

Резонансы фототока в короткопериодных сверхрешетках AlAs/GaAs в электрическом поле

© В.Л. Альперович^{*,**}, Н.Т. Мошегов^{*}, А.С. Терехов^{*,**}, В.А. Ткаченко^{*,**}, О.А. Ткаченко^{*,**}, А.И. Торопов^{*}, А.С. Ярошевич^{*}

* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

** Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: alper@thermo.isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 9 июня 1998 г.)

В короткопериодных сверхрешетках AlAs/GaAs при различных энергиях фотонов измерены зависимости фототока от внешнего электрического поля. В этих зависимостях наряду с оптическими резонансами, обусловленными межзонными переходами на уровни Ванье–Штарка, обнаружены транспортные резонансы, положения которых не зависят от энергии фотонов. Показано, что транспортные резонансы обусловлены туннелированием фотоэлектронов из контактной области p -GaAs на первый уровень в GaAs ямах, отстоящих от контактного слоя на 2–5 периодов сверхрешетки.

Известно, что в идеальном кристалле внешнее электрическое поле F должно приводить к локализации волновых функций электронов и распаду квазинепрерывных энергетических зон на "лестницу Ванье–Штарка" — серию эквидистантных уровней, отстоящих друг от друга на величину $\Delta E = eaF$, где a — период решетки, e — заряд электрона [1]. В обычных полупроводниковых кристаллах для реально достижимых значений однородного электрического поля $F \leq 10^5$ V/cm величина ΔE мала по сравнению с шириной уровней, обусловленной процессами рассеяния, поэтому лестницу Ванье–Штарка не удастся наблюдать экспериментально. Удачным объектом для исследования штарковских состояний оказались полупроводниковые сверхрешетки. Варьируя толщины и состав отдельных слоев в процессе эпитаксии, можно независимо задавать период сверхрешетки a , ширину минизон и, следовательно, расстояние между штарковскими уровнями ΔE . Квантование Ванье–Штарка было экспериментально обнаружено в работах [2–4]. Дальнейшие исследования показали, что при увеличении электрического поля происходит не только штарковская локализация, но и делокализация волновых функций электронов благодаря резонансному зинеровскому туннелированию с участием состояний Ванье–Штарка [5–8]. В работах [5,6] зинеровское туннелирование электронов в сверхрешетках изучалось по эффекту антипересечения линий оптических переходов на уровни Ванье–Штарка, принадлежащие минизонам с разными номерами. Зинеровское туннелирование с участием состояний Ванье–Штарка проявляется также в первой и второй производной от вольт-амперных характеристик темного тока по приложенному напряжению [7,8]. Другой резонансный эффект проявляется в виде серии пиков, обнаруженной в зависимостях фототока от внешнего электрического поля [7]. Положение этих пиков не зависело от энергии фотонов, поэтому их нельзя было объяснить оптическими переходами на

уровни Ванье–Штарка. В работе [7] было высказано предположение, что пики фототока обусловлены конкуренцией между транспортом и рекомбинацией фотовозбужденных носителей заряда. Однако совокупность экспериментальных данных не укладывалась в гипотезу о туннелировании между штарковскими уровнями, принадлежащими различным минизонам электронов и дырок. С целью дальнейшего исследования механизмов транспорта электронов в короткопериодных сверхрешетках и выяснения микроскопической природы наблюдавшихся резонансов в данной работе зависимости фототока от внешнего поля измерены в широком диапазоне энергий фотонов, в том числе в области, где туннельные резонансы доминируют над оптическими переходами на уровни Ванье–Штарка. Показано, что экспериментальные данные хорошо объясняются резонансным туннелированием фотоэлектронов из контактного слоя p -GaAs на первый уровень размерного квантования в слоях GaAs сверхрешетки.

1. Методика эксперимента

Исследованные образцы представляли собой $p-i-n$ диоды, нелегированные i -области которых содержали короткопериодные сверхрешетки $(AlAs)_m/(GaAs)_n$ с $m = 3-5$, $n = 10-13$ монослоев (ML) и числом периодов $N = 30-50$. Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs(100) [9,10]. Сверхрешетка была отделена от подложки сильнолегированным буферным слоем n^+ -GaAs толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$, который использовался в качестве нижнего контакта. Поверх сверхрешетки выращивался контактный слой p^+ -GaAs толщиной $0.2 \mu\text{m}$. Детали методики выращивания сверхрешеток и контроля их структурного совершенства описаны в [9,10]. На исходных эпитаксиальных структурах изготавливались мезоструктуры диаметром $\sim 1 \text{mm}$ с омическими контак-

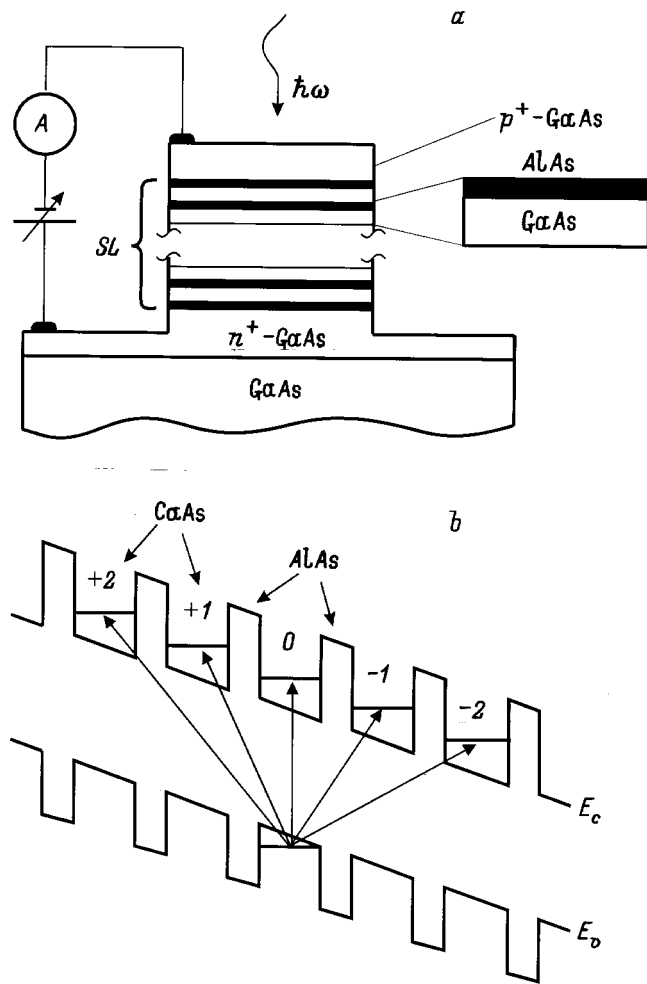


Рис. 1. *a*) Меза-структура на основе $p-i-n$ -диода с $(AlAs)/(GaAs)$ -сверхрешеткой (SL) с нелегированной i -областью и схема измерения фототока. *b*) Энергетическая диаграмма фрагмента сверхрешетки в электрическом поле и оптические межзонные переходы между уровнями Ванье-Штарка валентной зоны и зоны проводимости.

тами к n и p -слоям (рис. 1, *a*). Измерения спектров вентильного фототока, возникавшего между контактами при освещении структуры, проводились при температуре 4.2 К на автоматизированной установке, описанной в [10].

2. Результаты и обсуждение

Энергетическая диаграмма полупроводниковой сверхрешетки в электрическом поле F схематически показана на рис. 1, *b*. Уровни размерного квантования в отдельных GaAs ямах, формирующие минизону при $F = 0$, выводятся электрическим полем из резонанса. В результате минизона распадается на систему эквидистантных энергетических уровней Ванье-Штарка, а волновые функции электронов и дырок локализуются в отдельных квантовых ямах [2–4]. Стрелками на рис. 1, *b* показаны возможные каналы прямых и не прямых в

пространстве оптических переходов между уровнями Ванье-Штарка в валентной зоне и зоне проводимости. Непрямые оптические переходы возможны благодаря туннельному проникновению электронов из соседних ям в центральную (совпадающую с положением ямы для фотодырки). Пороги $\hbar\omega_n$ таких межзонных переходов описываются следующей формулой:

$$\hbar\omega_n = \hbar\omega_0 + neaF, \quad (1)$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — номер перехода, $\hbar\omega_0$ — энергия основного (вертикального) перехода между уровнями размерного квантования дырки и электрона.

На рис. 2 показан спектр фототока, измеренный при нулевом внешнем смещении, во встроенном электрическом поле $p-i-n$ структуры. В спектре наблюдается серия переходов на уровни Ванье-Штарка вплоть до больших номеров $n = -5$. Это свидетельствует о высоком качестве исследованных сверхрешеток. Тем не менее, как показано в [10], даже в лучших из исследованных сверхрешеток, наряду с монотонным измерением толщины слоев по площади эпитаксиальной структуры, присутствуют мелкомасштабные шероховатости гетерограниц высотой порядка одного монослоя и латеральным размером ≤ 10 нм. Следует отметить, что ванье-штарковские переходы проявляются в виде отчетливых пиков, а не порогов, как можно было бы ожидать из одноэлектронной модели оптических переходов. Эти пики обусловлены рождением связанных электрон-дырочных пар — экситонов [11]. При увеличении номера перехода n расстояние между электронами и дырками, участвующими в оптическом переходе, увеличивается, кулоновское взаимодействие ослабевает, поэтому экситонные пики становятся менее интенсивными и постепенно превращаются в ступеньки.

Непрямые в пространстве оптические переходы на уровни Ванье-Штарка можно наблюдать не только в спектральных зависимостях фототока (рис. 2), но также в зависимостях фототока J_{pc} от внешнего смещения U , измеренных при различных энергиях фотонов. Это следует из формулы (1) и веерной диаграммы для энергий переходов $\hbar\omega_n(U)$, показанной на рис. 5 работы [10]. Действительно, для фиксированной энергии фотонов, выбранной ниже энергии основного перехода $\hbar\omega_0$, в зависимости фототока от обратного смещения должны последовательно проявляться ванье-штарковские уровни, соответствующие номерам $n = -1, -2, -3, \dots$. На рис. 3 показаны зависимости $J_{pc}(U)$, измеренные в сверхрешетке $[(AlAs)_3(GaAs)_{11}] \times 30$ для различных энергий фотонов в диапазоне $\hbar\omega = 1.71 - 1.96$ eV. Штриховые линии соединяют пики, соответствующие оптическим резонансам — непрямым в пространстве переходам электронов на уровни Ванье-Штарка $-1h, -2h$ и $-3h$ с поглощением фотонов. В соответствии с формулой (1), положения оптических резонансов зависят от энергии фотонов.

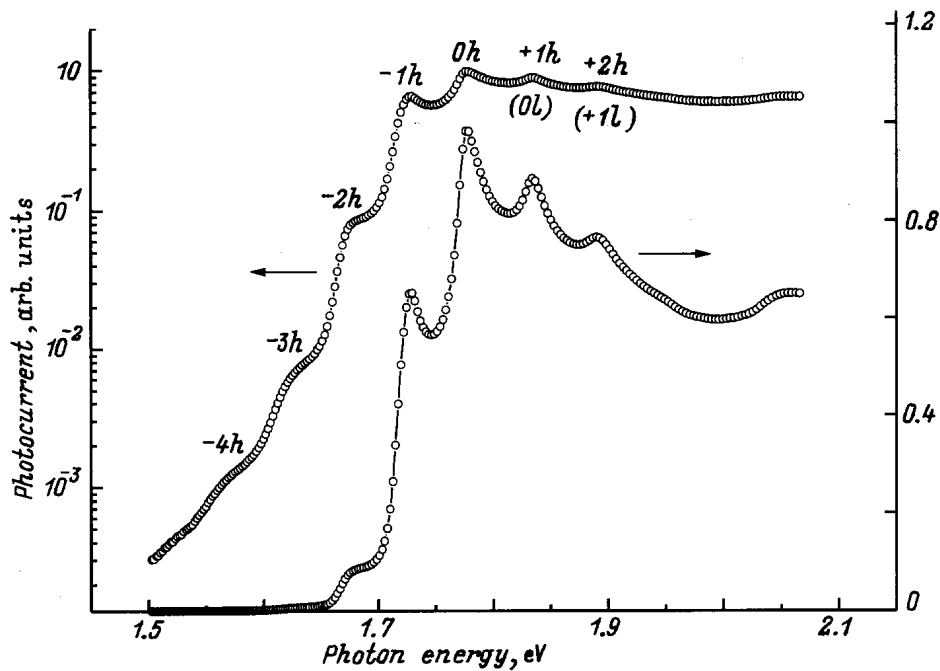


Рис. 2. Спектр фототока сверхрешетки $[(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}] \times 30$, измеренный при нулевом обратном смещении, во встроенном электрическом поле $p-i-n$ -структуры. Пики $0h, \pm 1h, \pm 2h, \dots$ соответствуют оптическим переходам с уровней тяжелых дырок (h) на уровни Ванье–Штарка в зоне проводимости, пики $0l, +1l$ — оптическим переходам с уровней легких дырок (l). Спектр построен в линейном (правая шкала) и логарифмическом (левая шкала) масштабах для выявления оптических переходов на уровни Ванье–Штарка с большими номерами n . $T = 4.2$ К.

Наряду с оптическими резонансами, в зависимостях фототока от смещения U видны пики, положение которых не зависит от энергии фотонов (см. рис. 3). Такие неподвижные пики (“транспортные резонансы”) наблюдались нами во всех исследованных сверхрешетках, как при низкой ($T = 4.2$ К), так и при комнатной температурах. Транспортные резонансы могут быть обусловлены зинеровским туннелированием электронов и дырок между квантово-размерными уровнями, принадлежащими разным ямам и происходящими из минизон с различными номерами [5–7]. Условие наблюдения транспортных резонансов имеет вид

$$E_2^{e,l,h} - E_1^{e,l,h} = keF_k a, \quad (2)$$

где $E_1^{e,l,h}, E_2^{e,l,h}$ — центры первой и второй минизон электронов (e), легких дырок (l) и тяжелых дырок (h), k — номер туннельного резонанса, равный числу барьеров, через которые туннелирует частица, $F_k = (E_g - U_k)/Na$ и U_k — резонансные значения электрического поля и приложенного напряжения. На рис. 4, *a* схематически показан процесс туннелирования электронов через два барьера ($k = 2$) с первого на второй уровень размерного квантования. При выполнении резонансного условия (2) увеличение фототока может быть связано с увеличением вероятности экстракции электронов или дырок из сверхрешетки. Однако полученных ранее экспериментальных данных [7] было недостаточно, чтобы подтвердить или опровергнуть предположение о туннелировании электро-

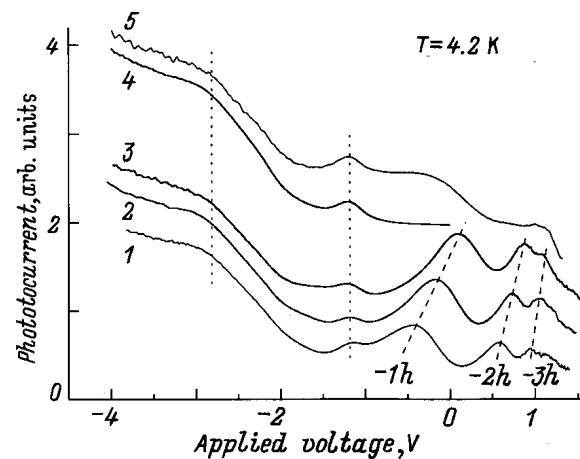


Рис. 3. Зависимости фототока от приложенного напряжения, измеренные в сверхрешетке $[(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}] \times 30$ для различных энергий фотонов. $\hbar\omega$ (eV): 1 — 1.71, 2 — 1.72, 3 — 1.73, 4 — 1.96, 5 — 1.78. Штриховые линии соединяют пики, соответствующие оптическим резонансам — непрямым в пространстве переходам под действием фотонов на уровни Ванье–Штарка $-1h, -2h$, и $-3h$. Вертикальные пунктирные линии показывают транспортные резонансы фототока, обусловленные туннелированием фотоэлектронов по уровням Ванье–Штарка. Видно, что в отличие от оптических резонансов положение транспортных резонансов не зависит от энергии фотонов.

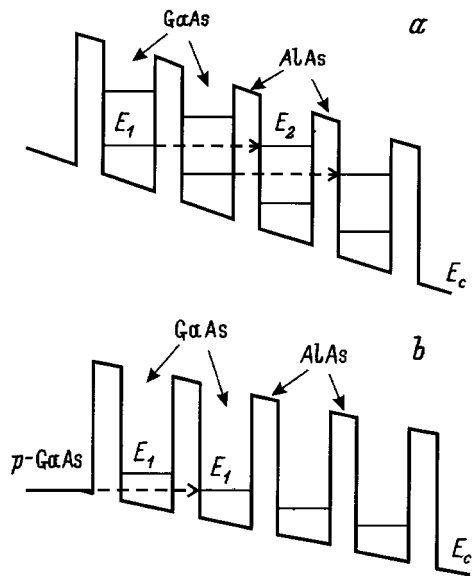


Рис. 4. а) Энергетическая зонная диаграмма одномерной сверхрешетки, иллюстрирующая туннельный резонанс с $k = 2$ между первым (E_1^e) и вторым (E_2^e) уровнями квантования электронов в слоях GaAs. б) То же для резонансного туннелирования фотоэлектронов из контактного слоя p -GaAs на первый уровень E_1^e во второй яме ($n = 2$).

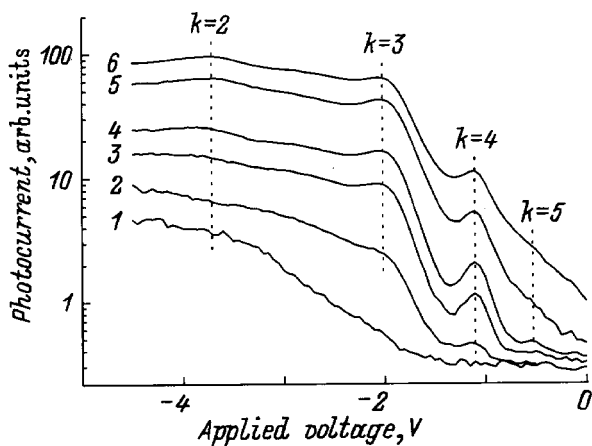


Рис. 5. Зависимости фототока J_{pc} от смещения U , измеренные для различных энергий фотонов. $\hbar\omega$ (eV): 1 — 1.494, 2 — 1.503, 3 — 1.512, 4 — 1.521, 5 — 1.550, 6 — 1.590. В зависимостях $J_{pc}(U)$ проявляются туннельные резонансы с номерами $k = 2-5$, положение которых не зависит от энергии фотонов.

нов и дырок в объеме сверхрешетки между уровнями Ванье–Штарка, происходящими из различных минизон.

Для выяснения микроскопической природы транспортных резонансов мы провели детальные измерения зависимостей $J_{pc}(\hbar\omega, U)$ в широком диапазоне энергий фотонов, в том числе в области $\hbar\omega < \hbar\omega_0$, где транспортные резонансы проявляются наиболее отчетливо. Серия зависимостей $J_{pc}(U)$, в которой видны транспортные резонансы с номерами $k = 2-5$, показана

на рис. 5. Подходящим выбором диапазона энергий фотонов здесь удалось уменьшить мешающее влияние оптических резонансов. Аналогичные зависимости были измерены на различных меза-структурах, изготовленных из одной эпитаксиальной структуры со сверхрешеткой $[(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}] \times 50$. Зависимости величины $(E_g - U_k)^{-1}$, обратной полному падению потенциала на сверхрешетке, от номера туннельного резонанса k показаны на рис. 6 для трех мезаструктур. Здесь U_k — величина обратного смещения, при котором наблюдается пик фототока, соответствующий туннелированию электронов через k барьеров. Для более точного определения положения резонанса $k = 5$, который хуже проявляется в зависимостях $J_{pc}(U)$, проводилось дифференцирование экспериментальных кривых. Прямые линии проведены через экспериментальные точки методом наименьших квадратов. Различие наклонов зависимостей на разных меза-структурах связано с монотонным изменением периода сверхрешетки по площади эпитаксиальной структуры [10]. Зависимость, показанная квадратами, соответствует номинальным значениям толщин барьеров и ям, т.е. 3 ML для слоев AlAs и 11 ML для слоев GaAs. Если предположить, что туннелирование идет в объеме сверхрешетки, между штарковскими уровнями, происходящими из первой и второй минизон, то по формуле (2) из наклона экспериментальной зависимости можно определить разность между этими уровнями $E_2 - E_1 \approx 230 \pm 5$ meV. Это значение было сопоставлено с численным расчетом энергетического спектра сверхрешетки $(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}$ по методу эффективных масс. Детали расчета описаны в работе [10]. Эффективные массы электронов и дырок, а также высота барьера AlAs

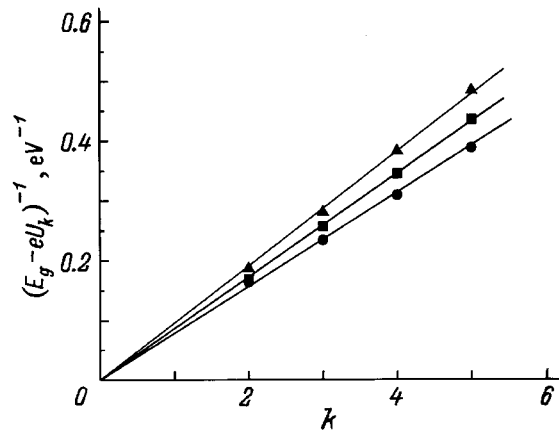


Рис. 6. Зависимости величины $(E_g - U_k)^{-1}$, обратной полному падению потенциала в сверхрешетке, от номера туннельного резонанса k . Измерения проведены на трех различных меза-структурах сверхрешетки $[(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}] \times 50$. U_k — величина обратного смещения, при котором наблюдается пик фототока, соответствующий туннелированию электронов через k барьеров. Прямые линии проведены через экспериментальные точки методом наименьших квадратов. Различие наклонов зависимостей на разных меза-структурах связано с монотонным изменением периода сверхрешетки по площади эпитаксиальной структуры [10].

варьировались в пределах значений, приведенных в литературе, так, чтобы вычисленные энергии вертикальных межзонных переходов $E_g + E_1^e + E_1^h$ и $E_g + E_1^e + E_1^l$ совпадали с экспериментом с точностью $\sim 1-2$ meV. Расчетные значения составляют: для электронов $E_1^e = 205$ meV, $E_2^e - E_1^e = 540$ meV; для легких дырок $E_1^l = 130$ meV, $E_2^l - E_1^l = 395$ meV; для тяжелых дырок $E_1^h = 70$ meV, $E_2^h - E_1^h = 200$ meV. Видно, что экспериментальное значение разности $E_2 - E_1$, определенное из наклона зависимости на рис. 6, не согласуется с расчетом для легких частиц (электронов и легких дырок), а туннелирование тяжелых дырок через несколько барьеров маловероятно. Следовательно, гипотеза о резонансном туннелировании между штарковскими уровнями первой и второй мини-зоны в объеме сверхрешетки не подтверждается.

Мы предположили, что наблюдавшиеся в эксперименте транспортные резонансы обусловлены туннелированием фотоэлектронов из контактной области p -GaAs на основной уровень размерного квантования E_1^e в прилегающих к контакту слоях GaAs. По-видимому, этот процесс является "узким местом" для переноса через сверхрешетку электронов, рожденных в контактной области. Далее электроны с большой вероятностью (по сравнению с вероятностью туннелирования из контакта) скатываются по ступеням штарковской лестницы, теряя энергию, и собираются коллектирующим контактом n -GaAs. Процесс резонансного туннелирования из контакта на уровень E_1^e через два барьера AlAs проиллюстрирован на рис. 4, б. В отличие от формулы (2), условие резонанса для показанного случая имеет вид $E_1^e = keF_{ka}$. Энергия уровня $E_1^e \approx 230 \pm 5$ meV, определенная из наклона экспериментальных зависимостей на рис. 6, примерно соответствует расчетному значению 205 meV.

Дополнительным экспериментальным подтверждением механизма формирования транспортных резонансов за счет туннелирования из контактной области служит увеличение относительной роли этих резонансов при уменьшении энергии фотонов. Действительно, интенсивность оптических переходов в объеме сверхрешетки быстро уменьшается при уменьшении энергии фотонов в области $\hbar\omega < \hbar\omega_0$, благодаря экспоненциальному падению вероятности не прямых переходов на уровни Ванье-Штарка при увеличении номера n . В то же время, благодаря рождению фотоэлектронов в контактной области транспортные резонансы отчетливо наблюдаются в зависимостях $J_{pc}(U)$ вплоть до энергий фотонов $\hbar\omega \sim E_g^{\text{GaAs}} = 1.52$ eV — ширины запрещенной зоны GaAs. Из рис. 5 видно, что при дальнейшем уменьшении энергии фотонов $\hbar\omega < E_g^{\text{GaAs}}$ резонансные пики постепенно исчезают вследствие уменьшения числа фотоэлектронов, рожденных в контактной области. Удивительно, что в зависимостях $J_{pc}(U)$ наиболее сильно проявляется транспортный резонанс с номером $k = 4$, который отделен глубоким минимумом от менее отчетливых резонансов $k = 2$ и $k = 3$. Причина такого немотонного поведения ширины и амплитуды резонансов от номера k не ясна. Возможно, уширение транспортных резонансов

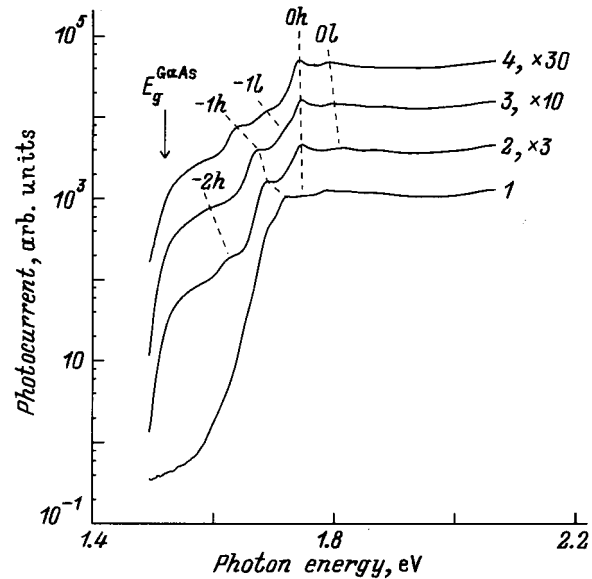


Рис. 7. Спектры фототока сверхрешетки $[(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}] \times 30$, измеренные при различных значениях обратного смещения U (В): 1 — 0, 2 — 1.7, 3 — 2.5, 4 — 4.0. Стрелкой показана ширина запрещенной зоны GaAs. Остальные обозначения те же, что на рис. 2.

с малыми номерами определяется влиянием крыльев оптических резонансов. Кроме того, из рис. 5 видно, что между транспортными резонансами $k = 2$ и $k = 3$ проявляется еще один, более широкий максимум, природа которого в настоящее время точно не установлена. Возможно, широкий максимум обусловлен туннелированием электронов через некоторое интерфейсное состояние, возникающее на границе сверхрешетки и контактного p -GaAs слоя благодаря проникновению электрического поля в p -GaAs. Для выяснения этих вопросов необходимо провести и сопоставить с экспериментом расчет энергетического спектра и транспортных свойств конечной сверхрешетки с учетом реального хода потенциала на границе раздела. Результаты такого сопоставления будут изложены в другой статье.

На рис. 7 показаны спектральные зависимости фототока $J_{pc}(\hbar\omega)$ сверхрешетки $[(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_{11}] \times 50$, измеренные при различных напряжениях смещения U . Наряду с оптическими переходами на уровни Ванье-Штарка при $\hbar\omega > 1.6$ eV, в спектрах проявляются межзонные переходы в контактном слое p -GaAs с отчетливым порогом при энергии фотонов $\hbar\omega \approx 1.52$ eV, близкой к значению ширины запрещенной зоны арсенида галлия при $T = 4.2$ К. Дырки, рожденные светом в n^+ -GaAs, по-видимому, не вносят существенного вклада в фототок; в противном случае порог оптических переходов должен был бы наблюдаться при $\hbar\omega \approx 1.55$ eV из-за большего сдвига Мосса-Бурштейна в сильнолегированном GaAs n -типа. Прямое наблюдение тока фотоэлектронов, рожденных в слое p -GaAs, подтверждает предлагаемую интерпретацию транспортных резонансов. Величина вклада контактной области в фототок, определенная из спек-

тров на рис. 7, согласуется с амплитудой резонансных пиков, наблюдаемых в зависимостях $J_{pc}(U)$. Следует отметить, что в зависимостях $J_{pc}(U)$, приведенных в работе [5], транспортные резонансы не наблюдались из-за наличия дополнительных блокирующих барьеров AlGaAs толщиной ~ 100 nm, которые препятствовали туннелированию фотовозбужденных носителей заряда из контактных областей в сверхрешетку. Этот факт также согласуется с предложенным объяснением транспортных резонансов.

Таким образом, в условиях локализации Ванье–Штарка транспортные резонансы в зависимостях фототока короткопериодных сверхрешеток AlAs/GaAs от внешнего электрического поля обусловлены туннелированием фотоэлектронов из контактной области p -GaAs на основной уровень размерного квантования электронов E_1^e в прилежащих к контакту ямах GaAs. В заключение отметим, что наблюдение транспортных резонансов позволяет независимо определить положение основного уровня электронов E_1^e . Вместе с экспериментальными энергиями межзонных вертикальных оптических переходов это дает возможность отдельного определения энергии уровней электронов, тяжелых и легких дырок и, следовательно, уточнения параметров энергетического спектра короткопериодных сверхрешеток.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-19060), Государственной программы "Поверхностные атомные структуры" (грант № 95-2.4) и Научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант № 98-1102).

Список литературы

- [1] G.H. Wannier. Phys. Rev. **117**, 432 (1960).
- [2] E.E. Mendez, F. Agullo-Rueda, J.M. Hong. Phys. Rev. Lett. **60**, 2426 (1988).
- [3] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, A. Regreny. Phys. Rev. Lett. **61**, 1639 (1988).
- [4] K. Fujiwara, H. Schneider, R. Chingolani, K. Ploog. Solid State Commun. **72**, 935 (1989).
- [5] H. Schneider, H.T. Grahn, K. von Klitzing, K. Ploog. Phys. Rev. Lett. **65**, 2720 (1990).
- [6] R.P. Leavitt, J.W. Little. Phys. Rev. **B41**, 5174 (1990).
- [7] V.L. Alperovich, V.A. Haisler, A.S. Jaroshevich, N.T. Moshegov, A.S. Terekhov, A.I. Toropov, V.A. Tkachenko. Surf. Sci. **267**, 541 (1992).
- [8] H. Nagasawa, K. Murayama, M. Yamaguchi, M. Morifuji, C. Hamaguchi, A. Di Carlo, P. Vogl, G. Böhm, G. Tränkle, G. Weimann. Sol. Stat. Electron. **40**, 245 (1996).
- [9] N.T. Moshegov, L.V. Sokolov, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, A.K. Kalagin, V.V. Tichomirov. Inst. Phys. Conf. Ser. N 145. Ch. 2, 97 (1996).
- [10] В.Л. Альперович, Н.Т. Мошегов, В.В. Попов, А.С. Терехов, В.А. Ткаченко, А.И. Торопов, А.С. Ярошевич. ФТТ **39**, 11, 2085 (1997).
- [11] F. Agullo-Rueda, J.A. Brum, E.E. Mendez, J.M. Hong. Phys. Rev. **B41**, 1676 (1990).