

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КОРОТКОПЕРИОДНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ В РЕЖИМЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА

© С.В.Гупалов, А.В.Кавокин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 27 марта 1995 г. Принята к печати 17 мая 1995 г.)

Теоретически исследованы вольт-амперные характеристики короткопериодных сверхрешеток в случае баллистического пролета носителей через структуру. Для сверхрешетки с δ -образными барьерами проанализирована зависимость типа вольт-амперной характеристики от мощности барьеров. Показано, что при мощности, превышающей некоторую критическую, вольт-амперная характеристика становится немонотонной с выраженными участками отрицательной дифференциальной проводимости. Причиной этой немонотонности в режиме баллистического транспорта является интерференция электронных волн, отраженных от различных гетерограниц. Положение пиков на вольт-амперной характеристике, таким образом, существенно зависит от числа периодов в сверхрешетке.

Введение

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) полупроводниковой сверхрешетки является предметом интенсивного исследования с начала 1970-х гг. В ряде теоретических работ [1-4] ВАХ сверхрешетки анализируется в приближении сильной связи и мгновенной релаксации носителей. Рассматривается набор электронных состояний, локализованных в квантовых ямах сверхрешетки. В меру перекрытия этих состояний возникают разрешенные минизоны. В электрическом поле минизонный спектр разрушается. С ростом поля уменьшается число периодов сверхрешетки, на котором локализуются электроны, и отличный от нуля ток через сверхрешетку появляется только при учете процессов рассеяния. Оказывается, что в этом случае ВАХ сверхрешетки содержит ряд участков отрицательной дифференциальной проводимости. Первый такой участок связан с возрастанием степени локализации электрона по мере увеличения поля. При этом подавляется минизонный транспорт и возникают штарковские осцилляции. В этом случае безрелаксационная проводимость становится невозможной. Когда электрон локализован уже в пределах одной ячейки сверхрешетки, при определенных значениях электрического поля основное

состояние в данной ячейке оказывается выжженным с возбужденным состоянием в соседней ячейке. Ток в этом случае обусловлен резонансным переходом электрона из первого из указанных состояний во второе с последующей релаксацией в пределах ячейки. Это приводит к наличию резонансных пиков, а следовательно, и участков отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ.

Другой подход применен в работе [5]. В ней исследованы свойства сверхрешеток с прямоугольными барьерами при предельно низких температурах ($T \rightarrow 0$) и в достаточно малых полях (таких, что потенциал сверхрешетки в электрическом поле можно аппроксимировать ступенчатой функцией). Для структур с 2 и 3 барьерами получена немонотонная ВАХ.

Цель нашей работы — рассмотреть ситуацию, когда неприменимы ни приближение сильной связи, ни приближение мгновенной релаксации носителей, ни приближение ступенчатого потенциала. Мы рассматриваем сверхрешетку с бесконечно тонкими δ -образными барьерами, что является предельным случаем короткопериодной сверхрешетки. Кроме того, число периодов в рассматриваемой структуре берется таким, чтобы ее полная длина была много меньше длины свободного пробега электрона, т. е. транспорт носителей осуществляется в рамках баллистического пролета.

В нашем рассмотрении фигурирует точный (не ступенчатый) потенциал сверхрешетки в одномерном электрическом поле и полагается $T = 300$ К. Мы показываем, что в рассматриваемом нами случае форма ВАХ определяется эффектами интерференции электронных волн, отраженных от различных гетерограний в системе. В зависимости от мощности δ -барьеров ВАХ может изменяться от ВАХ слоя объемного материала до резко немонотонной функции с множеством максимумов.

Постановка задачи

Мы будем рассматривать структуру, представляющую собой слой собственного полупроводника со сверхрешеткой, заключенной между двумя слоями полупроводников, легированных, для определенности, донорами. Будем пренебрегать диффузией и считать, что зависимость концентрации электронов проводимости от координат в такой структуре имеет ступенчатый вид. Предполагается, что при приложении напряжения к такой структуре падение потенциала происходит только на легированном слое, т. е. на слое со сверхрешеткой.

Потенциал сверхрешетки имеет вид

$$W(z) = (V_0 L_0) \sum_{i=1}^N \delta(z - ia), \quad (1)$$

где $(V_0 L_0)$ — мощность барьера, имеющая размерность энергии, умноженной на длину, a — период сверхрешетки, здесь $\delta(x)$ — δ -функция Дирака, N — число барьеров в сверхрешетке.

Будем считать энергетическое распределение электронов в легированных слоях равновесным. В этом случае вклад, скажем, левого легированного слоя в плотность тока через структуру имеет вид

$$j_L = 2 \sum_{p_x, p_z > 0} e \gamma_{0,z} D \left(\frac{p_z^2}{2m} \right) f \left(\frac{p_z^2 + p_x^2}{2m} \right), \quad (2)$$

где p_{\perp} , p_z — компоненты импульса электронов, соответственно, в плоскости слоев и по нормали к плоскости слоев; электроны, налетающие слева имеют положительную проекцию p_z ; $\gamma_{0,z} = \frac{p_z}{mV}$, m — эффективная масса электрона, V — нормировочный объем; $D(\varepsilon)$ — коэффициент пропускания электронов через слой со сверхрешеткой, зависящий от электрического поля; $f(\varepsilon) = [1 + \exp(\frac{\varepsilon - \mu}{kT})]^{-1}$ — функция распределения Ферми, где μ — химический потенциал. Множитель 2 в формуле (2) возникает из-за суммирования по компонентам электронного спина. Переходя от суммирования к интегрированию, получим

$$j_L = \frac{4\pi V}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{\infty} dp_z D\left(\frac{p_z^2}{2m}\right) \frac{ep_z}{mV} \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} f\left(\frac{p_z^2 + p_{\perp}^2}{2m}\right) =$$

$$= \frac{mekT}{2\pi^2\hbar^2} \int_0^{\infty} d\varepsilon D(\varepsilon) \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right) \right]. \quad (3)$$

Поскольку в отсутствие релаксации коэффициенты пропускания электрона через слой со сверхрешеткой слева направо и справа налево равны, полная плотность тока через структуру имеет вид

$$j = j_L - j_R = \frac{mekT}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{\infty} d\varepsilon D(\varepsilon) \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon - eFL}{kT}\right)} \right], \quad (4)$$

где F — электрическое поле, L — длина слоя со сверхрешеткой. Аналогичное выражение для тока было использовано в ряде работ по резонансно-туннельным структурам [5,6].

Заметим, что в случае невырожденной статистики [$\exp(\frac{\mu}{kT}) \ll 1$] и достаточно сильного поля ($eFL \gg kT$) мы получаем

$$j \approx \frac{mekT}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{\infty} d\varepsilon D(\varepsilon) \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right). \quad (5)$$

Теперь задача о построении ВАХ сверхрешетки сводится к задаче о нахождении спектральной зависимости коэффициента пропускания $D(\varepsilon)$ при данном электрическом поле.

Вычисление коэффициентов пропускания

Мы будем работать в приближении эффективной массы. Запишем уравнение Шредингера для огибающей волновой функции электрона в сверхрешетке с δ -барьерами в электрическом поле (рис. 1):

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + [W(z) - eFz - \varepsilon]\psi = 0, \quad 0 < z < a(N+1). \quad (6)$$

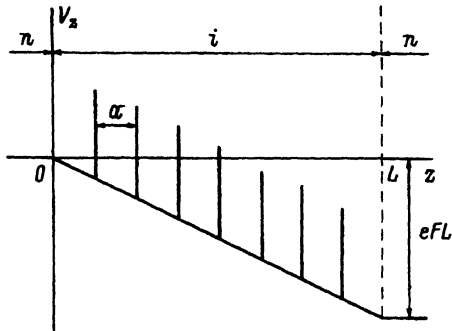


Рис. 1. Потенциал сверхрешетки с δ -барьерами в электрическом поле.

Здесь ε имеет смысл энергии электрона за вычетом кинетической энергии движения электрона в плоскости слоев. Вводя переменную

$$\xi = \left(z + \frac{\varepsilon}{eF} \right) \left(\frac{2meF}{\hbar^2} \right)^{1/3}, \quad (7)$$

сводим уравнение (6) к виду

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left[\xi - u \sum_{i=1}^N \delta(\xi - \xi_i) \right] \psi = 0, \quad (8)$$

где

$$u = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{2/3} \frac{V_0 L_0}{(eF)^{1/3}}, \quad \xi_i = \left(z + \frac{\varepsilon}{eF} \right) \left(\frac{2meF}{\hbar^2} \right)^{1/3}.$$

Хорошо известно [7], что решение уравнения (8) при $\xi_{k-1} < \xi < \xi_k$ представляет собой линейную комбинацию функций Эйри:

$$\psi_k(\xi) = A_k \text{Ai}(-\xi) + B_k \text{Bi}(-\xi) \quad (9)$$

с коэффициентами A_k, B_k ($k = 1, 2, \dots, N + 1$). Для того чтобы найти набор коэффициентов A_k, B_k , необходимо поставить граничные условия на всех δ -барьерах и на границах легированный-нелегированный слой. В последнем случае естественными граничными условиями, удовлетворяющими требованию непрерывности потока, являются условия непрерывности волновой функции и ее производной на границе. С другой стороны, граничные условия на δ -барьере, очевидно, выглядят иначе (в противном случае барьеры не играли бы никакой роли). Нетрудно показать, что корректные граничные условия выглядят следующим образом:

$$\psi_i(\xi_i) = \psi_{i+1}(\xi_i), \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial \psi_i}{\partial \xi} \right|_{\xi=\xi_i} = \left. \frac{\partial \psi_{i+1}}{\partial \xi} \right|_{\xi=\xi_i} - u \psi_{i+1}(\xi_i). \quad (11)$$

Уравнения (10), (11) могут быть получены из стандартных граничных условий для прямоугольного потенциального барьера толщиной L и высотой барьера V при одновременном стремлении $L \rightarrow 0, V \rightarrow \infty$.

С другой стороны, уравнение (11) легко получить, интегрируя уравнение (8) в малой окрестности точки ξ_i и требуя выполнения условия (10). Решения уравнения Шредингера при $z > L$ и $z < 0$ представляют собой линейные комбинации плоских волн, отвечающих движению вдоль и против оси z . Будем искать, для определенности, коэффициент прохождения электрона, налетающего слева. В этом случае

$$\psi(z > L) = \exp(ik_1 z), \quad k_1 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(\varepsilon + eFL)} \quad (12)$$

(нормировочный коэффициент в волновой функции выбран равным единице),

$$\psi(z < 0) = A_0 \exp(ik_0 z) + B_0 \exp(-ik_0 z), \quad k_0 = \sqrt{\frac{2m\varepsilon}{\hbar^2}}. \quad (13)$$

Последовательно сшивая волновые функции в точках $z = a(N + 1), aN, \dots, a, 0$ с использованием введенных выше граничных условий, мы получим коэффициенты A_0, B_0 , что в свою очередь позволяет найти коэффициенты отражения R и пропускания D электронной волны соответственно:

$$R = |A_0|^2 / |B_0|^2, \quad D = 1 - |A_0|^2 / |B_0|^2. \quad (14)$$

Результаты вычислений и их обсуждение

Как следует из уравнения (4), основным механизмом влияния поля на ток в режиме баллистического транспорта является изменение энергетической зависимости коэффициента пропускания электрона $D(\varepsilon)$ под действием электрического поля. На рис. 2, *a-d* изображена функция $D(\varepsilon)$ для 7-периодной сверхрешетки с периодом $a = 60 \text{ \AA}$ и мощностью барьеров $V_0 L_0 = 10 \text{ эВ} \cdot \text{\AA}$ для четырех значений поля $F = 0, 100, 200, 300$ (кВ/см) соответственно. При нулевом поле $D(\varepsilon)$ отслеживает минизонный спектр сверхрешетки. В области запрещенных минизон коэффициент пропускания близок к нулю, в то время как в области разрешенных минизон функция $D(\varepsilon)$ существенно отлична от нуля и испытывает сильные осцилляции. Эти осцилляции коэффициента пропускания, подробно проанализированные в работе [8], вызваны интерференцией электронных волн, отраженных от передней и задней границ сверхрешетки. Положение пиков $D(\varepsilon)$ задается условием

$$Q(\varepsilon)Nd = m\pi, \quad (15)$$

где $Q(\varepsilon)$ — эффективный волновой вектор движения электрона в сверхрешетке (детали см. в [8]), m — целое число. Поскольку в пределах каждой минизоны вектор Q пробегает отрезок $(0, \pi/a)$, а состояния на границе минизоны ($Q = 0, \pi/a$) не дают резонансного вклада в коэффициент пропускания, число пиков $D(\varepsilon)$ в энергетическом интервале, соответствующем каждой минизоне, равно $N - 1$. При приложении электрического поля сверхрешеточный потенциал теряет периодичность,

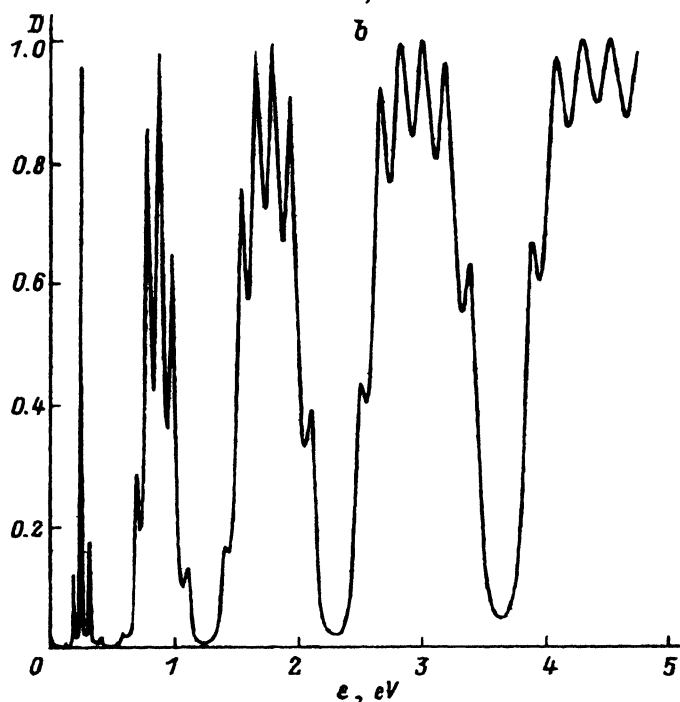
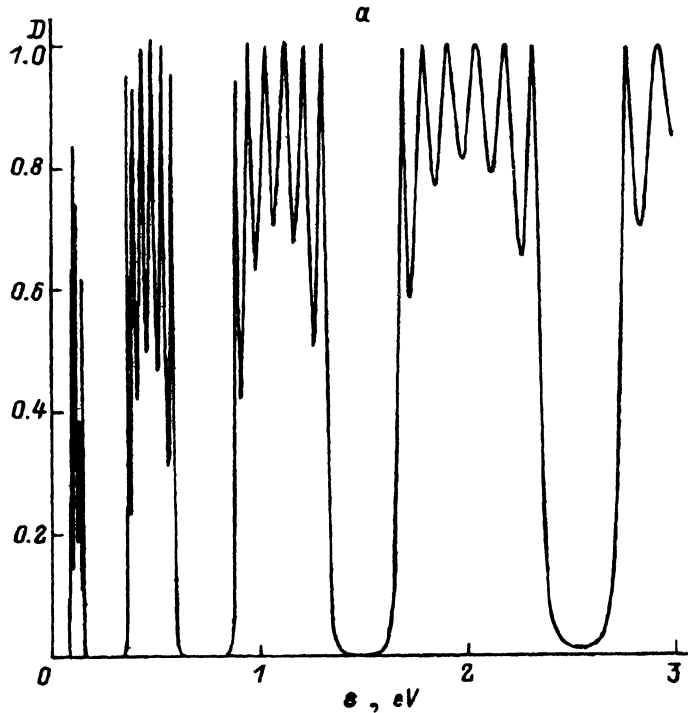


Рис. 2. Зависимость электронного коэффициента пропускания через слой со сверхрешеткой ($N = 7$, $d = 60 \text{ \AA}$, $V_0 L_0 = 10 \text{ эВ} \cdot \text{ \AA}$) от энергии электрона для различных электрических полей F , кВ/см: $a - 0$, $b - 100$, $c - 200$, $d - 300$.

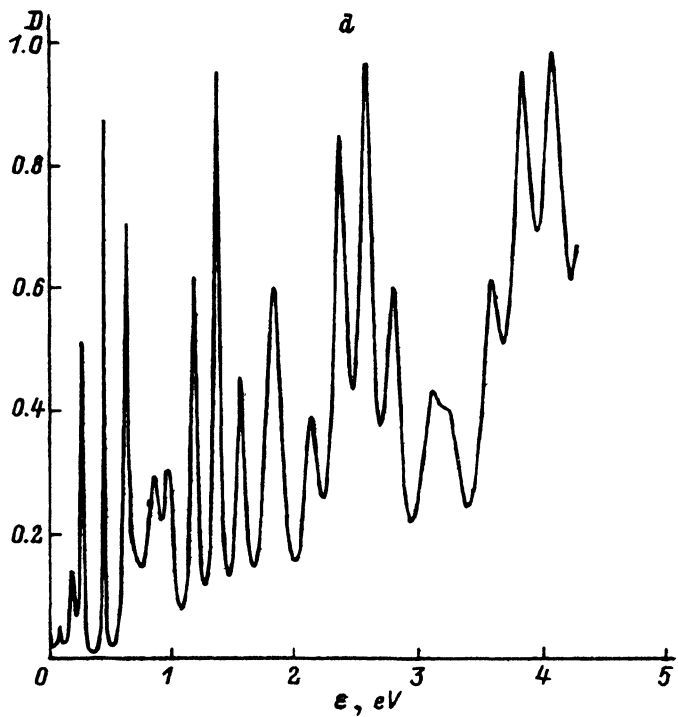
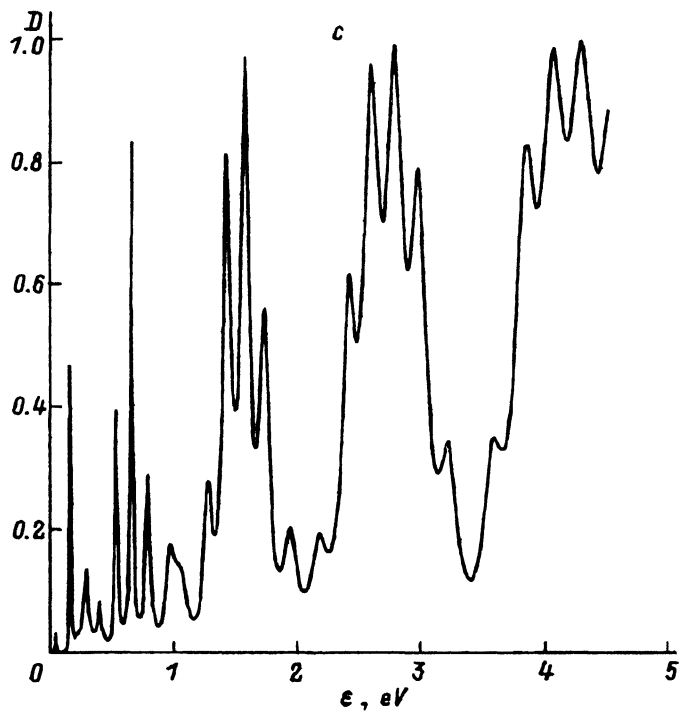


Рис. 2 (продолжение).

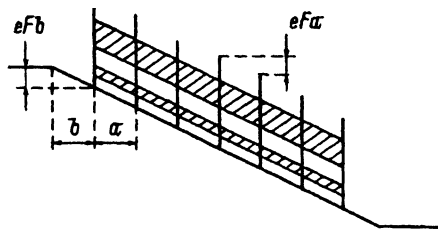


Рис. 3. Схематическое представление потенциала сверхрешетки в электрическом поле в модели наклонных минизон.

соответственно теряют смысл понятия минизон. Энергетическая зависимость коэффициента пропускания по-прежнему носит интерференционный характер (рис. 2, *b-d*), однако максимумы и минимумы этой зависимости существенно смещаются под действием поля. Попробуем проследить генезис интерференционных пиков в электрическом поле, пользуясь упрощенной моделью «наклонных минизон» (рис. 3).

Для электрических полей, слабых по параметру $eFa < \Delta_l$, где Δ_l — ширина l -й минизоны, $l = 1, 2, \dots$, можно считать, что поле не меняет зонную структуру сверхрешетки, а лишь наклоняет границы минизон (подобно тому, как это принято описывать для объемных материалов). Такой наклон приводит к тому, что область свободного минизонного транспорта электронов сужается, и часть электронов с энергией вблизи краев минизон вынуждена при пролете через структуру туннелировать через запрещенные минизоны, что приводит к уменьшению коэффициента пропускания при соответствующих энергиях. Таким образом, высота пиков $D(\varepsilon)$ понижается по краям каждой минизонной серии (рис. 2, *b, c*). Этот эффект тем сильнее, чем уже разрешенная минизона, т. е. чем меньше l . При более сильных полях свободное движение в узких минизонах (малые l) уже полностью подавлено (режим штарковских осцилляций), в то же время происходит усиление краевых пиков за счет пробоя запрещенных минизон (рис. 2, *d*). Благодаря наличию в структуре граничных слоев толщиной $b = a$ (рис. 3), на которых также падает напряжение, для каждой минизоны существует критическое значение поля, при котором ее вклад в величину $D(\varepsilon)$ пропадает. Последнее становится существенным при малых l и большом электрическом поле.

Эта динамика энергетической зависимости коэффициента пропускания оказывает непосредственное влияние на ВАХ сверхрешетки. На рис. 4 сплошной линией изображена рассчитанная ВАХ сверхрешетки с теми же параметрами, что и структура, рассмотренная ранее при расчете зависимостей, изображенных на рис. 2, *a-d*. Мы взяли $T = 300$ К, $\mu = -16$ мэВ. Видно, что ВАХ носит ярко выраженный немонотонный характер с пиками и участками отрицательной дифференциальной проводимости. Природу этих пиков легко понять, принимая во внимание то, что согласно формуле [5] вклад в ток вносят главным образом электроны с энергиями $0 < \varepsilon < kT$. От того, пик или провал функции $D(\varepsilon)$ приходится на этот энергетический интервал, зависит соответствующее поведение ВАХ. Легко убедиться, например, что в поле $F = 300$ кВ/см интересующему нас энергетическому интервалу соответствует пик $D(\varepsilon)$ (рис. 2, *d*). Это приводит к появлению пика на ВАХ при данной величине поля (сплошная кривая на рис. 4). Важным следствием такой связи ВАХ и $D(\varepsilon)$ является сильная зависимость положения пиков на ВАХ от числа периодов сверхрешетки.

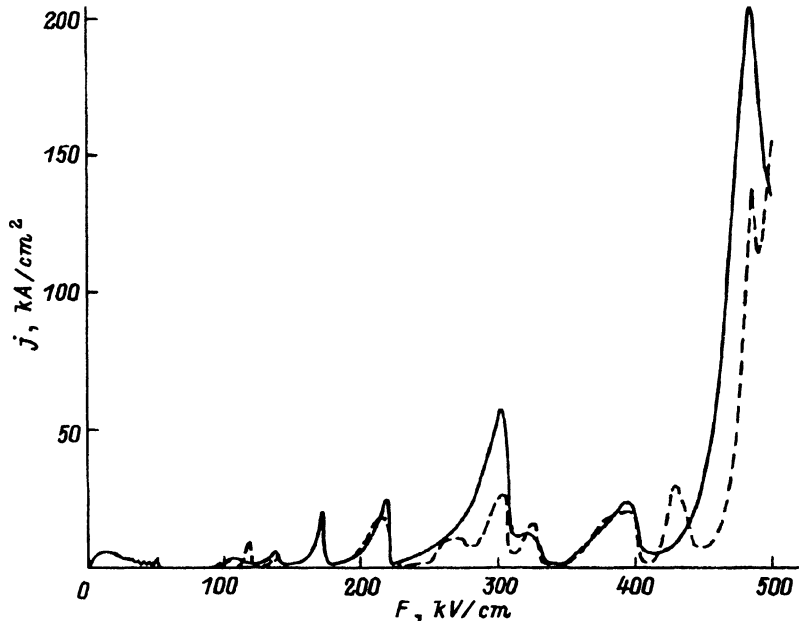


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики структур со сверхрешеткой ($d = 60 \text{ \AA}$, $V_0 L_0 = 10 \text{ \text{эВ} \cdot \text{А}}$) с различным числом барьеров N : сплошная кривая — 7, штриховая — 11 при $\mu = -16 \text{ мэВ}$, $T = 300 \text{ К}$.

Достаточно сравнить ВАХ сверхрешетки с $N = 7$ (сплошная кривая) и $N = 11$ (штриховая) на рис. 1, причем все остальные параметры структур совпадают. Напомним, что в модели релаксационного транспорта носителей $[1-4]$ положение пиков ВАХ не зависит от длины сверхрешетки. Интересно проанализировать зависимость ВАХ сверхрешетки от мощности барьеров. На рис. 5 изображены ВАХ четырех сверхрешеток ($N = 7$, $a = b = 60 \text{ \AA}$, $\mu = -16 \text{ мэВ}$, $T = 300 \text{ К}$) с различной мощностью барьеров $V_0 L_0 = 0.05, 0.5, 2, 10 \text{ \text{эВ} \cdot \text{А}}$.

Для случая очень слабых барьеров вид ВАХ определяется главным образом зависимостью от электрического поля величины, стоящей под логарифмом в формуле (4), и мало отличается от вида ВАХ для слоя объемного материала. При увеличении мощности барьеров все большую роль начинает играть энергетическая зависимость коэффициента пропускания. Осцилляции $D(\epsilon)$ приводят к возникновению осцилляций на ВАХ уже при $V_0 L_0 = 0.5 \text{ \text{эВ} \cdot \text{А}}$ и вызывают резкую модуляцию ВАХ при больших мощностях барьеров. В среднем, с увеличением мощности барьеров ток через сверхрешетку падает, что вполне естественно.

Заключение

Мы показали, что осцилляции на вольт-амперной характеристике сверхрешетки возникают не только благодаря процессам рассеяния, но и в режиме баллистического транспорта. В последнем случае пики на ВАХ имеют интерференционную природу и определяются осцилляциями коэффициента пропускания электрона через слой со сверхрешеткой. Как следствие, положение пиков сильно зависит от геометрии

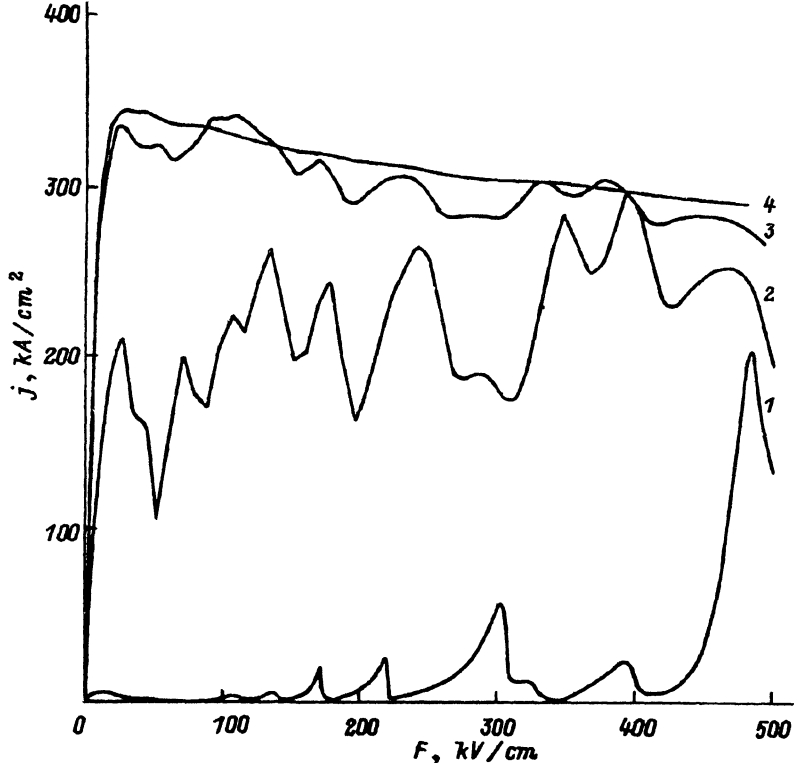


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики структур со сверхрешеткой ($d = 60 \text{ \AA}$, $N = 7$) с различными мощностями барьеров $V_0 L_0 = 10, \text{ эВ} \cdot \text{ \AA}$: 1 — 10, 2 — 2, 3 — 0.5, 4 — 0.05; $\mu = -16 \text{ мэВ}$, $T = 300 \text{ К}$.

структуры, в частности от числа периодов сверхрешетки. Показано, что осцилляции ВАХ в режиме баллистического транспорта возникают при мощностях барьеров сверхрешетки выше некоторой критической величины порядка $100 \text{ мэВ} \cdot \text{ \AA}$. Очевидно, что в реальных структурах со сверхрешеткой ВАХ определяется как баллистическим, так и релаксационным транспортом носителей. Однако в сверхрешетке с небольшим числом периодов и тонкими барьерами роль баллистического транспорта представляется преобладающей.

Авторы благодарны А.А. Торопову и А.Ю. Каминскому за предоставление элементов программного обеспечения.

Список литературы

- [1] Л.В. Келдыш. ФТТ, 4, 2265 (1962).
- [2] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Суриц. ФТП, 6, 148 (1972).
- [3] R. Tsu, G. Dohler. Phys. Rev. B, 12, 680 (1975).
- [4] J. Bleuse, G. Bastard, P. Voisin. Phys. Rev. Lett., 60, 220 (1988).
- [5] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., 22, 562 (1973).
- [6] J.O. Sofo, C.A.. Balseiro. Phys. Rev. B, 42, 7292 (1990).
- [7] В.Я. Арсенин. Математическая физика (М., Наука, 1966).
- [8] М.Р. Владимиров, А.В. Кавокин. ФТТ, 37, 2163 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

Current-voltage characteristics of a short-period superlattice in the case of ballistic transport

S. V. Goupalov, A. V. Kavokin

A.F. Ioffe Physicaltechnical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Current-voltage characteristics of short-period superlattices are investigated in the case of a ballistic electron transport through the structure. The modifications of the current-voltage characteristic via the effective strength of δ -barriers are analyzed. We have shown that for a barrier strength that exceeds a certain critical value the current-voltage characteristic becomes nonmonotonic and displays some negative differential resistance regions. The non-monotonic character of the current-voltage curve in the ballistic transport regime stems from interference effects in electron waves reflected from heterointerfaces. Thus the position of the peaks at current-voltage curve is strongly governed by the number of the superlattice periods.
