

О терагерцевом блоховском генераторе

© Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова

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

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

Исследованы статическая и высокочастотная дифференциальные проводимости полупроводниковых сверхрешеток с различными законами дисперсии мини-зоны электрона. Показано, что в сверхрешетках с несинусоидальной мини-зоной высокочастотная проводимость может быть отрицательной даже в тех полях, в которых их статическая дифференциальная проводимость положительна. На основе проведенных исследований предлагается для генерации терагерцевых полей использовать сверхрешетки с мини-зоной, в значительной части которой эффективная масса электрона положительна и уменьшается с ростом его энергии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 01-02-16446, 02-02-17495), программы РАН „Низкотемпературные квантовые структуры“ и Минпромнауки РФ.

В полупроводниковых сверхрешетках (СР) квазиимпульсные зоны Бриллюэна и разрешенные энергетические зоны электрона однородных исходных материалов разбиваются на совокупность относительно узких (10^5 – 10^7 см⁻¹) мини-зон Бриллюэна и узких (10^{-3} – 10^{-1} эВ) разрешенных и запрещенных энергетических мини-зон. Из-за малых размеров этих мини-зон в СР реализуются блоховские осцилляции (БО) электрона и возникают ванье-штарковские уровни даже в относительно слабых статических электрических полях (10^2 – 10^4 В/см). БО характеризуются блоховской (ванье-штарковской) частотой $\Omega_C = eE_C d / \hbar$ и квазиклассической амплитудой пространственных колебаний $Z_C = \Delta / (2eE_C)$, где E_C — статическое электрическое поле вдоль оси СР, имеющей период d и ширину энергетической мини-зоны Δ , e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка. В СР с периодом $d = 100$ Å в полях $E_C = 4$ кВ/см частота БО $f_C \equiv \Omega_C / 2\pi \approx 1$ ТГц. Важно отметить, что блоховская частота 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 колебаний электрона. В случае обычно используемого синусоидального закона (приближение сильной связи) они являются гармоническими. Существующие БО в СР убедительно подтверждено рядом экспериментальных работ. Их ангармоничность также наблюдалась экспериментально. Все это делает весьма привлекательной идею создания на основе полупроводниковых СР терагерцевого блоховского генератора с непрерывно перестраиваемой статическим электрическим полем частотой [1].

Другой важной особенностью СР является наличие в мини-зонах Бриллюэна областей отрицательных эффективных масс электрона. Эти области могут иметь значительные размеры. Например, в случае синусоидального закона дисперсии отрицательная эффективная масса электрона занимает ровно половину мини-зоны Бриллюэна. В мини-зонах двумерных и трехмерных СР

существуют значительные области с отрицательными продольной и поперечной эффективными массами. Существование таких областей (с управляемыми положением и размерами в мини-зоне Бриллюэна) делает СР весьма перспективными и для создания источников излучения типа NEMAG [2].

Брэгговские отражения и отрицательные эффективные массы электрона являются причинами возникновения статической и высокочастотной (динамической) отрицательных дифференциальных проводимостей (ОДП) СР, которые в СР с синусоидальной мини-зоной существуют одновременно в одних и тех же сильных электрических полях с $\Omega_C \tau > 1$ (τ — время релаксации скорости электрона). Поэтому генерация терагерцевых колебаний в таких СР подавляется развитием относительно низкочастотной доменной неустойчивости. Возникает необходимость поиска возможностей существования в полупроводниковых СР высокочастотной ОДП на участках ВАХ с положительной статической дифференциальной проводимостью. Напрашиваются три пути решения этой задачи.

1) Сдвинуть статическую ОДП в сторону высоких полей ($\Omega_C \tau > 1$) при сохранении высокочастотной ОДП в более слабых полях.

2) Сдвинуть высокочастотную ОДП в сторону низких статических полей ($\Omega_C \tau < 1$) без существенного изменения статической ВАХ. Или в общем случае разнести по электрическому полю области статической и динамической ОДП.

3) „Открыть“ дополнительный канал для статического тока в узкой области значений статического поля, где существует высокочастотная ОДП (т.е. в „рабочей точке“).

Для реализации этих путей можно использовать следующие „рычаги“: различные законы дисперсии электронных мини-зон [3]; включение или выключение (ослабление) отдельных механизмов рассеяния электронов (особенно на оптических фононах); межмини-зонное туннелирование электронов [4]. Для выяснения

поставленных вопросов мы и провели соответствующие исследования.

Для выявления механизмов возникновения и управления ОДП в СР будем (для простоты) учитывать только одну мини-зону с аддитивным законом дисперсии электрона

$$\varepsilon(k) = \varepsilon_3(k_3) + \varepsilon_\perp(k_\perp), \quad \varepsilon_\perp(k_\perp) = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m}, \quad (1)$$

где $\varepsilon(k)$ и k — энергия и квазиволновой вектор электрона, $\varepsilon_3(k_3)$, k_3 и $\varepsilon_\perp(k_\perp)$, k_\perp — соответственно их продольные и поперечные относительно оси СР компоненты, m — эффективная поперечная масса электрона. Для продольной энергии $\varepsilon_3(k_3)$ будем использовать два следующих качественно разных закона дисперсии.

1) Синусоидальный

$$\varepsilon_3(k_3) = \frac{\Delta}{2}[1 - \cos(k_3 d)]. \quad (2)$$

В этом случае, как уже указывалось выше, область отрицательной эффективной массы электрона занимает половину мини-зоны Бриллюэна. 2) „Сверхпараболический“ (конечно, идеализированный)

$$\varepsilon(k_3) = \frac{\hbar^2}{2}$$

$$\times \begin{cases} k_3^2/m_1, & 0 < |k_3| < k_i, \\ k_3^2/m_2 - 2k_i(1/m_2 - 1/m_1)(|k_3| - k_i/2), & k_i < |k_3| < \pi/d, \end{cases} \quad (3)$$

состоящий из двух парабол, „сшитых“ в точках $k_3 = \pm k_i$, $0 < k_i < \pi/d$. При $m_2 = m_1$ или $k_i = 0$ (π/d) соотношение (3) переходит в „параболический“ закон дисперсии, а при $m_2 = -m_1 < 0$ и $k_i = \pi/2d$ удовлетворительно аппроксимирует синусоидальный закон дисперсии (2). Чрезвычайно важно отметить, что в мини-зоне с законом дисперсии (3) с $m_{1,2} > 0$ области отрицательной эффективной массы вообще отсутствуют, имеются лишь точки брэгговского отражения на границах мини-зоны $k_3 = \pm \pi/d$. Нас особенно будет интересовать закон дисперсии (3) с $m_1 \gg m_2 > 0$, т.е. мини-зоны, в которых эффективная масса электрона уменьшается с ростом его энергии. Подобный закон дисперсии реализуется в дырочных квантовых слоях [5].

Далее будем исходить из следующей физической модели динамики сверхрешеточного электрона в статическом электрическом поле с учетом его рассеяния на оптических фононах. Пусть ширина мини-зоны СР Δ приблизительно равна энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$, а время его испускания электроном τ_0 меньше всех других времен релаксации, в частности $\tau_0 \ll \tau$. Предположим сначала, что рассеяние электрона в так называемой пассивной области квазиимпульсного пространства (область энергий $\varepsilon(k) < \hbar\omega_0$) отсутствует ($\Omega_C \tau \rightarrow \infty$) и $\hbar\omega_0 = \Delta$. В этом случае электрон, имеющий поперечную энергию $\varepsilon_\perp(k_\perp) < \hbar\omega_0$, движется в

квазиимпульсном пространстве с постоянной скоростью до энергии $\varepsilon(k) = \hbar\omega_0$ и соответствующего продольного квазиволнового вектора $k_3^{(0)}(k_\perp) \leq \pi/d$. Далее возможны два варианта: 1) электрон переходит в так называемую активную область квазиимпульсного пространства ($\varepsilon(k) > \hbar\omega_0$, $k_3^{(0)}(k_\perp) < |k_3| \leq \pi/d$), достигает границы мини-зоны ($k_3 = \pi/d$), зеркально отражается от нее (т.е. перескакивает в точку $k_3 = -\pi/d$) и, продолжая двигаться против поля, возвращается в пассивную область, не успев испустить оптический фонон; 2) двигаясь в активной области, электрон с вероятностью $\alpha(k_\perp, E_C)$ испускает оптический фонон и переходит в область энергий $\varepsilon(k) \approx 0$. При этом в силу закона сохранения энергии его поперечный импульс уменьшается (он может сохраниться лишь в случае, когда испускание фонона происходит точно на границе мини-зоны $k_3 = \pi/d$). Затем все повторяется. Очевидно, что в результате этих процессов поперечные импульсы электронов $k_\perp \rightarrow 0$ и устанавливается стационарное иглообразное их распределение, описываемое суперпозицией двух функций Барарфа [6],

$$f_C(k) = 8\pi^2 n d \delta^2(k_\perp) \times \frac{\alpha(0, E_C)\theta(k_3 - \pi/d) + [1 - \alpha(0, E_C)]\theta(\pi/d - k_3)}{2 - \alpha(0, E_C)}, \quad (4)$$

где $\theta(x)$ — тета-функция, $\alpha(0, E_C)$ — эффективная вероятность испускания оптического фонона электроном, имеющим поперечный квазиволновой вектор $k_\perp \approx 0$, n — концентрация электронов. Длительность установления этого распределения растет при уменьшении вероятности рассеяния $\alpha(k_\perp, E_C)$.

Образование сильно вытянутого вдоль электрического поля анизотропного распределения свободных носителей заряда в полупроводниках получило название „стриминг“ [7]. При $\alpha(0, E_C) = 1$ (абсолютно жесткая фононная „крыша“) выражение (4) переходит в обычную иглообразную функцию Барарфа [6], описывающую распределение горячих электронов в однородных полупроводниках при идеальном стриминге ($\tau_0 = 0$, $\tau \rightarrow \infty$). Очевидно, что в этом случае БО не возникают, поэтому сверхрешеточные эффекты отсутствуют (кроме, быть может, проявления специфического закона дисперсии электронов, в частности, областей отрицательных эффективных масс). При $\tau_0 \neq 0$ распределение электронов в однородных полупроводниках из-за проникновения их в активную область расширяется как в продольном, так и в поперечном относительно электрического поля направлении [8].

Стриминг в СР имеет свои принципиальные особенности.

1) Глубина проникновения электрона в активную область в основном определяется потолком мини-зоны, а не вероятностью испускания оптического фонона. Поэтому стриминг в СР уже, чем в соответствующих объемных материалах.

2) Если вероятность испускания оптического фонона $\alpha(0, E_C) < 1$, то в СР возникает двусторонний стриминг (функция распределения имеет иглообразный вид, но отлична от нуля не только при положительных, но и при отрицательных значениях квазиимпульса электрона).

3) Зависимость скорости электрона от квазиимпульса нелинейна, что существенно сказывается на характере проводимости СР.

При одностороннем стриминге ($\alpha(0, E_C) = 1$) электрон совершает периодическое движение с частотой $2\Omega_C$ и поступательное движение в координатном пространстве со скоростью $\langle V \rangle = (d/\pi\hbar) \int_0^{\pi/d} \frac{\partial \varepsilon(k_3)}{\partial k_3} dk_3$. При двустороннем стриминге ($\alpha(0, E_C) < 1$) движение электрона характеризуется уже двумя частотами — Ω_C и $2\Omega_C$ — и средней скоростью поступательного движения, в $\alpha(0, E_C)$ раз меньшей, чем при одностороннем стриминге.

Важной является ситуация с $\hbar\omega_0 \gtrsim \Delta$. В этом случае электроны, рассеянные в цилиндрическую область квазиимпульсного пространства с радиусом $\delta_k \approx \sqrt{2m(\hbar\omega_0 - \Delta)}$, оказываются захваченными, т.е. живут там бесконечно долго, не рассеиваясь на оптических фононах, и, следовательно, накапливаются со временем после включения электрического поля. Однако с ростом электрического поля становится возможным испускание оптического фонона (из-за подбарьерного проникновения) и электронами с меньшими величинами $\hbar k_{\perp}$, поэтому область захваченных электронов несколько сужается (до определенного размера) и размывается (однако значительно в меньшей степени, чем в однородных полупроводниках). В этой области электроны перемешиваются, но не покидают ее при испускании оптических фононов.

Обсудим теперь роль квазиупругого рассеяния электронов в пассивной области. Учет этого рассеяния в общем случае можно провести лишь численным путем (например, методом Монте-Карло). Ставя своей целью выявление лишь качественных закономерностей в формировании высокочастотной проводимости СР, сделаем ряд упрощений, позволяющих получить аналитическое решение задачи.

1) Будем считать фононную „крышу“ жесткой, т.е. глубину проникновения в активную область электрона с $k_{\perp} > \delta_k$ бесконечно малой. (При этом вероятность $\alpha(0, E_C)$ может быть существенно меньше единицы.) Поэтому „захваченный“ электрон, квазиупруго рассеиваясь с выходом из „ловушки“, ускоряется электрическим полем, доходит до границы активной области и, испустив оптический фонон, быстро возвращается в состояние с энергией $\varepsilon(k) \approx 0$. Эти процессы с учетом сохранения числа частиц приближенно можно описать интегралом столкновений

$$\frac{f(k, t) - (2\pi)^3 n(t) \delta^3(k)}{\tau_C}, \quad (5)$$

где $f(k, t)$ и $n(t)$ — функция распределения и концентрация „захваченных“ электронов соответственно, τ_C —

время жизни „захваченного“ электрона в „ловушке“. Время τ_C близко к введенному ранее времени релаксации скорости электрона (без учета рассеяния на оптических фононах) τ . Будем считать эти времена равными и использовать для них общее обозначение τ . Из-за относительной малости фазового объема вероятность рассеяния электронов без выхода из „захваченной“ области мала и приближенно может быть учтена в рамках того же интеграла столкновений (5) путем относительно небольшого уменьшения времени τ .

2) Поскольку по предположению столкновения в пассивной области редкие ($\Omega_C \tau > 1$), „незахваченных“ электронов мало (в $\Omega_C \tau$ раз меньше, чем „захваченных“). „Незахваченные“ электроны вносят небольшой нерезонансный вклад в высокочастотный ток. Для простоты ими можно пренебречь и поэтому в (5) положить $n(t) = n = \text{const}$.

3) Ввиду малой ширины цилиндрической области „захваченных“ электронов будем считать, что они испускают оптические фононы, находясь точно на границе мини-зоны (в точке $k_3 = \pi/d$) с единой эффективной вероятностью α , не зависящей от k_{\perp} . Для простоты анализа результатов эту вероятность будем считать не зависящей и от электрического поля.

При сделанных предположениях проинтегрированная по k_{\perp} функция распределения электронов $f(k_3, t)$ определяется одномерным уравнением Больцмана в интервале $-\pi/d < k_3 < \pi/d$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(k_3, t)}{\partial t} + \frac{eE(t)}{\hbar} \frac{\partial f(k_3, t)}{\partial k_3} \\ = - \frac{f(k_3, t) - 2\pi n \delta(k_3)}{\tau} + \alpha \frac{eE(t)}{\hbar} f(\pi/d, t) \delta(k_3) \end{aligned} \quad (6)$$

с граничным условием

$$f(-\pi/d, t) = (1 - \alpha)f(\pi/d, t). \quad (7)$$

Дельтаобразные слагаемые в (6) играют роль точечных источников электронов и описывают их рассеяние с участием оптических фононов. При раздельном решении этого (уже однородного) уравнения в областях $(-\pi/d, 0)$ и $(0, \pi/d)$ указанные слагаемые удобно заметить условием сохранения числа частиц

$$\int_{-\pi/d}^{\pi/d} f(k_3, t) \frac{dk_3}{2\pi} = n \quad (8)$$

или соответствующим граничным условием в точке $k_3 = 0$, которое получается при интегрировании уравнения (6) вблизи $k_3 = 0$.

Уравнение (6) соответствует широко используемой модели Друде, согласно которой считается, что после любого столкновения (в пассивной области) электрон переходит в состояние с нулевой энергией со временем релаксации τ . При использовании этой модели введенные нами предположения уже не нужны. Поэтому будем

использовать уравнение (6) и при $\Omega_C \tau < 1$ и включать в функцию распределения $f(k_3, t)$ все частицы, а не только „захваченные“. При этом мы отдаем себе отчет в том, что используемое нами приближение довольно грубое и претендует лишь на качественное описание результатов.

В рамках описанной модели найдем функции распределения электронов и проводимости СР в поле

$$E(t) = E_C + E_1 \cos(\omega t), \quad (9)$$

где величина статического поля произвольна, а амплитуда гармонического поля $E_1 \ll \hbar|\omega + i\tau^{-1}|/ed$, т.е. рассмотрим линейное по E_1 приближение. Для упрощения записи временно снабдим функции распределения и проводимости дополнительным аргументом — обратным временем релаксации τ^{-1} . В этих обозначениях решение уравнения (6) с условиями (7), (8) имеет вид

$$f(k_3, t, \tau^{-1}) = f_C(k_3, \tau^{-1}) + f_1(k_3, t, \tau^{-1}), \quad (10)$$

где

$$f_C(k_3, \tau^{-1}) = \frac{2\pi nd}{\Omega_C \tau} \frac{\exp\left(-\frac{k_3 d}{\Omega_C \tau}\right)}{\left(1 - \exp\left(-\frac{\pi}{\Omega_C \tau}\right)\right) \left[1 + (1 - \alpha) \exp\left(-\frac{\pi}{\Omega_C \tau}\right)\right]} \times \begin{cases} 1, & 0 < k_3 < \pi/d, \\ (1 - \alpha) \exp\left(-\frac{2\pi}{\Omega_C \tau}\right), & -\pi/d < k_3 < 0, \end{cases} \quad (11)$$

$f_C(k_3, \tau^{-1})$ — функция распределения электронов в статическом поле, а

$$f_1(k_3, t, \tau^{-1}) = f_1(k_3, \tau^{-1}) \exp(-i\omega t),$$

$$f_1(k_3, \tau^{-1}) = (i/\omega\tau)(E_1/E_C) \times [f_C(k_3, \tau^{-1}) - f_C(k_3, \tau^{-1} - i\omega)] \quad (12)$$

— ее изменение, вызванное слабым гармоническим полем. Следовательно, и динамическая дифференциальная проводимость $\sigma(\omega, \tau^{-1})$ связана (в рассматриваемом нами приближении) с полной статической проводимостью $\sigma_C(\tau^{-1})$ соотношением

$$\sigma(\omega, \tau^{-1}) = (i/\omega\tau)[\sigma_C(\tau^{-1}) - \sigma_C(\tau^{-1} - i\omega)]. \quad (13)$$

Введенные здесь проводимости определяются обычными соотношениями между током $j(t)$ и полем $E(t)$

$$j(t) = \frac{e}{\hbar} \int_{-\pi/d}^{\pi/d} \frac{\partial \varepsilon(k_3)}{\partial k_3} f(k_3, t) \frac{dk_3}{2\pi} = j_C + j_1(\omega) \exp(-i\omega t),$$

$$j_C = \sigma_C E_C, \quad j_1(\omega) = \sigma(\omega) E(\omega). \quad (14)$$

Отметим, что найденные нами функции распределения (11) и (12) не зависят от закона дисперсии мини-зоны, что существенно облегчает выявление интересующей нас роли последнего в возникновении ОДП СР. Этим обстоятельством вполне оправдывается грубость используемого нами приближения. Вместе с тем можно показать, что соотношения (12), (13) справедливы и при менее жестких предположениях.

Приведем результаты численных расчетов ВАХ и динамической проводимости СР с законами дисперсии (2), (3), полученные из формул (11)–(14).

На рис. 1, 2 приведены ВАХ СР с синусоидальным и „сверхпараболическим“ законами дисперсии мини-зоны при различной вероятности испускания электроном оптического фонона на ее границе (α) (более подробные результаты приведены в [3]). Из рисунков видно, что для возникновения статической ОДП наличие областей отрицательной эффективной массы электрона в мини-

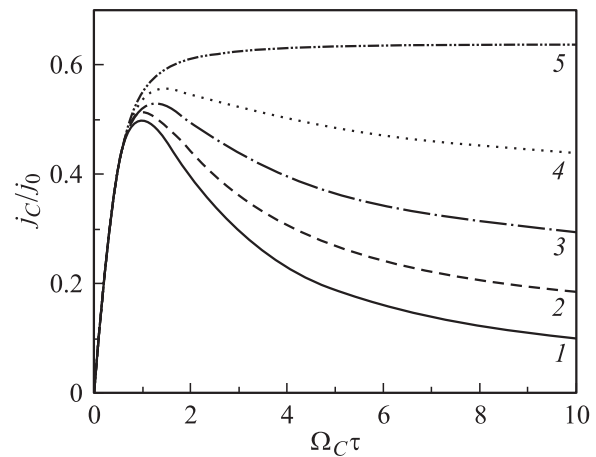


Рис. 1. ВАХ СР с синусоидальным законом дисперсии мини-зоны при различных значениях вероятности испускания оптического фонона на ее границе (α). α : 1 — 0, 2 — 0.25, 3 — 0.5, 4 — 0.75, 5 — 1.

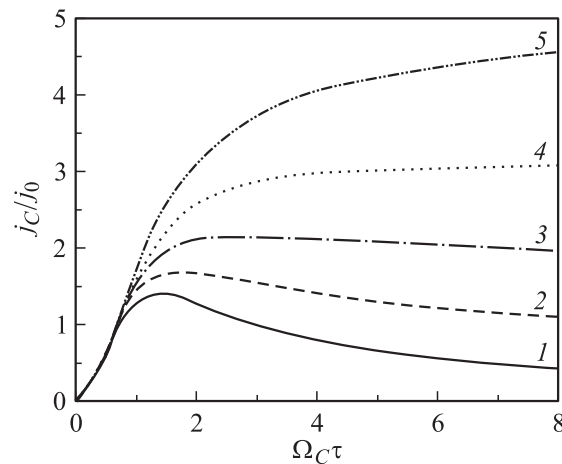


Рис. 2. ВАХ СР со „сверхпараболическим“ законом дисперсии мини-зоны. $\eta \equiv m_1/m_2 = 10$, $\beta \equiv k_i d/\pi = 0.5$. Обозначение кривых то же, что и на рис. 1.

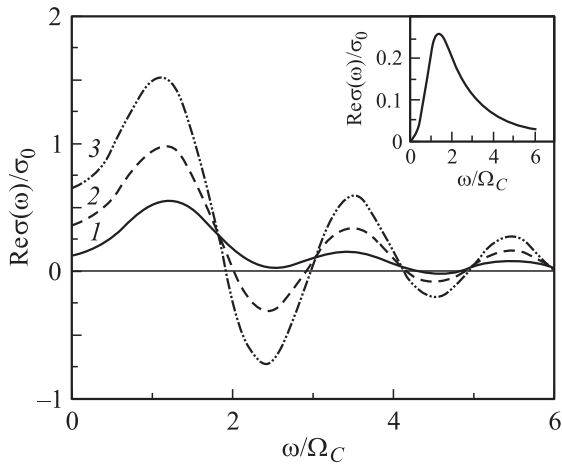


Рис. 3. Динамические проводимости СР с синусоидальной (на вставке) и „сверхпараболической“ с $\beta = 0.5$ и $\eta = 1$ (1), 5 (2), 10 (3) мини-зонами при $\alpha = 0$ в поле с $\Omega_C \tau = 1$.

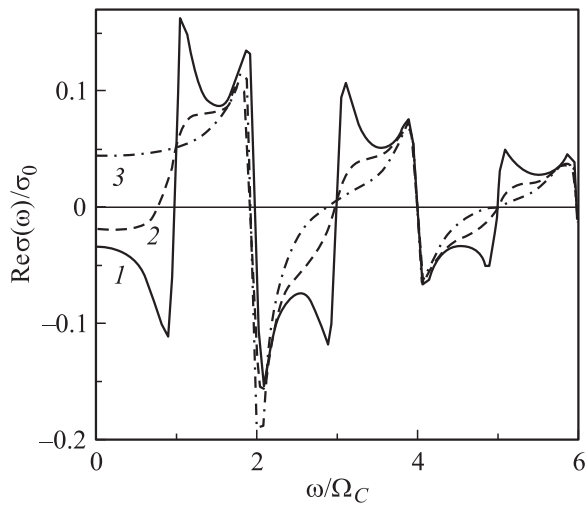


Рис. 4. Динамические проводимости СР со „сверхпараболическим“ законом дисперсии при $\alpha = 0$ (1), 0.5 (2), 1 (3) и $\Omega_C \tau = 10$. $\beta = 0.5$, $\eta = 10$.

зоне не является обязательным. Статическая ОДП существует даже в СР с „параболическим“ и „сверхпараболическим“ законами дисперсии мини-зон, в которых эффективная масса электрона всюду положительна, и в этих случаях полностью определяется брэгговскими отражениями электронов (брэгговские отражения — более сильный механизм, так как они сопровождаются изменением направления скорости электрона, а изменение знака эффективной массы — лишь изменением ее величины). При подавлении брэгговских отражений электрона оптическими фонами статическая ОДП в СР может полностью исчезнуть. Она сохраняется лишь при наличии в мини-зоне Бриллюэна СР значительной области (обычно более половины ее объема) отрицательной эффективной массы электрона [3]. Уменьшение эффективной массы электрона с ростом его энергии

приводит желаемому сдвигу статической ОДП в сторону больших статических полей. Например, при отсутствии рассеяния на оптических фонах ($\alpha = 0$) ОДП начинает проявляться в СР с синусоидальной мини-зоной при $\Omega_C \tau = 1$, в СР с параболической мини-зоной при $\Omega_C \tau \approx 1.17$, а в СР с законом дисперсии (3) с $\beta = 0.5$ и $\eta = 10$ — при $\Omega_C \tau \approx 1.4$. При большой вероятности рассеяния электронов на оптических фонах этот сдвиг значительно больше приведенных значений.

На рис. 3–5 представлены динамические проводимости СР с теми же законами дисперсии электрона. Из рисунков видно, что ангармонизм БО (обусловленный несинусоидальностью закона дисперсии электрона) приводит к возникновению высокочастотной ОДП на гармониках блоховской частоты даже в тех полях, в которых статическая дифференциальная проводимость СР положительна. При $\alpha = 0$ (рис. 3) необходимым условием этого является выполнение неравенства $\omega \sim n\Omega_C > \tau^{-1}$ ($n = 2, 3, \dots$), означающего малое размытие n -й гармоники БО, основная же гармоника может быть размыта сильно, т.е. $\Omega_C \tau < 1$. Возрастание η приводит к росту динамической ОДП. В СР с синусоидальным законом

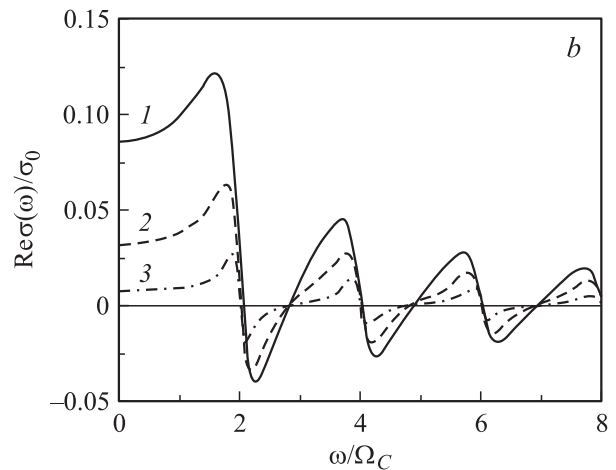
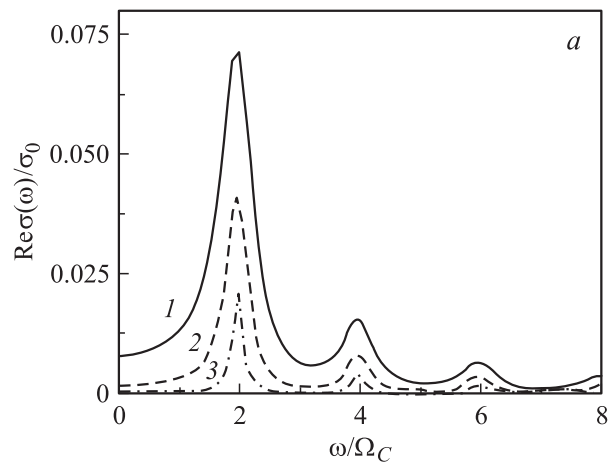


Рис. 5. Динамические проводимости СР при одностороннем стриминге ($\alpha = 1$) в поле с $\Omega_C \tau = 3$ (1), 5 (2), 10 (3). *a* — синусоидальная мини-зона, *b* — параболическая мини-зона.

дисперсии гармоники БО отсутствуют, поэтому отсутствует и динамическая ОДП в таких полях.

В СР с шириной мини-зоны порядка энергии оптического фонона и большой вероятностью его испускания ($\alpha \approx 1$) на пролетной частоте (в рассматриваемом нами случае она вдвое больше блоховской) и ее гармониках (т.е. на четных гармониках БО) возникает динамическая ОДП, обусловленная односторонним стримингом и автомодуляцией распределения электронов в квазиимпульсном пространстве. Статическая ОДП в этом случае может отсутствовать во всей области статических полей. Этот механизм динамической ОДП непосредственно не связан с БО электрона и существует даже при их отсутствии. Существование в объемных полупроводниках подобной динамической ОДП, обусловленной стримингом и автомодуляцией в распределении электронов, предсказано в [8] и экспериментально обнаружено в [9]. При двустороннем стриминге динамическая ОДП может существовать как на четных, так и на нечетных гармониках БО. Возрастание вероятности испускания оптического фонона α приводит (рис. 4) к уменьшению ОДП на нечетных гармониках БО и ее росту на четных. Это связано с исчезновением БО при $\alpha \rightarrow 1$. Важно также отметить, что резонансные значения ОДП возникают левее нечетных и правее четных гармоник БО. Такое поведение обусловлено инверсией парциальных распределений электронов (распределений по Фурье-гармоникам закона дисперсии) в СР с несинусоидальными мини-зонами. Показательно (рис. 5), что в СР с синусоидальной мини-зоной оптические фононы уничтожают не только статическую, но и динамическую ОДП во всей области частот. Можно показать в общем случае, что наличие областей отрицательной эффективной массы электрона в мини-зоне негативно сказывается на возникновении высокочастотной ОДП, обусловленной односторонним стримингом и автомодуляцией электронов в квазиимпульсном пространстве. Из рис. 1–4 следует также, что с ростом α и η происходит сдвиг статической ОДП в сторону больших статических полей, а динамическая ОДП сдвигается в сторону слабых полей (становится конечной уже при $\Omega_C \tau = 1$) и растет по абсолютной величине.

Таким образом, СР с несинусоидальным законом дисперсии мини-зоны могут быть использованы для генерации и усиления терагерцевых полей на гармониках блоховской частоты в режиме подавления низкочастотной доменной неустойчивости. Перспективными для этой цели являются системы, в которых эффективная масса электрона уменьшается с ростом энергии. Такие законы дисперсии могут быть реализованы и в СР, и в двумерных дырочных слоях. В качестве одного из перспективных вариантов можно рассматривать также СР, имеющую две близко расположенные мини-зоны, верхняя из которых значительно шире нижней, а испускание оптического фонона происходит на потолке верхней мини-зоны.

Список литературы

- [1] L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
- [2] H. Kroemer. Phys. Rev. **109**, 1856 (1958).
- [3] Ю.А. Романов. ФТТ **45**, 3, 529 (2003).
- [4] Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. ФТП **19**, 1877 (1985); Изв. вузов. Радиофизика **32**, 282 (1989).
- [5] Y.C. Chang, R.B. James. Phys. Rev. B **39**, 12 672 (1989).
- [6] G.A. Baraff. Phys. Rev. **133**, 26 (1964).
- [7] W.E. Pinson, A. Bray. Phys. Rev. **136**, 11 449 (1964).
- [8] А.А. Андронов, В.А. Козлов. Письма в ЖЭТФ **17**, 124 (1973).
- [9] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Н. Тулупенко, Д.А. Фирсов. Письма в ЖЭТФ **73**, 263 (2001).