

Транспорт в сверхрешетках GaAs/Al_xGa_{1-x}As с узкими запрещенными мини-зонами: эффекты межминизонного туннелирования

© А.А. Андронов[¶], Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 3 апреля 2008 г. Принята к печати 22 апреля 2008 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований вольт-амперных характеристик сверхрешеток на основе GaAs-Al_xGa_{1-x}As с узкими барьерами в области электрических полей, где имеется интенсивное межминизонное туннелирование. Обнаружены регулярные особенности на вольт-амперных характеристиках в области напряжений, отвечающих статической положительной дифференциальной проводимости в сверхрешетке. На основании расчетов уровней Ванье-Штарка установлено, что наблюдаемые особенности связаны с резонансным туннелированием между этими уровнями, относящимися к квантовым ямам, расположенным на расстоянии до 6–13 периодов сверхрешетки друг от друга. Отмечено, что подобная резонансная делокализация волновых функций Ванье-Штарка может привести к существованию в таких сверхрешетках динамической отрицательной дифференциальной проводимости лазерного типа заметной величины.

PACS: 73.21.Cd, 72.20.Ht, 72.30.+q, 73.40.Gk

1. Введение

Полупроводниковые сверхрешетки (СР) являются объектом интенсивного изучения с момента выхода работы Эсаки и Тсу [1], где было предложено использовать периодически чередующиеся слои двух полупроводниковых материалов с разной шириной запрещенной зоны для создания искусственного одномерного периодического потенциала, при наличии которого в структуре при протекании тока может существовать отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП). В работе [2] было показано, что область ОДП начинается от нулевой частоты и простирается до частоты блоховских осцилляций ω_B ($\omega_B = eFd/\hbar$ — блоховская частота, d — период СР, F — напряженность электрического поля, e — заряд электрона). Существенную роль в развитии работ по применению сверхрешеток для генерации электромагнитного излучения на базе ОДП сыграла работа Казаринова и Суриса [3] о возможности осуществления ОДП лазерного типа за счет существования инвертированных распределений электронов при транспорте в СР. Успехи в изготовлении полупроводниковых гетероструктур позволили создать сверхрешетки высокого качества, в которых были обнаружены эффекты, предсказанные при разработке квантовой теории твердых тел, но не наблюдавшиеся в объемных материалах. К этим эффектам относятся блоховские осцилляции (БО) [4,5] и ванье-штарковская (ВШ) локализация волновых функций электронов [6]. Существование в СР „лестницы“ ВШ уровней, возникающей при полевой локализации волновых функций, было установлено на основе исследования поведения фотовозбужденных носителей [7,8]; блоховские осцилляции были продемонстрированы в экспериментах по наблюдению терагерцового излучения

фотоэлектронов [9]. Наблюдение БО и ВШ локализации в СР оказалось возможным благодаря тому, что здесь, в отличие от объемных материалов, энергетические мини-зоны существенно уже, поэтому электрон, двигаясь почти без рассеяния, может достигать верхней границы мини-зоны проводимости и совершать, таким образом, БО в относительно слабых электрических полях. Прогресс в технологии привел и к созданию каскадных лазеров среднего инфракрасного [10] и терагерцового [11] диапазонов, механизм которых основан на модификации предложения [3]. Несмотря на успехи в создании каскадных лазеров, неослабевающий интерес к исследованию БО в сверхрешетках связан в значительной мере с возможностью создания на их основе терагерцового генератора, перестраиваемого электрическим полем в существенно большем, чем в каскадных лазерах, диапазоне. Однако сложность реализации такого генератора состоит в том, что при транспорте в пределах одной мини-зоны наличие БО приводит к появлению статической ОДП и, как следствие, к образованию неоднородного распределения поля в структуре. Предпринимаемые в течение последних трех десятилетий попытки создания генератора этого типа до настоящего времени не привели к желаемым результатам [12,13].

В работе [14] в рамках квазиклассического подхода было показано, что для преодоления проблемы статической ОДП и достижения эффекта генерации терагерцового излучения с использованием резонансных свойств блоховского осциллятора в постоянном электрическом поле можно реализовать условия, в которых существует лишь *динамическая* ОДП (ДОДП) в области частот, не примыкающих к нулевой частоте. Было установлено, что такая ОДП может существовать при межминизонном (зинеровском) туннелировании в условиях сильного рассеяния электронов во второй

[¶] E-mail: andron@ipm.sci-nnov.ru

Параметры исследуемых сверхрешеток (расшифровка обозначений в тексте)

| Образец | E_0 , мэВ | ΔE_1 , мэВ | E_1 , мэВ | E_g , мэВ | E_2 , мэВ | ΔE_2 , мэВ | x_{Al} , % | $d = w + b$, Å | N |
|---------|-------------|--------------------|-------------|-------------|-------------|--------------------|--------------|-----------------|------|
| SL426 | 3.2 | 11.2 | 14.4 | 7.1 | 21.3 | 34.9 | 15 | 185 + 10 | 100 |
| SL816 | 6.2 | 10.7 | 16.9 | 13.9 | 30.8 | 34.9 | 12 | 161 + 20 | 1000 |

мини-зоне на полярных оптических фонах. Таким образом, мотивацией исследований транспорта электронов в СР с узкой запрещенной мини-зоной в данной работе явился поиск условий, в которых могла бы быть осуществлена подобная ДОДП. Далее представлены результаты исследования электронного транспорта в таких СР в сильных полях при сильном зинеровском туннелировании. Оказалось, что на фоне роста тока, вызванного квазиклассическим зинеровским туннелированием, имеются регулярные особенности, которые интерпретированы как результат проявления квантовых эффектов, не описываемых квазиклассической теорией работы [14]. Проведено сравнение экспериментальных данных с численными исследованиями, основанными на решении уравнения Шредингера для сверхрешетки в электрическом поле. Показано (на основе квантово-механического расчета уровней ВШ), что наблюдаемые особенности на вольт-амперных характеристиках обусловлены туннелированием электронов между состояниями ВШ, принадлежащими разным мини-зонам и локализованными в квантовых ямах, отстоящих друг от друга на несколько периодов СР. Приводятся аргументы в пользу того, что в окрестности указанных особенностей в условиях резонанса уровней ВШ возможно возникновение терагерцовой динамической ОДП лазерного типа, частота которой перестраивается постоянным электрическим полем.

2. Эксперимент

Исследованы сверхрешетки на основе многослойных гетероструктур GaAs/Al_xGa_{1-x}As, выращенных методом МOCVD на легированных (n^+) подложках. Параметры сверхрешеток представлены в таблице вместе с рассчитанными параметрами мини-зон. Для расчета дисперсионных характеристик сверхрешеток использовался метод трансфер-матрицы. Энергии E_0 , ΔE_1 , E_1 , E_g , E_2 , ΔE_2 — это соответственно энергия дна первой мини-зоны, ширина первой мини-зоны, положение потолка первой мини-зоны, ширина первой запрещенной мини-зоны, положение дна второй мини-зоны и ее ширина. Рассчитанные значения параметров мини-зон согласуются с данными по измерениям порогов возникновения тока через СР на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) в области слабых электрических полей (см. [15]).

Из сверхрешеток были изготовлены мезаструктуры диаметром 100–500 мкм и нанесены омические контакты на n^+ -слои. Как показывают исследования ВАХ

(рис. 1), характер проводимости СР с узкими запрещенными мини-зонами и узкими разрешенными мини-зонами существенным образом зависит от величины электрического поля. При относительно слабых приложенных напряжениях имеет место проводимость по первой (нижней) мини-зоне с омическим участком и областью статической ОДП (нижняя вставка на рис. 1). В области больших приложенных напряжений статическая ОДП отсутствует и наблюдается рост тока, вызванный увеличением вероятности туннелирования носителей в высшие мини-зоны. Для первой области характерно образование доменов электрического поля и колебаний тока, связанных с существованием падающего участка на ВАХ. Результаты исследования электронного транспорта в этой области слабых напряжений представлены в работе [15]. В данной работе рассматривается область больших напряжений.

В соответствии с квазиклассической теорией проводимости сверхрешеток Эсаки и Тсу [1] ток должен падать с ростом поля вследствие динамической локализации электронов, совершающих БО. Однако экспериментально с ростом напряжения наблюдается возрастание тока (рис. 1), что связано с включением нового механизма — межминизонного туннелирования. При увеличении электрического поля F возрастает вероятность P туннелирования электрона во вторую мини-зону:

$$P = \frac{|eF|d}{2\pi\hbar} \exp\left(-\frac{F_t}{F}\right), \quad F_t = \frac{mE_g^2}{4\hbar^2e},$$

где m — масса, E_g — ширина запрещенной мини-зоны [5]. Это приводит к подавлению БО и росту тока (см. также [15]). Отметим, что в квазиклассической зинеровской теории в туннелировании отсутствуют какие-либо резонансные особенности. В нашем эксперименте на ВАХ наблюдаются характерные особенности (вертикальные стрелки на рис. 1), регулярно повторяющиеся с ростом приложенного напряжения.

Исследования электронного транспорта при межминизонном туннелировании обсуждались в литературе и ранее (см. обзор [16]). Особенности на ВАХ, подобные представленным на рис. 1, наблюдались в [17–19]. В [17] было установлено, что пики на ВАХ обусловлены резонансным туннелированием электронов между основным и возбужденным энергетическими состояниями соседних ям [3] в электрических полях F , удовлетворяющих условию $E_i - E_j = mFd$. В [18] похожие особенности трактовались как резонансы прозрачности СР, определяемые длиной когерентности электронов.

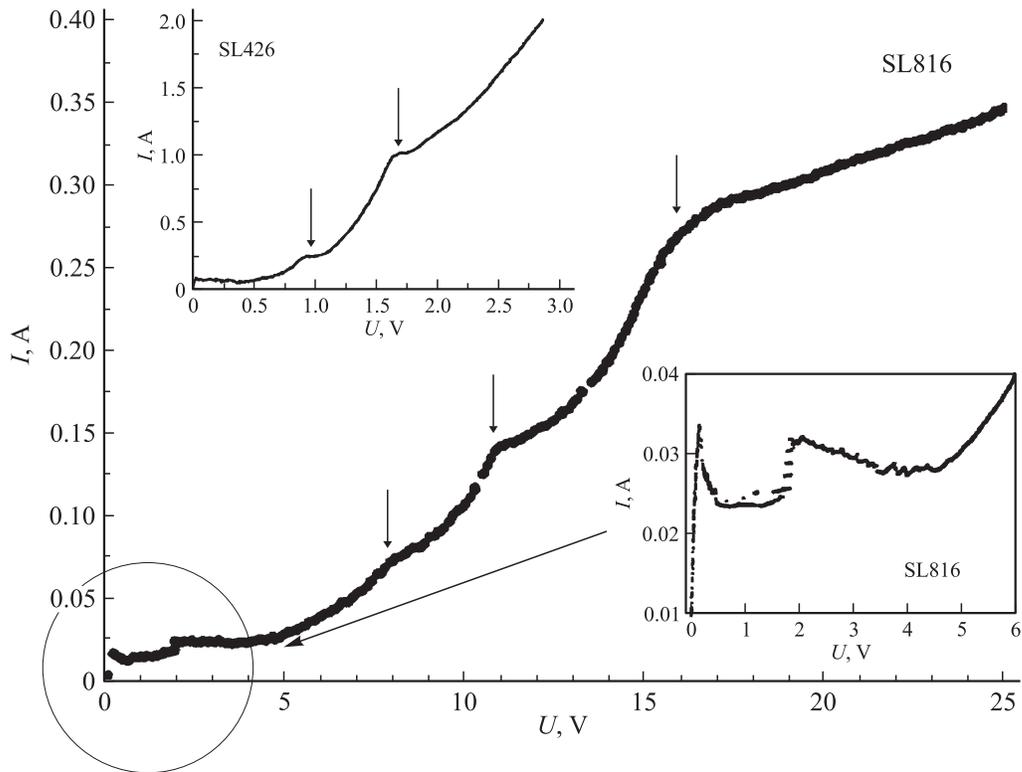


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов SL426 и SL816 при $T = 4$ К, измеренные в импульсном режиме (длительность импульса 5 мкс). Стрелками показаны особенности, связанные с резонансным межминизонным туннелированием электронов. Нижняя вставка показывает ВАХ в области слабых полей для SL816.

Другой тип подобных особенностей, как показано в [20,21], может наблюдаться при выполнении условия резонанса $meFd = \hbar\omega_{LO}$ ($\hbar\omega_{LO}$ — энергия оптического фонона) при спонтанном испускании продольных оптических (LO) фононов при переходах в соседние (и через несколько) квантовые ямы.

Наиболее близкие к нашим экспериментам результаты приведены в [19], где наблюдались похожие на исследованные в данной работе эффекты туннелирования электронов в СР с более широкими запрещенными мини-зонами.

3. Обсуждение результатов

Известно, что электронный спектр в СР в присутствии электрического поля представляет собой совокупность ВШ-лестниц, образованных 1-м, 2-м и высшими уровнями ям, составляющих сверхрештку [22]:

$$E_{al} = E_{\alpha} + eFdl - \frac{i\Gamma_{\alpha}}{2}, \quad (1)$$

где E_{α} — средний уровень энергии в зоне, близкий к уровню α одиночной ямы, l — номер ямы, Γ_{α} — коэффициент затухания, зависящий от величины поля F . Коэффициент Γ_{α} имеет резонансные особенности, обусловленные выравниванием уровня α и како-

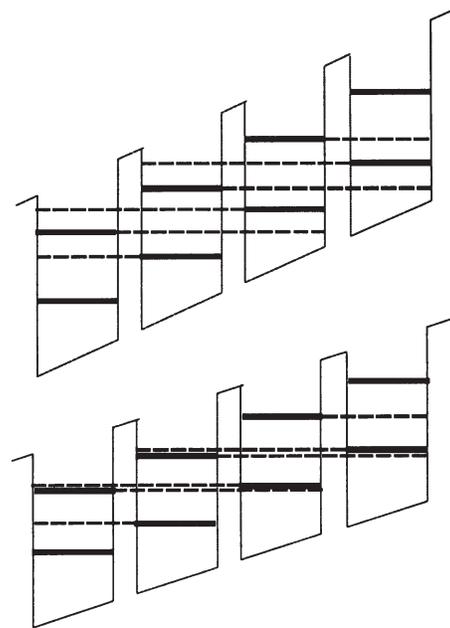


Рис. 2. Схема относительного положения 1-й и 2-й минизон Ванье-Штарка с центрами, отстоящими на 2 периода сверхрешетки вне резонанса (вверху) и при резонансе (внизу). Область резонанса $1 \rightarrow 2(2)$.

либо уровня α' в соседней яме или через несколько ям (рис. 2). Условие такого выравнивания:

$$E_\alpha + edFl = E_{\alpha'} + edFl', \quad (2)$$

откуда находим резонансные значения поля

$$F_{\alpha\alpha' \text{ res}}^{(m)} = \frac{E_\alpha - E_{\alpha'}}{ed(l' - l)} = \frac{\Delta E_{\alpha\alpha'}}{med},$$

где m — порядок резонанса, соответствующий числу ям между выровненными уровнями: $m = 1$ — уровни в соседних ямах, $m = 2$ — через одну и так далее. Эти уровни являются квазистационарными состояниями. При высоких порядках переходов ($m \gg 1$) межмини-зонное туннелирование имеет нерезонансный характер, что соответствует зинеровской картине. При увеличении поля дистанция резонансных переходов ($\sim md$) становится меньше длины свободного пробега и появляются резонансные эффекты. При этом квазиклассическая оценка масштаба пространственной локализации волновой функции Ванье–Штарка Δ/eF (Δ — ширина соответствующей мини-зоны в нулевом поле) перестает быть справедливой вследствие ее резонансной делокализации [23].

При выравнивании уровней может происходить интенсивное туннелирование электронов в соседние ямы на уровни высших мини-зон. При этом электроны, прежде локализованные из-за блоховских осцилляций, получают возможность участвовать в проводимости, что и приводит к возрастанию тока. Таким образом, известные резонансные особенности в коэффициенте Γ_α [22], связанные с туннелированием электронов на уровни других мини-зон, находят непосредственное отражение в виде перегибов на ВАХ.¹

4. Численное моделирование

Нами использован численный алгоритм решения уравнения Шредингера, позволяющий находить уровни ВШ и их волновые функции в СР, подобный описанному в [24]. Сначала методом трансфер-матрицы находится электронный спектр $E_n(k)$ и соответствующие блоховские волновые функции $b_{n,k}(x)$ (k — волновое число вдоль оси СР). Иначе говоря, решается стационарное уравнение Шредингера для данной сверхрешетки без электрического поля. Число учитываемых мини-зон взято равным 3, поскольку этого достаточно для описания основных особенностей экспериментальных ВАХ в данных структурах, а учет большего числа мини-зон усложняет картину, не добавляя новой информации для

¹ Если бы существовало только резонансное туннелирование, то наблюдался бы рост с последующим падением тока и участком нестабильности (который для некоторых структур действительно наблюдался). Рост нерезонансного туннелирования с электрическим полем подавляет появление статической ОДП в окрестности этих особенностей в большинстве исследованных образцов СР.

интерпретации эксперимента. Затем, используя блоховские функции $b_{n,k}(x)$, для каждой учитываемой зоны рассчитывалась функция Ванье $\varphi_n(x)$. В базе этих функций записывалось уравнение Шредингера с полем для конечного числа периодов СР:

$$c_{mk} \left(\frac{1}{N} \sum_s E_{ms} - E \right) + \frac{1}{N} \sum_{l \neq k} c_{ml} \sum_s E_{ms} e^{i(k-l)ds} + eF \sum_{nl} c_{nl} x_{mk, nl} = 0. \quad (3)$$

Здесь c_{ij} (i — номер зоны, j — номер ямы) — искомые коэффициенты разложения по базису функций Ванье

$$\psi = \sum_{n=1}^3 \sum_l c_{nl} \varphi_{nl}(x),$$

N — число точек разбиения первой зоны Бриллюэна k -пространства, E_{ms} — значения энергии блоховских функций в этих точках,

$$x_{mk, nl} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{mk} x \varphi_{nl} dx$$

— матричный элемент x в базе функций Ванье. В расчете использовалось число периодов $N_{\text{well}} = 40$, обеспечивающее необходимую точность расчетов (размерность матрицы гамильтониана составляет $(N_{\text{well}} N_{\text{bands}})^2$, где N_{bands} — число минизон). Для решения уравнения (3) применялся стандартный метод диагонализации. Данный алгоритм позволяет обойти вопрос о граничных условиях в такой задаче. При этом мы получаем решение уравнения Шредингера в неполном базисе, состоящем из функций Ванье выбранных мини-зон. Известно, что спектр уравнения Шредингера для бесконечной решетки в поле является непрерывным [25]. В то же время результат описанного алгоритма представляет собой набор дискретных уровней ВШ для любого конечного числа учитываемых мини-зон.

С помощью описанного алгоритма были получены значения энергии и волновые функции ВШ уровней первых трех мини-зон для сверхрешеток с параметрами, соответствующими экспериментально исследованным структурам (см. таблицу). На рис. 3 приведены результаты расчета для структуры SL816 при двух различных значениях электрического поля, отвечающих положению вдали от резонанса уровней 1-й и 2-й мини-зон (a) и в области резонанса (b) (см. также рис. 2). При этом в обоих случаях поле достаточно сильное (падение напряжения на периоде составляет 15 и 18 мВ соответственно), и хорошо заметен эффект полевой локализации волновых функций. Функции локализованы на одном периоде СР для уровней 1-й мини-зоны, на двух — для уровней 2-й мини-зоны и на четырех периодах — для уровней 3-й мини-зоны, что хорошо согласуется

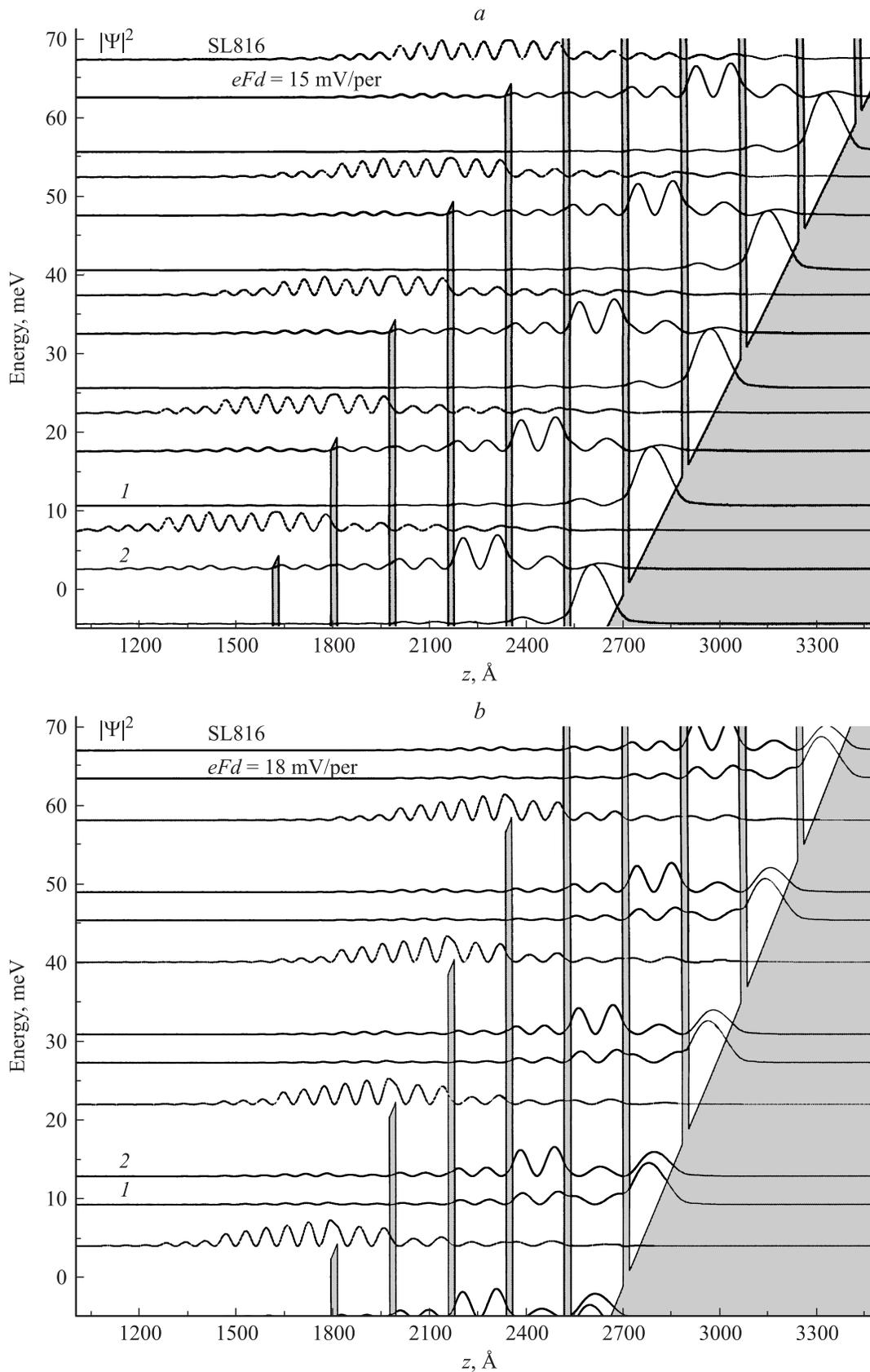


Рис. 3. Рассчитанное положение уровней энергии и квадрат модуля волновой функции $|\Psi|^2$ в сверхрешетке SL816 в области вне резонанса уровней 1-й и 2-й мини-зон (а) и вблизи резонанса (б). Цифры 1 и 2 обозначают номер мини-зоны, к которой относится уровень.

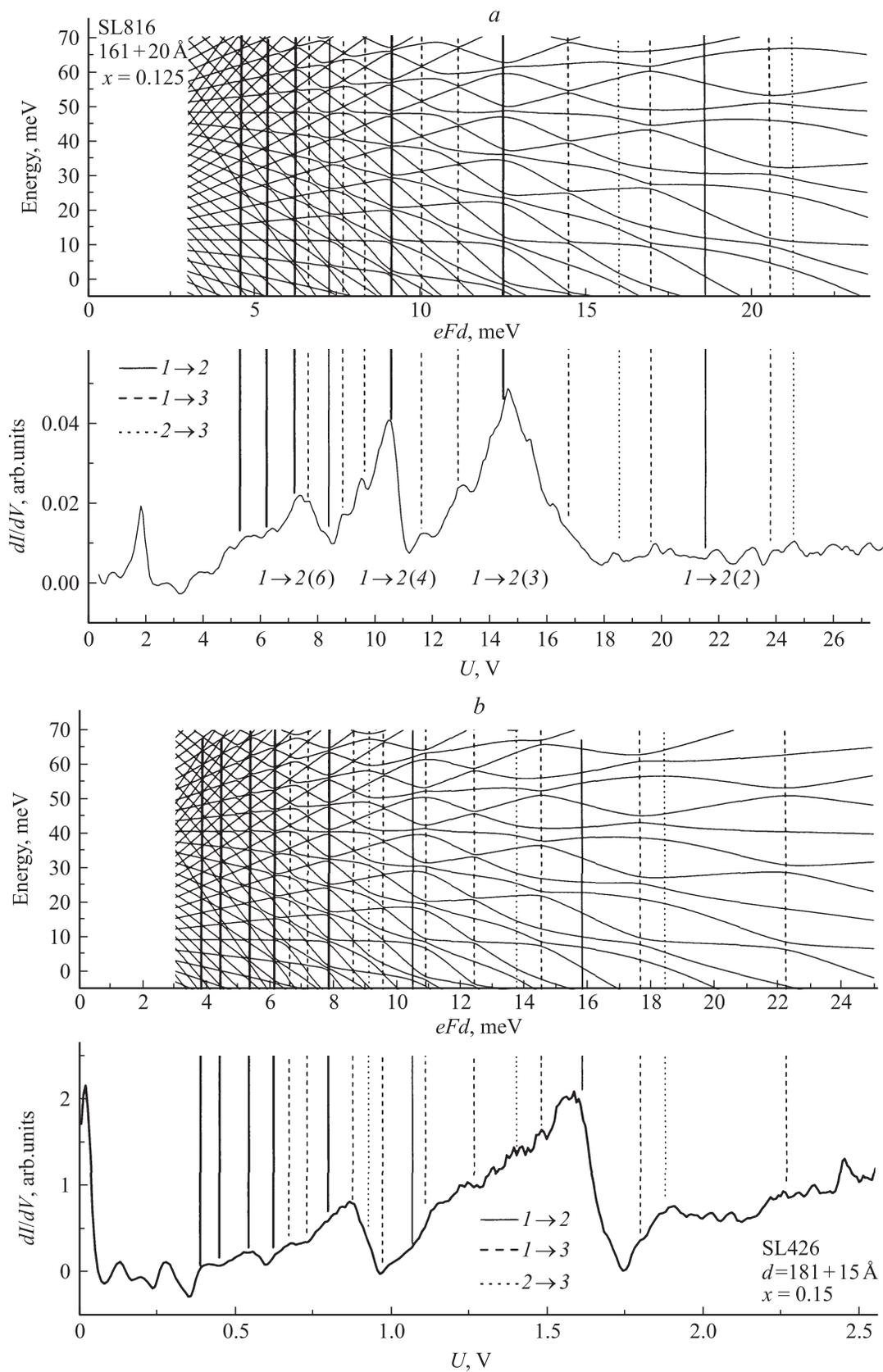


Рис. 4. Рассчитанное положение уровней в сверхрешетке для структуры SL816 (a) и SL426 (b), а также экспериментальное значение 1-й производной тока по напряжению; сплошные линии соответствуют резонансам уровней 1 и 2 мини-зон, штриховые — 1 и 3, пунктирные — 2 и 3.

с оценкой локализации волновых функций по формуле $nd = \Delta/eF$ (n — число периодов). Однако в области резонанса (рис. 3, *b*) из-за взаимодействия уровней 1-й и 2-й мини-зон происходит изменение структуры волновых функций, и в каждой паре взаимодействующих функций появляются дополнительные максимумы огибающей в области локализации второй функции взаимодействующих пар. Таким образом, зависимость локализации волновых функций от поля носит сложный характер, и приведенная оценка справедлива лишь в области вне резонансов.

Положение уровней энергии в зависимости от поля F приведено в верхней части рис. 4, *a, b*. При изменении значения электрического поля F происходит смещение уровней друг относительно друга (рис. 2, 3). В результате при некоторых значениях поля мы наблюдаем сближение уровней, соответствующих разным мини-зонам. При этих напряжениях наблюдаются антикроссинги уровней. В качестве расчетного значения F_{res} бралось значение, соответствующее максимальному сближению соответствующих уровней.

Для установления соответствия с экспериментом был построен график зависимости первой производной ВАХ от напряжения (нижняя часть рис. 4, *a*). Наиболее отчетливо пики в производной от ВАХ структуры SL816 проявляются при напряжениях 7.4, 10.6 и 14.6 В. Сравнение с расчетом показывает, что эти значения соответствуют совокупности антикроссингов ВШ уровней, принадлежащих 1-й и 2-й мини-зонам ($1 \rightarrow 2$), центры которых расположены на расстояниях соответственно 6, 4 и 3 периодов СР друг от друга (толстые сплошные вертикальные линии на рис. 3, *a*). Аналогично наблюдаемые на рис. 3, *b* пики при напряжениях 0.48, 0.58, 0.69, 0.79, 0.97 и 1.33 В могут быть соотнесены с антикроссингами ВШ уровней 1-й и 2-й мини-зон, отстоящих на 8, 7, 6, 5, 4, 3 периода СР соответственно. Обозначение $i \rightarrow j(m)$, используемое здесь и далее, обозначает выравнивание уровней i и j , расположенных на расстоянии m периодов СР друг от друга. Часть более мелких пиков хорошо соотносится с положением антикроссингов $1 \rightarrow 3$ (на расстоянии от 8 до 13 периодов в структуре SL816). Сопоставление экспериментальных значений резонансных полей с расчетными позволяет уточнить параметры СР: установлено, что для оптимального соответствия необходимо взять значение ширины барьера 20 Å и ширины ямы 161 Å (период известен с высокой точностью из рентгеноструктурных исследований и составляет 181 Å) при концентрации алюминия в барьере 12% (для структуры SL816). При этом наибольшие пики соответствуют случаю, когда близко расположены антикроссинги уровней мини-зон $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$. В случае, когда антикроссинги уровней мини-зон $1 \rightarrow 3$ расположены обособленно от $1 \rightarrow 2$, они проявляются как небольшие пики на производной ВАХ. Это можно объяснить тем, что при совмещении антикроссингов $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ увеличивается вероятность перехода с уровней 1-й мини-зоны на уровни 3-й мини-зоны через промежуточный

уровень 2-й мини-зоны, взаимодействие с которым усиливает перекрытие волновых функций уровней 1-й и 3-й мини-зон, а возврат с уровней 3-й мини-зоны посредством рассеяния на оптическом фоне эффективнее возврата из 2-й мини-зоны.

Приведенные результаты также показывают, что поле в сверхрешетке является в рассматриваемой области напряжений достаточно однородным, поскольку с хорошей точностью выполняется соотношение $U_{\text{res}} \approx F_{\text{res}}L$, где L — длина сверхрешетки. Если бы структура разделилась на домены с высоким и низким значением поля, то пики в токе появлялись бы при других значениях напряжения, т.е. соотношение имело бы вид $U_{\text{res}} = F_{\text{res}}L_{\text{eff}}$, причем L_{eff} было бы сильно отлично от L . Наблюдающееся расхождение между L и L_{eff} для структуры SL816 ($\sim 15\%$) может быть обусловлено неидеальностью контактов.

5. Заключение

В данной работе обсуждаются транспортные свойства сверхрешеток GaAs/AlGaAs с узкими запрещенными мини-зонами в области эффективного межминизонного туннелирования. Показано, что регулярные особенности, наблюдаемые на вольт-амперных характеристиках (ВАХ), связаны с резонансным характером туннелирования, т.е. с выравниванием ванье-штарковских (ВШ) уровней различных мини-зон при некоторых значениях электрического поля в структуре. Экспериментально установлено, что резонансное туннелирование электронов наблюдается на расстояниях до 6 периодов сверхрешетки между уровнями ВШ 1-й и 2-й мини-зон и до 13 периодов между уровнями ВШ 1-й и 3-й мини-зон. Из сопоставления рассчитанных положений резонансов и экспериментальных данных уточнены параметры структуры. Кроме того, анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод о равномерном распределении поля в структуре, что является важным с точки зрения создания перестраиваемого терагерцового генератора на базе таких сверхрешеток. Экспериментально обнаруженное туннелирование между уровнями ВШ разных мини-зон, относящихся к квантовым ямам, отстоящим друг от друга на расстояния до 6–10 периодов сверхрешетки (СР), указывает на значительное увеличение пространственного масштаба волновых функций ВШ. Вблизи резонансов это может привести к большой величине матричного элемента дипольного перехода между уровнями ВШ [26] и, при наличии между ними инверсии, к возможности возникновения отрицательной динамической проводимости (ДОДП) значительной величины. Этот вариант ДОДП можно рассматривать как модификацию предложения Казаринова и Суриса [3] для СР со слабыми барьерами, в которых в сравнительно сильных электрических полях (как видно из представленных экспериментальных данных) статическая отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) отсутствует.

Отметим, что и в сверхрешетках с широкими мини-зонами проводимости можно ожидать реализации ДОДП вблизи резонансов ВШ переходов: как установлено методом терагерцовой спектроскопии [27], там также имеет место увеличение пространственного масштаба волновой функции и резонансное туннелирование на расстояниях до 8 периодов, но только в значительно больших электрических полях.

Детальному расчету матричных элементов межуровневых переходов и величины коэффициента усиления электромагнитного излучения в СР с оптимальными для возникновения динамической ОДП параметрами будут посвящены наши исследования в ближайшее время.

Работа поддержана РФФИ (грант № 05-02-164668), Программой РАН „Низкоразмерные системы“, а также грантом научной школы Президента РФ НШ-2786.2008.2.

Авторы благодарят А.А. Мармалюка и А.А. Падлицу за изготовление сверхрешеток и сотрудничество, В.Я. Алешкина за предоставление программы расчета энергетического спектра сверхрешеток, И.Ю. Шулешову, А.Ю. Климова и В.В. Рогова за изготовление мезоструктур и Ю.Н. Дроздова за рентгеновские исследования сверхрешеток.

Список литературы

- [1] L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev., **14**, 61 (1970).
- [2] С.А. Кигоров, Г.С. Силин, В.Я. Синдаловский. ФТП, **13**, 2230 (1972).
- [3] Р. Казаринов, Р. Сирус. ФТП, **5**, 797 (1971).
- [4] F. Bloch. Z. Phys, **52**, 555 (1928).
- [5] C. Zener. Proc. Royal Soc. (London) Ser. A, **145**, 523 (1934).
- [6] G.H. Wannier. Rev. Mod. Phys., **34**, 645 (1962).
- [7] E.E. Mendez, F. Agullo-Rueda, J.M. Hong. Phys. Rev. Lett., **60**, 2426 (1988); F. Agullo-Rueda, E.E. Mendez, J.M. Hong. Phys. Rev. B, **40**, 1357 (1989).
- [8] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, A. Regreny. Phys. Rev. Lett., **61**, 1639 (1988).
- [9] C. Waschke, H.G. Roskos, R. Schwedler, K. Leo, H. Kurz, K. Köhler. Phys. Rev. Lett., **70**, 3319 (1993).
- [10] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Science, **264**, 553 (1994).
- [11] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi. Nature, **417**, 156 (2002).
- [12] H. Kroemer. cond-mat/0009311 (2000).
- [13] P.G. Savvidis, B. Kolasa, G. Lee, S.J. Allen. Phys. Rev. Lett., **92**, 196 802 (2004).
- [14] А.А. Андронов, И.М. Нефедов, А.В. Соснин. ФТП, **37**, 378 (2003).
- [15] А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин. ФТП, **43** (2), 248 (2009).
- [16] A. Sibille, C. Minot, F. Laruelle. Int. J. Mod. Phys. B, **14**, 909 (2000).
- [17] F. Capasso, K. Mohammed, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **48**, 478 (1986).
- [18] F. Beltram et al. Phys. Lett., **64**, 3167 (1990).

- [19] A. Sibille, J.F. Palmier, F. Laruelle. Phys. Rev. Lett., **80**, 4506 (1998).
- [20] S. Rott, N. Linder, G.H. Dohler. Phys. Rev. B, **65**, 195 301 (2001).
- [21] M. Saitoh. J. Phys. C, **5**, 914 (1972).
- [22] M. Gluck, A. Kolovsky, H. Korsch. Phys. Rep., **366**, 103 (2002).
- [23] H. Schneider, H.T. Grahn, K.v. Klitzing, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., **65**, 2720 (1990).
- [24] K. Hino, N. Toshima. Phys. Rev. B, **71**, 205 326 (2005).
- [25] J. Avron, J. Zak, A. Grossmann, L. Gunther. J. Math. Phys., **18**, 918 (1977).
- [26] А.А. Андронов, Е.П. Додин, Ю.Н. Ноздрин, Д.И. Зинченко. Phys. Status Solidi C, **5** (1), 190 (2008).
- [27] Y. Shimada, N. Sekine, K. Hirakawa. Appl. Phys. Lett., **84**, 4926 (2004).

Редактор Т.А. Полянская

Transport in GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices with narrow minibands: the interminiband tunneling effects

A.A. Andronov, E.P. Dodin, D.I. Zinchenko, Yu.N. Nozdrin

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The results of experimental studies of I–V curves of GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices with weak barriers in the electric field region where strong interminiband tunneling takes place are presented. The peculiarities in the I–V curves in the region of rising current have been observed. On the basis of Wannier–Stark level calculations it was established that the peculiarities are due to the resonant tunneling between Wannier–Stark levels of different minibands which are centered in quantum wells 6–13 superlattice periods apart. The possibility of existence of large dynamic negative differential conductivity of the laser type due to resonant delocalization of Wannier–Stark levels in such superlattices is pointed out.