в той же яме тяжелыми дырками (т.е. $p = k, p, k = 3, 4, \dots, 27, 28$), существенно отличается от простейшего соотношения (3), согласно которому положение линии hh_0 не должно зависеть от электрического поля, а интенсивность перехода, согласно [19], в достаточно высоких полях должна монотонно возрастать. Более отчетливо немонотонные изменения энергии и интенсивности внутриямных переходов видны на рис. 4а, на котором представлена контурная карта спектров поглощения исследуемой сверхрешетки в спектральном диапазоне от 1.525 до 1.555 эВ при напряжениях смещения от +1.2 до –4.6 В. При прямом смещении от 1.2 до 0.7 В в спектре видны лишь две интенсивные линии, HHX и LHX , делокализованных тяжелых и легких экситонов. При напряжениях смещения от 0.7 до –0.7 В наблюдается веер довольно узких (порядка 1 мэВ) линий hh_{-1} , hh_{-2} , hh_{-3} , hh_{+1} , hh_{+2} , соответствующих межъямным переходам между состояниями ванье-штарковской лестницы электронов и тяжелых дырок, положение и интенсивности которых значительно изменены кулоновским взаимодействием между ними [20–22]. Как следует из рис. 4а, центр веера располагается приблизительно в точке (+0.7 В; 1.545 эВ), т.е. сдвинут на 0.7 В из-за встроенного поля диода Шоттки. Линия hh_0 , соответствующая «внутриямным» переходам, имеет большую ширину ≈ 5 мэВ, с ростом поля сдвигается в сторону меньших энергий почти на 10 мэВ. Сдвиг линии hh_0 в сторону меньших энергий, который противоречит соотношению (3) для $p - k = 0$, может быть

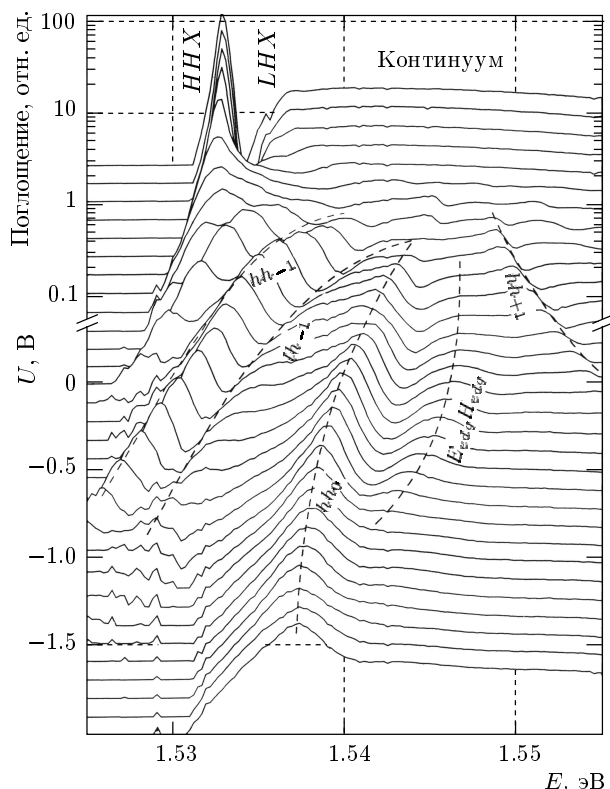


Рис. 3. Спектры поглощения сверхрешетки 30-слойного GaAs(82 Å)/Al_{0.07}Ga_{0.93}As(37 Å) при различных напряжениях смещения U в интервале от +1.2 до -2.0 В и температуре 8 К; HHX и LHX — линии поглощения экситона с тяжелой и легкой дыркой; hh_0 — внутриямные электрон-дырочные переходы; hh_{-1} (lh_{-1}) — переходы между электроном и тяжелой (легкой) дыркой, локализованной в ближайшей правой яме; hh_{+1} — переходы между электроном и тяжелой дыркой, локализованной в ближайшей левой яме; $E_{edg}H_{edg}$ — внутриямные переходы в крайних (первой и 30-й) ямах сверхрешетки

частично объяснен квадратичным по полю «квантово-ограниченным штарковским сдвигом», приводящим к «внутриямной поляризации». Однако остаются неясными немонотонные изменения интенсивности, полуширины и положения полосы hh_0 при увеличении напряжения смещения, которые представляются следствием пересечений с линиями пока неизвестной природы ab_{-1} , ab_{-2} и ab_{-3} . Они не могут быть связаны с осцилляциями или флуктуациями электрического поля в сверхрешетке (например, из-за образования доменов [23, 24]), поскольку в тех же условиях другие линии испытывают монотонный сдвиг и изменение интенсивности. Кроме того, неясна природа линии $E_{edg}H_{edg}$. Ее можно было

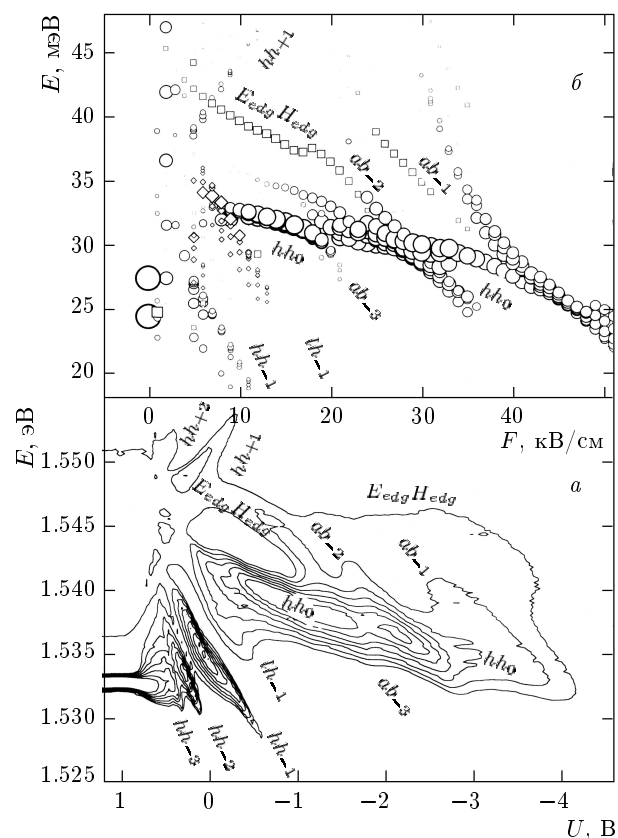


Рис. 4. а) Контурная карта экспериментально измеренных спектров поглощения сверхрешетки 30-слойного GaAs(82 Å)/Al_{0.07}Ga_{0.93}As(37 Å) при напряжениях смещения U в интервале от +1.2 до -4.6 В и температуре 8 К. б) Теоретически рассчитанные энергии переходов между состояниями электронов и тяжелых дырок в различных (кроме крайних левой и правой) квантовых ямах (кружочки), внутриямные переходы между электронами и тяжелыми дырками в крайних ямах (квадратики), переходы между электронами и локализованными в ближайшей левой яме легкими дырками (ромбики). Размер значков пропорционален силе осциллятора соответствующих переходов

бы приписать внутриямным переходам между электронами и легкими дырками, но тогда непонятно, почему она сдвигается не параллельно линии hh_0 и даже пересекает ее.

Наиболее вероятной причиной большой неоднородной ширины, немонотонного сдвига и изменения интенсивности линии hh_0 являются «антипересечения» локализованных состояний с лежащими выше электронными или дырочными состояниями, из-за чего ее положение и амплитуда заметно изменяют-

ся. Однако достаточно уверенно можно лишь идентифицировать пересечение с линией lh_{-1} , соответствующей рекомбинации электрона с локализованной в соседней справа яме легкой дыркой. С другой стороны, в неглубокой квантовой яме ожидается лишь по одной подзоне локализованных электронов и легких дырок, а остальные подзоны располагаются выше уровня барьеров, поэтому возможность и последствия их пересечения с линией hh_0 требует специального теоретического рассмотрения. Приведенные ниже сопоставления экспериментальных результатов с соответствующими расчетами показывают, что немонотонность положения, интенсивности и формы линии hh_0 могут быть вызваны ее антипересечениями с надбарьерными состояниями неглубокой сверхрешетки, а линия $E_{edg}H_{edg}$ связана с внутренними переходами в крайних правой или левой ямах сверхрешетки, в которых энергии размерного квантования электронов и дырок сдвинуты вверх из-за вклада высоких и/или широких крайних изолирующих барьеров.

3. КЛАССИФИКАЦИЯ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В работе [25] отмечается, что если для электрона с энергией E , падающего на сверхрешетку слева направо, последняя характеризуется прозрачностью $T(E)$, то обобщенная плотность электронных состояний $\rho(E)$ в сверхрешетке пропорциональна ее прозрачности $T(E)$, которую в широком диапазоне электрических полей можно рассчитать методом матрицы переноса [26]. Анализируя положения максимумов расчетной плотности электронных или дырочных состояний при различных значениях электрического поля F , можно построить веер уровней энергии электронов, тяжелых и легких дырок в зависимости от F и рассчитать энергии переходов между ними.

Исследуемый образец моделировался несимметричными сверхрешетками, состоящими из 7 квантовых ям GaAs шириной 82 Å, разделенных 6 барьерами $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ шириной 37 Å и высотой 54.6 мэВ для электронов или 41.1 мэВ для дырок. Один из крайних барьеров совпадал с межъямными барьерами, другой толстый $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ имел высоту 214 (162) мэВ для электронов (или дырок) (см. вставки рис. 5а, б). Такие несимметричные структуры позволили учесть влияние крайних барьеров на энергетическую структуру локализованных вблизи них

состояний. На рисунках 5 представлены рассчитанные методом матрицы переноса прозрачности электронов модельных сверхрешеток для случаев барьеров $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, расположенных соответственно слева и справа. Такие расчеты учитывают квантово-размерный эффект Штарка (для переходов между электронами и дырками в одной и той же квантовой яме) и все антикроссинги из-за резонансного перекрытия волновых функций электронов, локализованных в различных квантовых ямах (но без учета кулоновского взаимодействия между ними). Максимумы прозрачности сверхрешетки $T(E)$ совпадают с разрешенными энергетическими состояниями электронов или дырок в сверхрешетке при соответствующих электрических полях F . Как следует из рис. 5, при увеличении поля все уровни энергии сдвигаются в сторону больших энергий с различным наклоном, так что в полях более 10–15 кВ/см некоторые из подбарьерных и надбарьерных состояний пересекаются, испытывая при этом расталкивание (антикроссинг). В достаточно больших полях уровни энергии могут выталкиваться электрическим полем выше уровней крайних барьеров, из-за чего максимумы кривых пропускания существенно размываются (рис. 5б). Тем не менее во всем интервале полей для состояний, чувствующих высокий левый барьер (рис. 5а), отчетливо наблюдаются дискретные максимумы не только для подбарьерных, но и надбарьерных состояний и их взаимный антикроссинг.

На рисунках 6 и 7 представлены амплитуды рассчитанных методом матрицы переноса волновых функций нескольких состояний электронов, локализованных в левой и правой частях сверхрешетки в электрических полях 10 и 30 кВ/см. Рассмотрим вначале форму электронных волновых функций в небольших полях (10 кВ/см). Из рис. 6 следует, что в низшем состоянии электрон локализован в крайней левой ($n = 1$) квантовой яме, его волновая функция $\Psi_1(z)$ имеет один экстремум и ни одного узла. В более высоких по энергии состояниях электрон локализован (имеет «главный» максимум волновой функции) в n -й квантовой яме, при этом его волновая функция $\Psi_n(z)$ имеет $n - 1$ дополнительных экстремумов меньшей амплитуды, локализованных в расположенных слева квантовых ямах, и $n - 1$ узлов, локализованных в находящихся слева от n -й квантовой ямы барьерах. С ростом энергии состояний и по мере сдвига максимума волновой функции в расположенные справа квантовые ямы форма волновой функции постепенно стабилизируется, так что в середине или правой части сверхрешетки волновые функции просто сдвигаются на период сверхре-

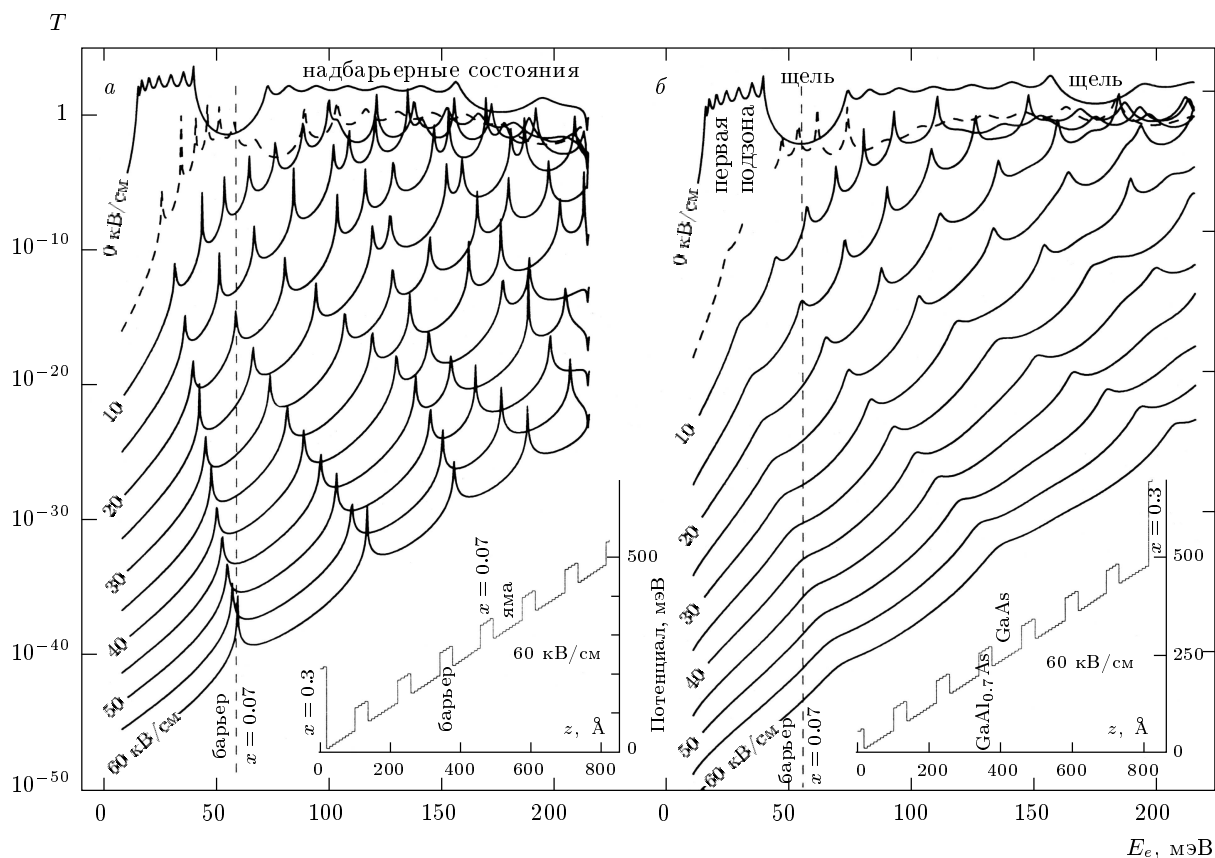


Рис. 5. Зависимость прозрачности T сверхрешетки 7-слойного GaAs(82 Å)/Al_{0.07}Ga_{0.93}As(37 Å) с изолирующим барьером Al_{0.3}Ga_{0.7}As с ее левого (а) и правого (б) краев от энергии E_e электронов в электрических полях от 0 до 60 кВ/см. На вставках изображены соответствующие потенциалы для электронов в поле 60 кВ/см. Максимумы зависимости $T(E_e)$ совпадают с разрешенными уровнями энергии электронов EN_m в электрическом поле

шетки d , т. е. $\Psi_n(z) = \Psi_{n-1}(z - d) = \Psi_{n+1}(z + d)$. В сверхрешетке из 30 квантовых ям 30 состояний с такими волновыми функциями формируют низшую электронную подзону.

Как следует из рис. 6, в середине или в правой части сверхрешетки уровни энергии подбарьерных состояний расположены почти эквидистантно, в соответствии с соотношением (1). Однако более тщательный анализ показывает, что уровни энергии, соответствующие локализации электрона в крайней левой или правой квантовой яме сверхрешетки (краевые состояния), расположены на величины δE_L и δE_R (порядка нескольких мэВ) выше, чем предсказано соотношением (1). Это происходит потому, что волновые функции проникают достаточно глубоко в широкие высокие краевые барьеры, что дает больший вклад в потенциальную энергию краевых состояний, чем вклад тонких неглубоких межъямных барьеров. Как будет показано ниже, из-за этого перехо-

ды с участием краевых состояний лежат на несколько мэВ выше, чем переходы между состояниями в середине сверхрешетки, описываемыми соотношением (1). Отметим, что эквидистантность расположения уровней энергии нарушается также из-за отклонения от линейного по полю сдвига энергетических уровней вследствие антикроссинга состояний (см. рис. 1), однако сдвиги краевых состояний δE_L и δE_R имеют другую природу и большую величину.

Как показано на рис. 5а, над локализованными состояниями располагаются подзоны надбарьерных делокализованных состояний (в поле 10 кВ/см в диапазоне энергий выше 120 мэВ). Они возникли из второй или более высоких надбарьерных подзон размерного квантования, отчетливо наблюдаемых в нулевом электрическом поле на рис. 5. При увеличении электрического поля положения энергетических уровней и форма волновых функций радикально изменяются, поскольку в полях более 10 кВ/см над-

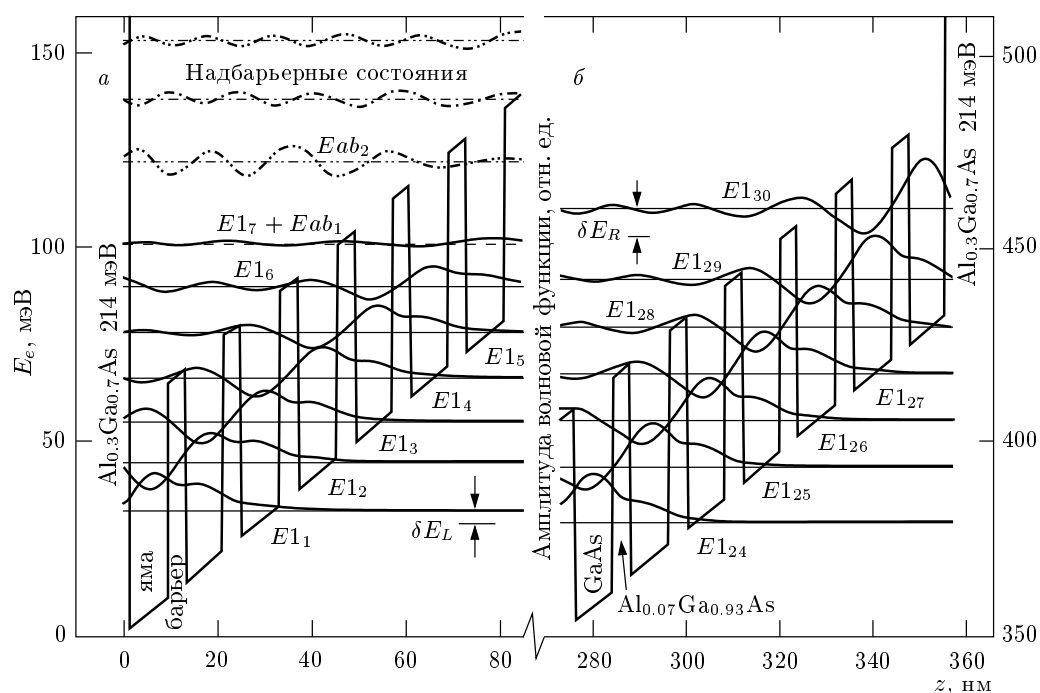


Рис. 6. Рассчитанные электронные уровни (тонкие горизонтальные отрезки) и соответствующие им волновые функции (толстые осциллирующие кривые) в сверхрешетке 7-слойного GaAs(82 Å)/Al_{0.07}Ga_{0.93}As(37 Å) с изолирующим барьером Al_{0.3}Ga_{0.7}As с ее левого (а) и правого (б) краев в электрическом поле 10 кВ/см. Потенциал в поле 10 кВ/см изображен сплошными ломаными линиями. Последовательность электронных уровней $E_1, E_2, E_3, \dots$, трансформировавшихся из первой подбарьерной подзоны, характеризуется волновыми функциями, имеющими максимальную амплитуду соответственно в 1-й, 2-й, 3-й, ..., квантовых ямах

барьерные состояния в значительной мере определяются потенциалом треугольной широкой квантовой ямы, ограниченной слева широким краевым барьером Al_{0.3}Ga_{0.7}As, а снизу и справа наклоненным электрическим полем пилообразным дном сверхрешетки. Волновые функции надбарьерных состояний имеют осциллирующий характер, однако в отличие от подбарьерных состояний период осцилляций не коррелирует больше с периодом сверхрешетки, их экстремумы и узлы не совпадают более с ямами и барьерами. Надбарьерный электрон более не локализован в одной из квантовых ям, наоборот, однородно размазан над многими ямами и барьерами сверхрешетки. С ростом энергии состояния область сверхрешетки, по которой размазан электрон, увеличивается, из-за чего амплитуда волновой функции уменьшается. Поэтому в правой части сверхрешетки, где дно каждой квантовой ямы сдвинуто электрическим полем 10 кВ/см вверх на 350–400 мэВ, лишь волновые функции локализованных состояний имеют заметную амплитуду, а амплитуда надбарьерных состояний несоизмеримо мала. Как следует из рис. 6а,

из-за резонансного смешивания волновой функции состояния E_{17} , локализованного в седьмой квантовой яме, с волновой функцией низшего надбарьерного состояния E_{ab1} амплитуда результирующей волновой функции существенно отличается от волновых функций остальных состояний. Это может привести к уменьшению вклада электронов, локализованных в седьмой яме, в оптические переходы с их участием.

Энергетическая щель между состояниями подбарьерной и надбарьерной подзон, отчетливо наблюдаемая при нулевом электрическом поле (рис. 5), с ростом поля начинает уменьшаться, так что при полях порядка 15 кВ/см щель полностью исчезает, а надбарьерные и подбарьерные состояния перемешиваются (кривая, соответствующая 15 кВ/см на рис. 5а). Из-за этого в электрическом поле 30 кВ/см (рис. 7) состояния, имеющие признаки надбарьерных состояний, в области энергий выше 120 мэВ перемежаются с подбарьерными состояниями, локализованными преимущественно в одной квантовой яме. Как видно на рис. 7, разница в форме волновых функций

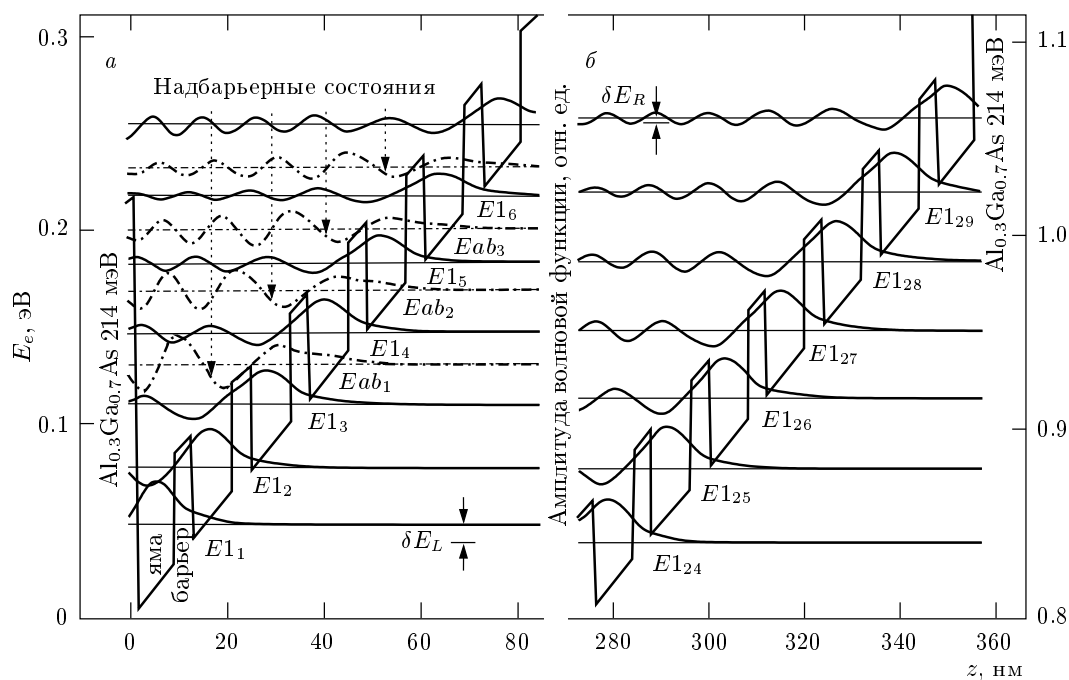


Рис. 7. Рассчитанные электронные уровни, соответствующие им волновые функции в сверхрешетке 7-слойного GaAs(82 Å)/Al_{0.07}Ga_{0.93}As(37 Å) в электрическом поле 30 кВ/см. Обозначения те же, что и на рис. 6. В поле 30 кВ/см локализованные подбарьерные уровни не пересекаются с уровнями надбарьерных состояний, в связи с чем отчетливо наблюдается качественное различие в распределении экстремумов и амплитуд их волновых функций

надбарьерных и подбарьерных состояний из-за их перемешивания уменьшается, и основным критерием становится положение максимального экстремума: если он расположен на правом краю волновой функции, то это подбарьерное состояние, при других местонахождениях максимума можно говорить о надбарьерной природе соответствующего состояния. Как будет продемонстрировано ниже (см. рис. 6 или 8), в некоторых полях, когда наблюдается антикроссинг двух или нескольких состояний, волновая функция может одновременно иметь признаки нескольких типов состояний.

На рисунке 8 представлены уровни энергии и квадраты модуля соответствующих им волновых функций тяжелых дырок в левой и правой частях сверхрешетки в электрическом поле 10 кВ/см. Сопоставление с рис. 6 и 7 показывает, что в низших состояниях тяжелые дырки в отличие от электронов практически полностью локализованы лишь в одной из квантовых ям. Набор таких состояний $H1_1$, $H1_2$, $H1_3$ и т. д. образуют первую подзону локализованных подбарьерных состояний. Напомним, что в нулевом электрическом поле тяжелые дырки имеют не одну, а две подзоны локализованных подбарьерных

состояний. Волновые функции состояний из второй подзоны характеризуются тем, что они имеют два экстремума и один узел в пределах одной квантовой ямы, а вероятность найти дырку вне этой ямы мала. Типичные примеры волновых функций дырок, отвечающих второй подзоне подбарьерных состояний, представлены штриховыми линиями на рис. 8 и обозначены $H2_1$, $H2_3$, $H2_4$ и т. д. Как видно на рисунке, в поле 10 кВ/см состояния из первой и второй подзон не разделены щелью, как в нулевом поле, а перемешаны, но их можно классифицировать по форме волновых функций. Уровни энергии дырок, как и электронов, также расположены почти эквидистантно, за исключением краевых состояний, локализованных в крайних левой и правой квантовых ямах сверхрешетки, сдвинутых вверх на величину δE_L и δE_R порядка нескольких мэВ. Состояния $H1_4$ и $H2_2$ из первой и второй подзон в поле 10 кВ/см практически совпадают, поэтому описывающие их волновые функции имеют характерные черты первой и второй подзон одновременно. Из-за этого экстремумы волновой функции приблизительно в 2 раза меньше, чем для состояний в отсутствие антикроссинга, что приводит к соответствующему уменьшению сил

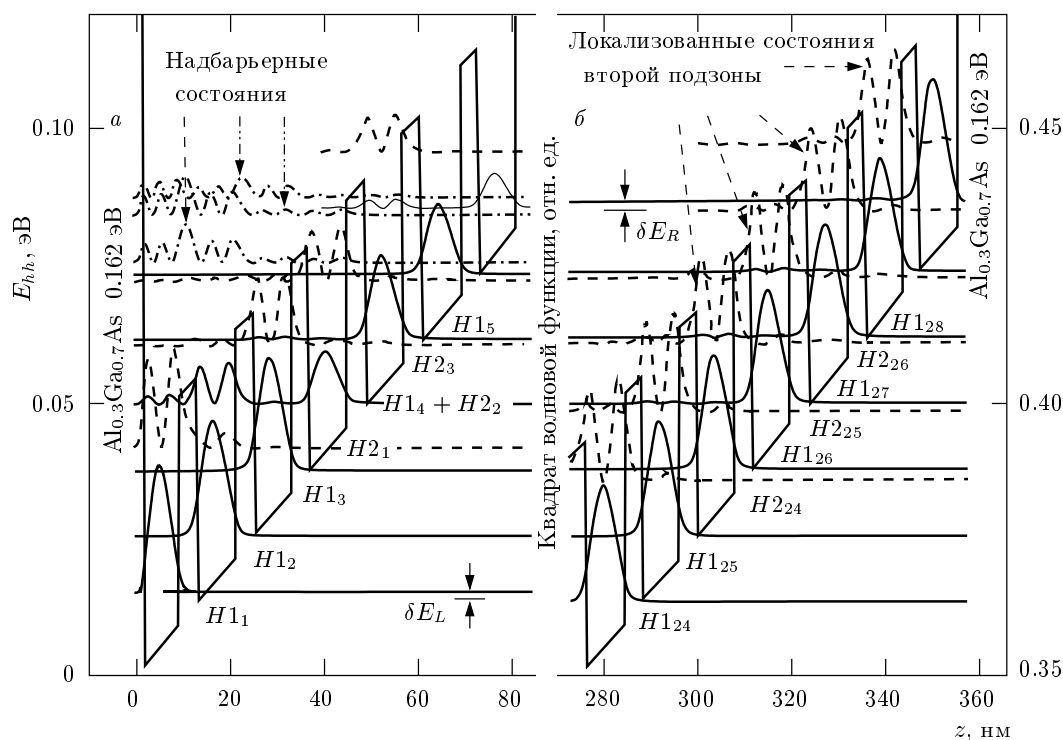


Рис. 8. Рассчитанные уровни энергии тяжелых дырок, соответствующие им квадраты амплитуд волновых функций в сверхрешетке 7-слойного GaAs(82 Å)/Al_{0.07}Ga_{0.93}As(37 Å) с изолирующим барьером Al_{0.3}Ga_{0.7}As с ее левого (а) и правого (б) краев в электрическом поле 10 кВ/см. Состояния $H1_1, H1_2, \dots, H1_{28}$ полностью локализованы в первой, второй, ..., 28-й квантовых ямах. Выше располагаются уровни $H2_1, H2_2, \dots, H2_{26}$, произошедшие из второй подзоны подбарьерных состояний. Их волновые функции (обозначенные штриховыми линиями) также локализованы в одной квантовой яме, имеют два экстремума и узел в ее середине

осцилляторов переходов с участием состояний $H1_4$ и $H2_2$ в поле $F = 10$ кВ/см.

Помимо подбарьерных состояний, тяжелые дырки имеют также надбарьерные состояния, волновые функции которых более однородно размазаны по многим квантовым ямам и имеют экстремумы не на правом краю. Примеры таких состояний и соответствующих им волновых функций представлены на рис. 8а штрихпунктирными линиями. Подбарьерные состояния могут испытывать антикроссинг с надбарьерными состояниями, из-за чего соответствующие им уровни энергии отклоняются от соотношения (1), а волновые функции изменяют свою форму и амплитуду. На рисунке 8а показано, что в области энергий 87 ± 2 мэВ происходит антикроссинг двух надбарьерных и двух подбарьерных состояний, из-за чего амплитуда комбинации волновых функций последних заметно уменьшилась. Волновая функция такого состояния является суперпозицией волновых функций надбарьерных и подбарьер-

ных состояний, при этом дырка локализована одновременно в одной из квантовых ям и над несколькими барьерами.

Отметим, что представленные на рис. 8 трансформации волновых функций в условиях антикроссинга подбарьерных и надбарьерных состояний не являются исключительной особенностью тяжелых дырок. Они возможны и в случае антикроссингов электронных состояний при соответствующих электрических полях.

Используя рассчитанные таким образом уровни энергий и их волновые функции в диапазоне электрических полей от 0 до 60 кВ/см, можно просчитать все возможные комбинации внутриямных и межъямных переходов и соответствующие им матричные элементы переходов и, таким образом, построить теоретический веер переходов с учетом краевых состояний, смешивания подбарьерных и надбарьерных состояний и связанной с этим неэквидистантности их расположения.

На рисунке 4б представлены рассчитанные значения энергий переходов между различными состояниями электронов, тяжелых и легких дырок в сверхрешетке GaAs(82 Å)/Al_{0.07}Ga_{0.93}As(37 Å) в интервале электрических полей от 0 до 60 кВ/см (без учета кулоновского взаимодействия между электронами и дырками). Из рассчитанных одновременно перекрытий волновых функций состояний определялись силы осцилляторов соответствующих переходов. Размер значков на рис. 4б пропорционален оцененным таким образом силам осцилляторов. Рисунок 4б позволяет определить вклад различных переходов в спектр поглощения сверхрешетки с учетом их интенсивности. Каждому из значков может быть приписан переход с участием различных типов состояний в соответствии с приведенной выше классификацией. Все переходы разделены на 3 группы: светлыми точками представлены энергии и силы осцилляторов переходов между электронами и тяжелыми дырками в квантовых ямах, находящихся на расстояниях более двух периодов от крайних квантовых ям. Внутряямные переходы в удаленных от края ямах образуют полосу поглощения hh_0 шириной до 2–3 мэВ. Эта неоднородная ширина связана с отображенной на рис. 5–8 неэквидистантностью распределения электронных и дырочных состояний для ям, находящихся на разном удалении от крайних барьеров: энергии внутряямных переходов в середине сверхрешетки минимальны, а в квантовой яме на расстоянии от 1 до 5 периодов от края сверхрешетки энергии переходов монотонно возрастают по мере приближения к краевому барьеру. Как следует из рис. 4б, величина неоднородного уширения немонотонно зависит от электрического поля, дополнительно увеличиваясь при пересечении (точнее, антипересечении) полосы hh_0 с другими линиями сопоставимой интенсивности (например, в полях 23–32 и 38–42 кВ/см). В полях 18–20 кВ/см полоса hh_0 расщепляется на две вследствие антикроссинга локализованных и надбарьерных электронных состояний.

В интервале полей от 4 до 13 кВ/см межъямные переходы между электронами и дырками, локализованными в соседних квантовых ямах, образуют две линии hh_{-1} и hh_{+1} меньшей интенсивности. Как следует из рис. 6, в этом интервале полей надбарьерные и подбарьерные электронные состояния не испытывают антикроссингов, из-за чего положения линий линейно изменяются с полем, а сами линии hh_{-1} и hh_{+1} заметно уже, чем hh_0 . Представленная ромбиками линия lh_{-1} связана с межъямными переходами между электронами и легкими дырками, локализованными в соседних справа ямах. Она параллельна

линии hh_{-1} и сдвинута относительно последней на величину около 9–10 мэВ, равной разности между уровнями энергий легких и тяжелых дырок.

Линия $E_{edg}H_{edg}$, представленная квадратиками, связана с внутряямными переходами между электронами и тяжелыми дырками, локализованными в крайних правой и левой ямах сверхрешетки. Как уже обсуждалось выше, «краевые» электронные и дырочные состояния в ближайших к изолирующим барьерам квантовых ямах сдвинуты относительно ожидаемых согласно соотношению (1) уровней на несколько мэВ вверх, отчего связанные с этими краевыми состояниями переходы также сдвинуты вверх на величину около 5–8 мэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В неглубокой сверхрешетке, ограниченной с обеих сторон высокими изолирующими барьерами, в достаточно большом электрическом поле надбарьерные подзоны вместо предполагаемого бесструктурного континуума образуют веер состояний. Из-за влияния высоких краевых барьеров распределение энергетических уровней электронов и дырок, локализованных электрическим полем, отклоняется от ванье-штарковской лестницы и становится неэквидистантным. Антипересечения веера неэквидистантных подбарьерных состояний с веером надбарьерных состояний приводит к неоднородному уширению полосы внутряямных переходов, немонотонным по полю изменениям ее ширины и интенсивности. Переходы с участием краевых состояний отличаются на 5–8 мэВ от переходов в ямах вблизи центра сверхрешетки, характеризуются повышенной силой осциллятора и формируют дополнительную линию $E_{edg}H_{edg}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-02-16153) и Программы «Физика твердотельных наноструктур» (проект 97-1058).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Wannier, Phys. Rev. **117**, 432 (1969).
2. E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **60**, 2426 (1988).
3. P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 1639 (1988).

4. Ю. А. Бычков, А. М. Дыхне, ЖЭТФ **48**, 1174 (1965).
5. H. X. Jiang, E. X. Ping, P. Zhou et al., Phys. Rev. B **41**, 12949 (1990).
6. T. Rappen, U. Peter, M. Wegener et al., Phys. Rev. B **48**, 4879 (1993).
7. P. Leisching, T. Dekorsey, H. J. Bakker et al., Phys. Rev. B **51**, 18015 (1995).
8. D. Birkedal, V. G. Lyssenko, J. M. Hvam et al., Phys. Rev. B **54**, 14250 (1996).
9. T. Dekorsey, A. M. Kim, G. C. Cho et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 3045 (1996).
10. K. El Sayed, D. Birkedal, V. G. Lyssenko et al., Phys. Rev. B **55**, 2456 (1997).
11. K. H. Schmidt, N. Linder, G. H. Doehler et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 2769 (1994).
12. V. D. Kulakovskii, A. Forchel, K. Pieger et al., Phys. Rev. B **50**, 7467 (1994).
13. Е. А. Муляров, Н. Н. Сибельдин, М. Л. Скориков и др., Письма в ЖЭТФ **70**, 613 (1999).
14. T. Kita, T. Inazumi, H. Nakayama et al., Phys. Rev. B **50**, 2420 (1994).
15. I. Tanaka, M. Nakayama, H. Nishimura et al., Phys. Rev. B **48**, 2787 (1993).
16. M. Nakayama, M. Ando, I. Tanaka et al., Phys. Rev. B **51**, 4236 (1995).
17. J. P. Hagon and M. Jaros, Phys. Rev. B **41**, 2900 (1990).
18. G. Bongiovanni and J. L. Staehly, Phys. Rev. B **39**, 8359 (1989).
19. P. Leisching, P. Haring Bolivar et al., Phys. Rev. B **50**, 14389 (1994).
20. M. M. Dignam and J. E. Sipe, Phys. Rev. B **41**, 2865 (1990).
21. M. M. Dignam and J. E. Sipe, Phys. Rev. Lett. **64**, 1797 (1990).
22. M. M. Dignam and J. E. Sipe, Phys. Rev. B **43**, 4097 (1991).
23. H. T. Grahn, H. Schneider, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **41**, 2890 (1990).
24. В. Н. Мурзин, Ю. А. Митягин, УФН **169**, 464 (1999).
25. M. Ritze, N. J. M. Horing, and R. Enderlein, Phys. Rev. B **47**, 10437 (1993).
26. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973), с. 78.