О дифференциальной проводимости полупроводниковых сверхрешеток

© Ю.А. Романов

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

E-mail: romanov@ipm.sci-nnov.ru

(Поступила в Редакцию 5 апреля 2002 г.)

Исследована природа отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) полупроводниковых сверхрешеток. Показано, что для ее возникновения наличие областей отрицательной эффективной массы в мини-зоне Бриллюэна не является необходимым. ОДП существует даже в сверхрешетках с „параболическим“ и „сверхквадратичным“ законами дисперсии мини-зон, в которых эффективная масса электрона всюду положительна, и в этом случае полностью определяется брэгговскими отражениями электрона. При подавлении брэгговских отражений электрона оптическими фононами ОДП может полностью исчезнуть. Она сохраняется лишь при наличиии в мини-зоне значительной области отрицательной эффективной массы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 01-02-1644) и Минпромнауки РФ.

Полупроводниковая сверхрешетка (СР) — монокристаллическая структура с периодически меняющимся в пространстве на расстояниях 1–10 nm (превышающих периоды кристаллических решеток образующих его материалов) химическим составом. В такой структуре возникает дополнительный периодический (сверхрешеточный) потенциал, который приводит к разбиению квазиимпульсных зон Бриллюэна и разрешенных энергетических зон электрона однородных исходных материалов на совокупность относительно узких ($10^5-10^7\,\mathrm{cm}^{-1}$) мини-зон Бриллюэна и узких ($10^{-3}-10^{-1}\,\mathrm{eV}$) разрешенных и запрещенных энергетических мини-зон [1–3]. Из-за малых размеров этих мини-зон в СР реализуются блоховские осцилляции (БО) электрона [4] и возникают уровни Ванье-Штарка [5] даже в относительно слабых статических электрических полях ($10^2-10^4\,\mathrm{V/cm}$). Эти осцилляции и уровни обусловлены брэгговскими отражениями электрона в сверхрешеточном потенциале, имеющем относительно большой пространственный период. БО характеризуются частотой $\Omega_c = eE_c d/\hbar$ и квазиклассической амплитудой пространственных колебаний $Z_c = \Delta/(2eE_c)$, где E_c — электрическое поле вдоль оси СР с периодом d и шириной энергетической мини-зоны Δ. Важно отметить, что Ω_c не зависит от закона дисперсии мини-зоны, а определяется лишь периодом СР и величиной электрического поля в ней. Закон дисперсии мини-зоны проявляется в ангармонизме пространственных (но не импульсных) колебаний электрона. Для обычно используемого синусоидального закона дисперсии одномерной мини-зоны СР они гармонические. Существование БО в СР убедительно подтверждено рядом экспериментальных работ [6–11].

Другой важной особенностью СР является наличие в мини-зоне Бриллюэна областей отрицательных эффективных масс [2]. Эти области могут иметь значительные размеры. Например, в синусоидальном законе дисперсии отрицательная эффективная масса занимает половину мини-зоны Бриллюэна. В мини-зонах двумерных и трехмерных СР существуют области с отрицательными продольной и (или) поперечной эффективными массами [12].

К возникновению отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в твердом теле могут приводить как отрицательная эффективная масса [2,13], так и БО [1,14] электрона. В естественных кристаллах из-за больших размеров зон Бриллюэна БО не реализуются и ОДП не создают. В СР оба фактора имеют место. Однако их фактическая роль в возникновении ОДП недостаточно изучена. Утверждение в [2], что ОДП в СР обусловлена в основном наличием в электронной мини-зоне областей отрицательной эффективной массы, ошибочно. К сожалению, эта ошибочная точка зрения получила широкое распространение (см., например, [15,16] и ссылки там).

Цель настоящей работы — изучить природу возникновения ОДП полупроводниковых СР. В разделе 1 найдены вольт-амперные характеристики (ВАХ) СР с произвольным законом дисперсии мини-зоны, проанализирована связь возникновения статической ОДП с БО электрона и наличием в мини-зоне областей отрицательной эффективной массы. В разделе 2 эти же вопросы исследованы для СР, в которых брэгговское отражение электрона частично или полностью заменено мгновенным падением его на дно мини-зоны при достижении им ее потолка, например, за счет испускания оптического фонона (двусторонний или односторонний стриминг).

1. ВАХ СР с произвольным законом дисперсии мини-зоны

Для выявления роли БО и отрицательной эффективной массы электрона в формировании ОДП сравним ВАХ СР следующих четырех типов.

1) СР с обычно используемым при расчетах синусоидальным законом дисперсии мини-зоны

$$\varepsilon_3(k_3) = \frac{\Delta}{2}\left[1-\cos(k_3 d)\right], \qquad (1)$$

$\varepsilon_3(k_3)$ и k_3 — энергия и квазиволновой вектор электрона вдоль оси СР. В этом случае область отрицательной эффективной массы занимает ровно половину мини-зоны Бриллюэна.

2) СР, в мини-зоне которой области отрицательной эффективной массы вообще отсутствуют. Наиболее показательной (конечно, идеализированной) является СР с „параболическим“ законом дисперсии

$$\varepsilon_3(k_3) = \hbar^2 k_3^2/2m_3, \qquad -\pi/d < k_3 < \pi/d. \qquad (2)$$

В этом случае имеются лишь точки брэгговского отражения $k_3 = \pm\pi/d$.

3) СР с различным относительным размером области отрицательной эффективной массы электрона в мини-зоне Бриллюэна. Хорошим примером является закон дисперсии

$$\varepsilon_3(k_3) = \frac{\hbar^2}{2m_3}\begin{cases}(\pi/k_i d)k_3^2, & 0 \le |k_3| \le k_i,\\ (\pi/d)^2 - \frac{(\pi/d-|k_3|)^2}{1-k_i d/\pi}, & k_i < |k_3| \le \pi/d,\end{cases} \qquad (3)$$

составленный из „сшитых“ в точках $\pm k_i$ (непрерывные функции и первая производная) прямой и перевернутой парабол. Для этого закона дисперсии (он используется и в [2]) ширина мини-зоны, равная

$$\Delta = \frac{1}{2m_3}\left(\frac{\hbar\pi}{d}\right), \qquad (4)$$

не зависит от положения точки перегиба k_i и является заданной величиной. В нижней области мини-зоны $(0 < |k_3| < k_i)$ эффективная масса электрона положительна, в верхней области $(k_i < |k_3| < \pi/d)$ отрицательна. При $k_i = \pi/d$ соотношение (3) переходит в рассмотренный выше „параболический“ закон дисперсии с положительной эффективной массой m_3, а при $k_i = 0$ — в „параболический“ закон дисперсии с отрицательной эффективной массой, равной $-m_3$. Величина $\beta \equiv k_i d/\pi$ есть относительный объем состояний электрона с отрицательной эффективной массой в мини-зоне Бриллюэна.

4) СР, в которой БО электрона частично или полностью подавлены, например, из-за испускания им оптического фонона на потолке мини-зоны.

Найдем сначала ВАХ СР с произвольным законом дисперсии одномерной мини-зоны с учетом переходного процесса при мгновенном включении статического поля. Для простоты будем исходить из уравнения Больцмана с интегралом столкновений в τ-приближении

$$\frac{\partial f(\mathbf{k},t)}{\partial t} + \frac{e\,\mathbf{E}(t)}{\hbar}\frac{\partial f(\mathbf{k},t)}{\partial \mathbf{k}} = -\frac{f(\mathbf{k},t)-f_0(\varepsilon,T)}{\tau}, \qquad (5)$$

где $\varepsilon \equiv \varepsilon(\mathbf{k})$ — энергия электрона, $\mathbf{k}$ — его трехмерный квазиволновой вектор, $f(\mathbf{k},t)$ и $f_0(\varepsilon,T)$ — возмущенная полем и равновесная (с температурой решетки T) функции распределения электронов соответственно, τ — время релаксации распределения электронов, поле $\mathbf{E}(t)$ направлено вдоль оси СР. Используя периодичность $\mathbf{k}$-пространства, разложим интересующие нас функции в ряды Фурье

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty}\varepsilon(\nu,k_\perp)\exp(i\nu k_3 d), \qquad (6)$$

$$f_0(\varepsilon,T) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty}F_\nu(k_\perp)\exp(i\nu k_3 d), \qquad (7)$$

$$f(\mathbf{k},t) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty}F_\nu(k_\perp)\exp(i\nu k_3 d)\Phi_\nu(t), \qquad (8)$$

где

$$F_\nu(k_\perp) = \frac{d}{2\pi}\int_{-\pi/d}^{\pi/d} f_0(k)\exp(-i\nu k_3 d)dk_3, \;\; F_\nu = F^*_{-\nu}, \qquad (9)$$

$k_\perp$ — ортогональная оси СР компонента квазиволнового вектора электрона. Подставляя (8) в (5), получим кинетическое уравнение для многокомпонентной функции $\Phi_\nu(t)$

$$\tau\frac{d\Phi_{nu}(t)}{dt} = \left[1+i\nu\tau\Omega(t)\right]\Phi_\nu(t) = 1,$$

$$\Omega(t) = \frac{edE(t)}{\hbar} \qquad (10)$$

с начальными условиями

$$\Phi_\nu(0) = 1. \qquad (11)$$

Через введенные функции можно найти все средние величины (энергию, скорости, ток и т. п.), например:

$$\varepsilon(t) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty}\overline{\varepsilon}(-\nu)\Phi_\nu(t), \qquad (12)$$

$$j(t) = \frac{1}{2}\sum_{\nu=1}^{\infty}j_{0\nu}\Phi_\nu(t) + \text{c. c.}, \qquad (13)$$

где

$$\overline{\varepsilon}(\nu) = 2\int\varepsilon(\nu,k_\perp)F_\nu(k_\perp)\frac{d^2k_\perp}{(2\pi)^2}, \qquad (14)$$

$$j_{0\nu} = -2ine\overline{V}_3(-\nu) = -2ned\hbar^{-1}\nu\overline{\varepsilon}(-\nu)$$
$$= -\frac{4ed}{\hbar}\nu\int F_\nu(k_\perp)\varepsilon(k)\exp(i\nu k_3 d)\frac{d^3k}{(2\pi)^3},$$
$$j^*_{0\nu} = -j_{0,-\nu}. \qquad (15)$$

Подставляя в (15) законы дисперсии (1) и (2), получим

$$j_{0\nu} = \delta_{\nu 1}j_0,$$

$$j_0 = \frac{end}{\hbar}\left(\frac{\Delta}{2} - \langle\varepsilon_3\rangle_0\right)$$

$$= (end\Delta/2\hbar)I_\nu\left(\frac{\Delta}{2T}\right)I_0^{-1}\left(\frac{\Delta}{2T}\right) \qquad (16)$$

для синусоидального закона дисперсии и

$$j_{0\nu} = (-1)^{\nu+1}\,\frac{2\hbar ne}{md}\,\nu^{-1}\exp\left(-\frac{\pi^2 T}{4\Delta}\,\nu^2\right),$$

$$\Delta = \frac{\hbar^2\pi^2}{2md^2} \tag{17}$$

для „параболического“. Здесь $\langle\varepsilon_3\rangle_0$ — среднее равновесное значение продольной энергии электрона, $I_\nu(x)$ — модифицированные функции Бесселя. Второе равенство в (16) записано для максвелловской статистики с произвольной T, а формула (17) — для максвелловской статистики с $T < \Delta$. Поскольку в рассматриваемом нами τ-приближении поперечное оси СР движение электрона не влияет на ее продольную проводимость (кроме коэффициентов $j_{0\nu}$), далее будем опускать аргумент $k_\perp$ в выражениях для энергии и функции распределения электронов.

При мгновенном включении статического поля в момент времени $t = 0$ решение уравнения (10) с начальным условием (11) имеет вид

$$\Phi_\nu(t) = \frac{1}{1 + i\nu\Omega_c\tau}\Big\{1 + i\nu\Omega_c\tau\,\exp\big[-(i\nu\Omega_c + \tau^{-1})t\big]\Big\}. \tag{18}$$

Подставляя (18) в (12), (13) и принимая во внимание вещественность $\overline{\varepsilon}(\nu)$ и $j_{0\nu}$, получим для тока и средней энергии электрона (с учетом переходного процесса) следующие выражения:

$$j(t) = \sum_{\nu=1}^{\infty} j_{0\nu}\,\frac{\nu\Omega_c\tau}{1 + (\nu\Omega_c\tau)^2}\Big\{1 - \exp(-t/\tau) \times \big[\cos(\nu\Omega_c\tau) - \nu\Omega_c\tau\,\sin(\nu\Omega_c\tau)\big]\Big\}, \tag{19}$$

$$\varepsilon(t) = 2\sum_{\nu=1}^{\infty}\frac{\overline{\varepsilon}(\nu)}{1 + (\nu\Omega_c\tau)^2}\Big\{1 + \nu\Omega_c\tau\,\exp(-t/\tau) \times \big[\nu\Omega_c\tau\,\cos(\nu\Omega_c\tau) + \sin(\nu\Omega_c\tau)\big]\Big\} + \overline{\varepsilon}(0). \tag{20}$$

Выражения (19), (20) справедливы для одномерной модели СР с произвольным законом дисперсии мини-зоны. Подставляя в (19) парциальные амплитуды тока (16), (17) при $T \to 0$ и производя суммирование по ν, найдем стационарные ВАХ СР с синусоидальным и „параболическим“ законами дисперсии мини-зоны соответственно

$$j_c = j_0\,\frac{\Omega_c\tau}{1 + (\Omega_c\tau)^2}, \tag{21}$$

$$j_c = \tilde{j}_0\left[\Omega_c\tau - \frac{\pi}{\mathrm{sh}(\pi/\Omega_c\tau)}\right], \tag{22}$$

где $j_0 = ne\Delta d/\hbar$, $\tilde{j}_0 = (2/\pi)^2 j_0$, n — концентрация электронов; для удобства сравнения ширина мини-зоны Δ выбрана одинаковой для обоих законов дисперсии. ВАХ (21) и (22) приведены на рис. 1. Как видно, в обоих

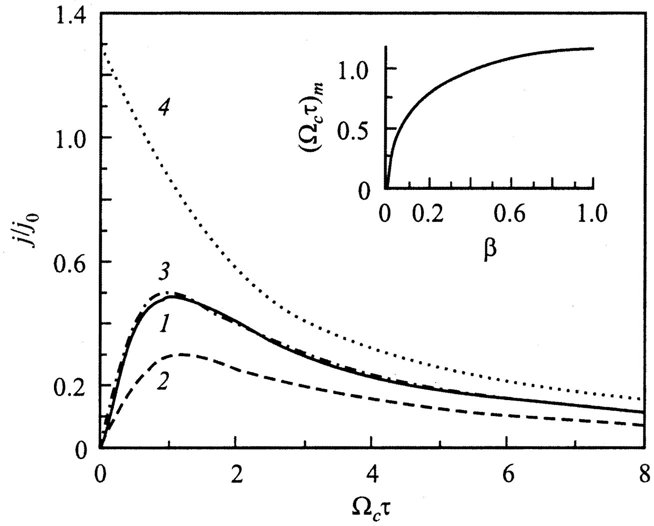

Рис. 1. ВАХ СР с синусоидальной (*1*) и „параболическими“ с $k_i = \pi/d$ (*2*), $\pi/2d$ (*3*) и 0 (*4*) мини-зонами. На вставке — зависимость положения максимума тока от относительной величины области отрицательной эффективной массы в мини-зоне, $\beta = k_i\pi/d$.

случаях существует ярко выраженная ОДП, а положение и величина максимума тока характеризуются близкими числами $(\Omega_c\tau)_m = 1$ и 1.174, $(j_c/j_0)_m = 0.5$ и 0.3 соответственно. С ростом температуры решетки, как видно из (17), вклад в ток первой гармоники ($\nu = 1$) становится основным, поэтому отмеченное количественное различие в ВАХ уменьшается. Таким образом, наличие в мини-зоне областей отрицательной эффективной массы не является необходимым условием для возникновения статической ОДП в СР. Ее наличие может приводить лишь к уменьшению критических полей, при которых возникает ОДП. Отрицательная эффективная масса может стать определяющей для формирования ОДП лишь в том случае, когда она занимает значительную часть мини-зоны Бриллюэна.

Для иллюстрации последнего утверждения найдем ВАХ СР с законом дисперсии мини-зоны (3). Для простоты анализа пренебрежем тепловым разбросом в равновесной функции распределения электронов и положим $f_0(k_3) = 2\pi n\delta(k_3)$. В этом случае стационарное решение уравнения (5) имеет вид

$$f_c(k_3) = \frac{2\pi nd}{\Omega_c\tau}\,\exp\left(-\frac{k_3 d}{\Omega_c\tau}\right) \times \begin{cases}\left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi}{\Omega_c\tau}\right)\right]^{-1}, & 0 < k_3 < \pi/d,\\ \left[\exp\left(\frac{2\pi}{\Omega_c\tau}\right) - 1\right]^{-1}, & -\pi/d < k_3 < 0.\end{cases} \tag{23}$$

Функция распределения (23), найденная в τ-приближении (в этом ее недостаток), не зависит от закона дисперсии мини-зоны, что облегчает выявление роли последней в возникновении ОДП (это ее преимущество).

Подставляя в выражение для тока

$$j = \frac{e}{\hbar} \int\limits_{-\pi/d}^{\pi/d} \frac{\partial \varepsilon(k_3)}{\partial k_3} f(k_3) \frac{dk_3}{2\pi} \tag{24}$$

(3) и (23), найдем ВАХ СР с различным относительным размером области отрицательной эффективной массы в ее мини-зоне

$$j = \tilde{j}_0(\pi/k_i d)\Omega_c\tau \left\{ 1 - \frac{\mathrm{sh}\left[(\pi - k_i d)/\Omega_c\tau\right]}{(1 - k_i d/\pi)\,\mathrm{sh}(\pi/\Omega_c\tau)} \right\}. \tag{25}$$

При $k_i = \pi/d$ выражение (25) переходит в (22), а при $k_i = 0$ имеем

$$j = \tilde{j}_0\left[\pi cth(\pi/\Omega_c\tau) - \Omega_c\tau\right]. \tag{26}$$

Зависимости (25) при $k_i = 0$, $\pi/2d$ и π/d приведены на рис. 1. Естественно, что в первом случае из-за отрицательности эффективной массы во всей мини-зоне дифференциальная проводимость СР отрицательна даже в бесконечно слабых полях. ВАХ с $k_i = \pi/2d$ (область отрицательной эффективной массы занимает половину мини-зоны) практически совпадает с ВАХ СР с синусоидальной мини-зоной.

Ангармонизм закона дисперсии мини-зоны приводит к возникновению в переходных токе и средней энергии электрона гармоник БО (см. (19), (20)) с относительно большими амплитудами. Следовательно, исследование переходных процессов (при быстром включении или выключении поля) позволяет восстановить закон дисперсии мини-зоны СР. Эксперименты по прямому наблюдению БО электрона в СР [6–11] указывают на реальность такого восстановления.

2. ВАХ СР в отсутствие блоховских осцилляций

Найдем теперь ВАХ СР, в которой брэгговское отражение электрона частично или полностью заменено мгновенным возвратом его на дно мини-зоны при достижении им ее потолка (например, за счет испускания оптического фонона). Для определенности и простоты будем считать, что ширина мини-зоны Δ равна или чуть больше энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$, а время (и длительность) испускания оптического фонона электроном меньше других времен релаксации, т. е. $\tau_0 \ll \tau$. Если рассеяние электрона в пассивной области (область энергий $\varepsilon < \hbar\omega_0$) отсутствует, а БО полностью подавлены оптическими фононами, то электрон в квазиимпульсном пространстве совершает периодическое движение с частотой $2\Omega_c$, а в координатном пространстве — периодическое движение с той же частотой $2\Omega_c$ и поступательное движение со скоростью

$$\langle V \rangle = (d/\pi\hbar) \int\limits_{0}^{\pi/d} \frac{\partial \varepsilon(k_3)}{\partial k_3} dk_3.$$

В этом случае функция распределения электронов по квазиимпульсам в сильных полях становится иглообразной и задача по существу (а не только модельно) становится почти одномерной. В литературе такое распределение получило название „стриминг“. Важно отметить, что в нашем случае глубина проникновения электрона в активную область (область энергий $\varepsilon > \hbar\omega_0$), т. е. „жесткость фононной крыши“, определяется не временем τ_0, а потолком мини-зоны. Поэтому в СР стриминг может быть существенно у́же, чем в объемных материалах. Кроме того, если τ_0 не достаточно мало, то в сильных полях электрон с некоторой вероятностью $1 - \alpha$ отразится от границы мини-зоны, не успев испустить оптический фонон. В этом случае колебания электрона характеризуются двумя частотами: Ω_c и $2\Omega_c$, а функция распределения электронов будет также иглообразной, но отличной от нуля не только при положительных, но и при отрицательных значениях k_3. Найдем эту функцию распределения (для одномерной модели).

Для простоты анализа результатов вероятность испускания оптического фонон α будем считать не зависящей от электрического поля постоянной величиной. (Полученные в этом разделе формулы (но не графики) справедливы и в том случае, когда α зависит от поля). Поведение электронов в пассивной области будем описывать кинетическим уравнением (5) с $f_0(k_3) = 2\pi n\delta(k_3)$ и граничным условием

$$f(-\pi/d) = (1 - \alpha) f(\pi/d). \tag{27}$$

В этом приближении решение уравнения (5) для функции распределения электронов в статическом поле E_c имеет вид

$$f_c(k_3) = \frac{2\pi nd}{\Omega_c\tau} \times \frac{\exp(-k_3 d/\Omega_c\tau)}{\left(1 - \exp(-\pi/\Omega_c\tau)\right)\left[1 + (1-\alpha)\exp(-\pi/\Omega_c\tau)\right]} \times \begin{cases} 1, & 0 < k_3 < \pi/d, \\ (1-\alpha)\exp\left(-2\pi/\Omega_c\tau\right), & -\pi/d < k_3 < 0. \end{cases} \tag{28}$$

Подставляя (28), (1) и (3) в (24), найдем ВАХ СР с учетом вероятности испускания оптических фононов на границе мини-зоны

$$j_c = j_0 \frac{\Omega_c\tau}{1 + (\Omega_c\tau)^2} \times \frac{1 - (1-\alpha)\exp(-\pi/\Omega_c\tau)}{1 + (1-\alpha)\exp(-\pi/\Omega_c\tau)} \,\mathrm{cth}\left(\frac{\pi}{2\Omega_c\tau}\right) \tag{29}$$

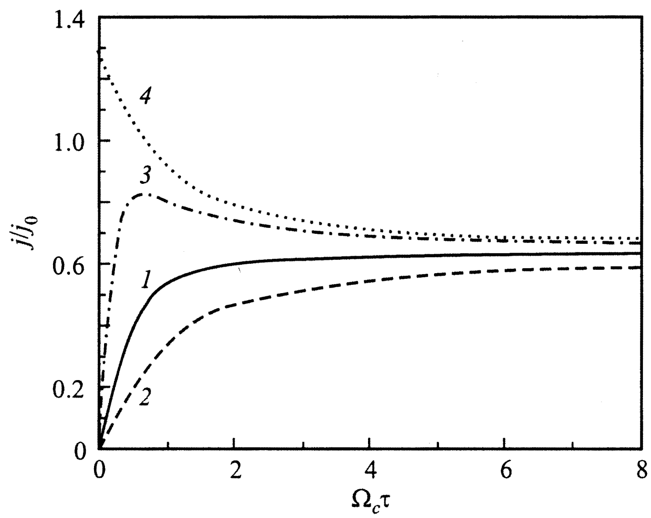

Рис. 2. ВАХ СР с синусоидальной (*1*) и „параболическими“ с $k_i = \pi/d$ (*2*), $0.1\pi/d$ (*3*) и 0 (*4*) мини-зонами в условиях одностороннего стриминга ($\alpha = 1$).

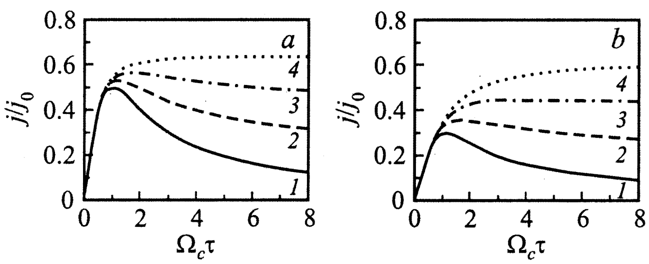

Рис. 3. ВАХ СР при различных значениях вероятности испускания оптического фонона на границе мини-зоны. *a* — синусоидальная мини-зона, *b* — „параболическая“ мини-зона с $k_i = \pi/d$. $\alpha = 0$ (*1*), 0.5 (*2*), 0.8 (*3*), 1 (*4*).

для синусоидального закона дисперсии и

$$j_c = \widetilde{j}_{)}(\pi/k_i d)\Omega_c\tau$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{2\,\mathrm{ch}\big[(\pi - k_i d)/\Omega_c\tau\big] - \alpha\big[1 - \exp\big(-(\pi - k_i d)/\Omega_c\tau\big)\big]}{(1 - k_i d/\pi)\Big[2\,\mathrm{sh}(\pi/\Omega_c\tau) - \alpha\big(1 - \exp(-\pi/\Omega_c\tau)\big)\Big]} \right\} \tag{30}$$

для закона дисперсии (3). В частности, для „параболического“ закона дисперсии (2) из (30) имеем

$$j_c = \widetilde{j}_0 \left[\Omega_c\tau\, \frac{(2-\alpha)\pi}{2\,\mathrm{sh}(\pi/\Omega_c\tau) - \alpha\big[1 - \exp(-\pi/\Omega_c\tau)\big]} \right]. \tag{31}$$

Выражения (29)–(31) обобщают формулы (21), (22), (25) и (26) на случай произвольной вероятности испускания оптического фонона на границе мини-зоны и совпадают с ними при $\alpha = 0$. ВАХ (29) и (30) при $k_i = 0$, $0.1\pi/d$ и π/d с $\alpha = 1$ показаны на рис. 2. ВАХ (30) с $k_i = \pi/2d$ практически совпадает с (29) и поэтому на рис. 2 не приведена. Из анализа (30) и приведенных кривых видно, что при отсутствии брэгговских отражений ОДП в СР возникает лишь при $k_i d < \pi/2$. Она становится заметной при существенно меньших значениях k_i. На рис. 3 приведены ВАХ СР с синусоидальным (1) и „параболическим“ (2) законами дисперсии при различных значениях вероятности испускания оптического фонона на границе мини-зоны.

Таким образом, отрицательная эффективная масса может быть основной причиной возникновения ОДП в СР лишь в том случае, когда она занимает значительную часть мини-зоны Бриллюэна. В противном случае (т. е. как правило) определяющим для возникновения ОДП в СР является брэгговское отражение электронов. Вместе с тем наличие в мини-зоне областей отрицательной эффективной массы может оказаться определяющим для недавно экспериментально обнаруженного самоиндуцированного эффекта Шапиро в СР [15], а также для других эффектов, обусловленных инверсией в распределениях горячих электронов.

Существование статической ОДП в СР приводит к генерации движущихся доменов сильного и слабого поля (эффект Ганна), что уже использовалось для создания микроволнового (до 150 GHz) генератора [17]. С другой стороны, реализация терагерцевого блоховского генератора [2] сталкивается с необходимостью подавления низкочастотной (статической) ОДП (см., например, [18]), приводящей к конкурирующей сравнительно низкочастотной доменной неустойчивости. Это связано с тем, что для существования БО необходимо выполнение очевидного условия $\Omega_c\tau > 1$, а это есть условие (для СР с синусоидальной мини-зоной) возникновения статической ОДП. Как было показано выше, статическую ОДП можно подавить оптическими фононами во всем диапазоне полей. Для рассмотренных нами законов дисперсии это возможно, если на границе мини-зоны вероятность испускания оптического фонона $\alpha = 1$ (рис. 3). Но в этом случае исчезают БО и говорить о блоховском генераторе уже не приходится. Однако если БО существенно негармонические, то можно надеяться достичь генерации на частотах $\omega \approx \nu\Omega_c > \tau^{-1}$ ($\nu = 2, 3, \ldots$) в полях с $\Omega_c\tau < 1$, т. е. на участке ВАХ с положительной дифференциальной, но отрицательной динамической проводимостью. (Для СР с двумя туннельно связанными мини-зонами такая возможность исследована в работах [19]). Таким образом, решению задачи создания блоховского генератора способствуют 1) смещение области статической ОДП в сторону больших статических полей ($\Omega_c\tau > 1$); 2) ангармонизм БО; 3) подавление статической ОДП при $\alpha < 1$. Первые два фактора в какой-то степени существуют в СР с „параболической“ мини-зоной. Третий фактор можно реализовать в СР со „сверхквадратичным“ законом дис-

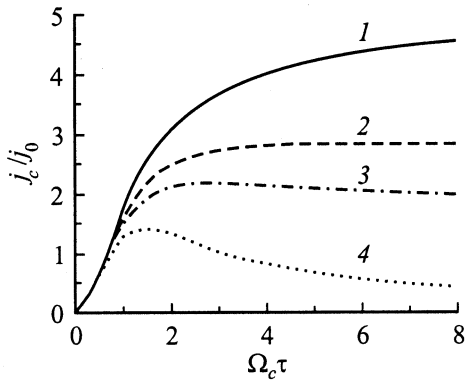

Рис. 4. ВАХ СР со „сверхквадратичным“ законом дисперсии при $\eta = 10$, $\alpha = 0$ (*1*), 0.5 (*2*), 0.7 (*3*), 1 (*4*).

персии, например вида

$$\varepsilon(k_3) = \frac{\hbar^2}{2}\begin{cases} k_3^2/m_1, & 0 < |k_3| < \pi/2d, \\ k_3^2/m_2 - (\pi/d)(1/m_2 - 1/m_1)(|k_3| - \pi/4), \\ & \pi/2d < |k_3| < \pi/d, \end{cases} \tag{32}$$

состоящим из двух прямых парабол ($m_{1,2} > 0$), сшитых в точках $k_3 = \pm\pi/2d$, т.е. в середине мини-зоны. В области $0 < |k_3| < \pi/2d$ электрон имеет положительную эффективную массу, равную m_1, а в области $\pi/2d < |k_3| < \pi/d$ — положительную массу, равную m_2. Наибольший практический интерес представляет случай $m_1 \gg m_2$. Закон дисперсии, качественно близкий к (32), реализуется в дырочных квантовых слоях [20] и, следовательно, может быть реализован в планарных СР, созданных на их основе. ВАХ СР с законом дисперсии (32) с $\eta \equiv m_1/m_2 = 10$, рассчитанные по формулам (21) и (28), приведены на рис. 4. Здесь $j_0 = ne\hbar/m_1 d$. Эти зависимости указывают на возможность подавления статической ОДП СР при сохранении БО и особенно их гармоник. Детальное обсуждение высокочастотной отрицательной проводимости СР с различными законами дисперсии ее мини-зоны будет проведено в отдельной статье.

Мы показали, что основной причиной возникновения статической ОДП СР являются брэгговские отражения и БО электрона. Наличие областей отрицательной эффективной массы в мини-зоне не является необходимым для этого. ОДП существует даже в СР с „параболическим“ и “сверхквадратичным“ законами дисперсии мини-зоны, в которой такие области отсутствуют. В СР, в которых БО сильно подавлены оптическими фононами (режим одностороннего стриминга), статическая ОДП может отсутствовать. В СР с несинусоидальной мини-зоной область ОДП может отсутствовать либо быть сдвинутой в сторону сильных полей при сохранении БО, что вселяет надежду на создание блоховского генератора, работающего в режиме подавленной доменной неустойчивости. Поскольку конструирование энергетического спектра электронов в гетероструктурах в настоящее время становится решаемой задачей, теоретический поиск систем с оптимальными законами дисперсии, обеспечивающими условия существования когерентных БО на участках ВАХ с положительной дифференциальной проводимостью, не является абстрактным.

Результаты настоящей работы получены на основе уравнения Больцмана в τ-приближении, и, конечно, требуется более точный учет механизмов рассеяния электронов. Однако именно простота используемых приближений позволила выявить ряд качественных закономерностей в электронном транспорте СР (и, возможно, других систем), которые при более точном рассмотрении претерпят лишь количественные изменения.

Список литературы

[1] Л.В. Келдыш. ФТТ **4**, *8*, 2265 (1962).
[2] L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev. **14**, *1*, 61 (1970); P. Lebwohl, R. Tsu. J. Appl. Phys. **42**, *6*, 2664 (1970).
[3] М.И. Овсянников, Ю.А. Романов, В.Н. Шабанов, Р.Г. Логинова. ФТП **4**, *12*, 2225 (1970); Ю.А. Романов. ФТП **5**, *7*, 1434 (1971).
[4] F. Bloch. Z. Phys. **52**, 555 (1928); C. Zener. Proc. R. Soc. Lond. Ser. A **145**, 523 (1934).
[5] G.H. Wannier. Phys. Rev. **117**, 432 (1950); Rev. Mod. Phys. **34**, 645 (1962).
[6] J. Feldmann, K. Leo, J. Shah, A.B. Miller, J.E. Cunningham, T. Meier, G. von Plessen, A. Schulze, P. Thomas, S. Schmitt-Renk. Phys. Rev. B **46**, 7252 (1992).
[7] K. Leo, P.H. Bolivar, F. Bruggemann, R. Schwedler, K. Köhler. Solid State Commun. **84**, 943 (1992).
[8] C. Waschke, H.G. Roskos, R. Schwedler, K. Leo, H. Kurz, K. Köhler. Phys. Rev. Lett. **70**, 3319 (1993).
[9] V.G. Lyssenko, G. Valusis, F. Löser, T. Hasche, K. Leo, M.M. Dignam, K. Köhler. Phys. Rev. Lett. **79**, 301 (1997).
[10] M. Sudzius, M. Sudzius, V.G. Lyssenko, F. Löser, K. Leo, M.M. Dignam, K. Köhler. Phys. Rev. B **57**, R12 693 (1998).
[11] F. Löser, Yu.A. Kosevich, K. Köhler, K. Leo. Phys. Rev. B **61**, R13 373 (2000).
[12] Ю.А. Романов, Е.В. Демидов. ФТП **31**, *3*, 308 (1977).
[13] H. Kroemer. Phys. Rev. **109**, 1856 (1958).
[14] В.А. Яковлев. ФТТ **3**, *7*, 1983 (1961).
[15] A.A. Ignatov, K.F. Renk, E.P. Dodin. Phys. Rev. Lett. **70**, 1996 (1993).
[16] E.H. Cannon, K.N. Alekseev, F.V. Kusmartsev. Phys. Rev. Lett. **85**, 1302 (2000).
[17] E. Schomburg, R. Scheuerer, S. Brandl, D. Pavelev, Yu. Koschurinov, A. Zukov, A. Kovsh, P.S. Kopev. Electron Lett. **35**, *17*, 12 (1999).
[18] H. Kroemer. Cond-mat/0007482; Cond-mat/0009311.
[19] Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. ФТП **19**, *10*, 1877 (1985); Изв. вузов. Радиофизика **32**, *3*, 282 (1989).
[20] Y.C. Chang, R.B. James. Phys. Rev. B **39**, 12 672 (1989).