

Разрушение и стабилизация электромагнитной прозрачности полупроводниковой сверхрешетки

© Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова

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

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

Исследованы три типа прозрачности полупроводниковой сверхрешетки: самоиндуцированная, индуцированная и селективная. Выявлены условия их существования и причины разрушения. Показано, что состояние самоиндуцированной прозрачности, неустойчивое в гармоническом поле, может быть устойчивым в бигармоническом поле.

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

Полупроводниковые сверхрешетки (СР) даже в относительно слабых электрических полях (10^2-10^4 V/cm) становятся сильно нелинейными и неустойчивыми средами [1–4]. К ярким проявлениям нелинейности высокочастотной проводимости можно отнести эффекты электромагнитной прозрачности:¹ самоиндуцированной (СИП) [2,3], индуцированной (ИП) [4] и селективной (СП) [1]. СП и СИП были предсказаны еще в 70-х годах и экспериментально наблюдались в [5]. Механизмы их возникновения исследованы в [6,7].

Как известно, электроны в СР под воздействием высокочастотного поля совершают блоховские колебания (БК). В отличие от блоховских осцилляций электрона в постоянном электрическом поле БК в общем случае нелинейны и неперiodичны [6]. Под воздействием гармонического поля $E_1 \cos(\omega_1 t)$ в СР возникает динамическая локализация электрона (ДЛ) [8], т.е. обращается в нуль постоянная составляющая его скорости при дискретных значениях безразмерной амплитуды поля $g_1 = eE_1 d / \hbar \omega_1$, определяемых нулями функции Бесселя нулевого порядка ($J_0(g_1) = 0$). В терминах квазиэнергий это соответствует коллапсу квазиэнергетических мини-зон электрона [9]. В простейшем случае (приближение постоянного времени релаксации τ) в этих же полях возникает и СИП [2,3]. ДЛ сопровождается резонансной раскачкой электронов гармоническим полем и поэтому максимальным его поглощением [6]. Отбираемую у поля энергию электроны могут передать не только решетке, но и другим полям, усиливая их. Это может разрушить и ДЛ, и СИП. Действительно, в [7] показано, что СИП неустойчива как к статическим, так и к гармоническим возмущениям и может наблюдаться только в СР с низкой концентрацией электронов (параметром малости является величина $(\omega_0/\omega_1)^2$, где ω_0 — плазменная частота, описывающая линейные колебания плазмы СР) и только в переходных процессах или при импульсном воздействии на СР.

¹ Заметим, что в отличие от оптики под электромагнитной прозрачностью СР понимается исчезновение реактивной составляющей тока [2,3], а не насыщение диссипативной составляющей.

В настоящей работе мы исследовали механизмы разрушения и стабилизации электродинамической прозрачности СР в гармоническом и бигармоническом поле, т.е. в поле вида

$$E(t) = E_C + E_1 \cos(\omega_1 t + \delta_1) + E_2 \cos(\omega_2 t + \delta_2). \quad (1)$$

1. Основные соотношения

Как обычно, будем исходить из синусоидального закона дисперсии электрона

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\Delta}{2} (1 - \cos(k_3 d)) + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*} \quad (2)$$

и кинетического уравнения Больцмана в τ -приближении

$$\frac{\partial f(\mathbf{k}, t)}{\partial t} + \frac{eE(t)}{\hbar} \frac{\partial f(\mathbf{k}, t)}{\partial k_3} = -\frac{f(\mathbf{k}, t) - f_0(\mathbf{k})}{\tau},$$

$$f(\mathbf{k}, 0) = f_0(\mathbf{k}), \quad (3)$$

где $\hbar k_3$ и $\hbar k_{\perp}$ — продольная и поперечная относительно оси СР компоненты импульса электрона $\hbar \mathbf{k}$, m^* — его поперечная эффективная масса, $f(\mathbf{k}, t)$ и $f_0(\mathbf{k})$ — возмущенная полем и равновесная функции распределения электронов соответственно. Электрическое поле E будем считать однородным и направленным вдоль оси СР.

Используя периодичность в \mathbf{k} -пространстве, функцию распределения электронов представим в виде ряда Фурье

$$f(\mathbf{k}, t) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} F_{\nu}(k_{\perp}) \exp(i\nu k_3 d) \Phi_{\nu}(t), \quad \Phi_{\nu} = \Phi_{-\nu}^*, \quad (4)$$

где

$$F_{\nu}(k_{\perp}) = \frac{d}{2\pi} \int_{-\pi/d}^{\pi/d} f_0(k) \exp(-i\nu k_3 d) dk_3, \quad F_{\nu} = F_{-\nu}^*. \quad (5)$$

Согласно (3)–(5), многокомпонентная функция Φ_v удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\tau \frac{d\Phi_v(t)}{dt} + [1 + iv\tau\Omega(t)]\Phi_v(t) = 1, \quad \Omega(t) = \frac{eE(t)}{\hbar} \quad (6)$$

с начальными условиями $\Phi_v(0) = 1$. Плотность электрического тока связана с $\Phi_1(t)$ соотношением $j(t) = -j_0 \text{Im}(\Phi_1(t))$, $j_0 = \frac{e\hbar d}{2} (\Delta/2 - \langle \epsilon_3 \rangle_0)$, где $\langle \epsilon_0 \rangle_0$ — среднее равновесное значение продольной энергии электрона, d — период СР, n — равновесная концентрация электронов в ней. Для произвольной временной зависимости поля $E(t)$ и любого закона дисперсии электрона удобно выделить БК, представив $\Phi_v(t)$ в виде

$$\Phi_v(t) = a_v(t)\psi_v(t), \quad (7)$$

$\psi_v(t) = [\psi_1(t)]^v = \exp\left(-iv \int_0^t \Omega(t_1) dt_1\right)$ — собственная функция БК, являющаяся решением кинетического уравнения (6) без интеграла столкновений и описывающая динамическую (т.е. бесстолкновительную) модуляцию полем функции распределения электронов. Диссипативная функция $a_v(t)$, описывающая изменение функции распределения электронов в результате столкновений, удовлетворяет уравнению

$$\dot{a}_v(t) + \tau^{-1}a_v(t) = \tau^{-1}\psi_v^*(t). \quad (8)$$

Если БК высокочастотные, т.е. содержат только частоты $\omega = 0$ и $\omega \gg \tau^{-1}$, то они слабо разрушаются при столкновениях. Усредняя (8) по интервалу времени $\omega^{-1} \ll \Delta t \ll \tau$, получим в этом случае

$$a_v(t) = \Phi_v(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] \overline{\psi_v^*(t)} + O\left(\frac{1}{\omega\tau}\right), \quad (9)$$

черта сверху означает усреднение по времени.

2. СР в бигармоническом поле

Для выявления особенностей взаимодействия полей в СР рассмотрим ее поведение в бигармоническом поле (1) с $E_C = 0$, $\omega_1\tau \gg 1$, $g_2 \ll 1$, g_1 и ω_2 — произвольные величины (здесь $g_{1,2} = \Omega_{1,2}/\omega_{1,2}$, $\Omega_{1,2} = eE_{1,2}d/\hbar$). Спектр скорости $V(k_0, t_0, t)$ БК в таком поле состоит из трех наборов: основного спектра [7], содержащего частоту ω_1 и ее гармоники,

$$\begin{aligned} V(k_0, t_0, t) &= V_m \sin[k_0d + g(\sin(\omega t) - \sin(\omega t_0))] \\ &= V_m [c_S(k_0t_0)\psi_S(t) + c_a(k_0, t_0)\psi_a(t)] \end{aligned} \quad (10)$$

(где k_0 — волновой вектор электрона в момент времени t_0 ,

$$\psi_S(t) = \cos(g \sin(\omega t)) = J_0(g) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(g) \cos(2n\omega t),$$

$$\psi_a(t) = \sin(g \sin(\omega t)) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(g) \sin((2n-1)\omega t),$$

$$c_S(k_0, t_0) = \sin[k_0d - g \sin(\omega t_0)],$$

$$c_a(k_0, t_0) = \cos[k_0d - g \sin(\omega t_0)], \quad V_m = \Delta d/2\hbar$$
 —

максимальная продольная скорость электрона в СР) и спектров, сдвинутых на $\pm\omega_2$:

$$\begin{aligned} \Delta V(k_0, t_0, t) &= V_m \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(g_1) \cos[k_0d - g_1 \sin(\omega_1 t + \delta_1) \\ &\quad + n(\omega_1 t + \delta_1)] g_2 \sin(\omega_2 t + \delta_2). \end{aligned} \quad (11)$$

При $\omega_2 \neq n\omega_1$ (n — целое число) БК неперiodичны, а ДЛ ($\bar{V}(k_0, t_0) = 0$) возникает при тех же полях, что и в чисто гармоническом поле ($J_0(g_1) = 0$), но лишь при времени усреднения $t \rightarrow \infty$.

Линейный по полю E_2 стационарный ток на комбинационных частотах, согласно (7) и (8), в этом случае равен

$$\begin{aligned} \Delta j(t) &= \frac{1}{2} j_0 g_2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (1 + (-1)^{n+n_0}) \\ &\quad \times \left\{ \left[J_0(g_1) J_{n-n_0}(g_1) \frac{J_{n_0}(g_1) J_n(g_1)}{1 + (\gamma\tau)^2} \right] \right. \\ &\quad \times \sin[n\omega_1 + \gamma)t + \delta_n] + \frac{J_{n_0}(g_1) J_n(g_1)}{1 + (\gamma\tau)^2} \gamma\tau \\ &\quad \times \left[\cos((n\omega_1 + \gamma)t + \delta) - \frac{E_2}{E_1} \delta_{n_0} (1 - \delta_{n_0}) \right. \\ &\quad \times \cos(\omega_1 t + \delta_1) \left. \right\} - \frac{j_0 g_2}{\omega_1 \tau} (1 + (-1)^{n_0}) \\ &\quad \times \left[\frac{A_{n_0}(g_1)}{n_0} (1 - \delta_{n_0}) + \frac{\omega_2}{\omega_1} B(g_1) \delta_{n_0} \right] \\ &\quad \times \cos(\gamma t + \delta_0) + O\left(\frac{1}{\omega_1 \tau}\right), \end{aligned} \quad (12)$$

где $\gamma = \omega_2 - n_0\omega_1$, $|\gamma| < \omega_1$, $\gamma\tau$ — любое, $n_0 = 1, 2, \dots$ — номер ближайшей к ω_2 гармоники сильного поля, $\delta_n = (n - n_0)\delta_1 + \delta_2$, δ_{v0} — символ Кронекера, $B(g) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-2} J_n^2(g)$,

$$\begin{aligned} A_v(x) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^{-1} J_n(x) J_{n+v}(x) = \frac{2}{x} [\delta_{v0} - J_0(x) J_{v-1}(x)] \\ &\quad + \frac{2v-1}{x} A_{v-1}(x) - A_{v-2}(x), \end{aligned}$$

$A_0 = 0$, $A_1(x) = x^{-1} [1 - J_0^2(x)]$, $v = 1, 2, \dots$. Из слагаемых порядка $(\omega_1\tau)^{-1}$ оставлено лишь низкочастотное слагаемое, являющееся основным (из низкочастотных) в областях $J_0(g_1) \cong 0$ и $J_{n_0}(g_1) \cong 0$. Оставлено также одно квадратичное по E_2 слагаемое, необходимое для правильного понимания механизма резонансного

взаимодействия полей. Эти слагаемые, а также члены, содержащие в амплитудах параметр γ , следует учитывать лишь при $|\gamma| \ll \omega_1$. В противном случае их следует опустить, а в оставшейся сумме для удобства положить $n_0 = 0$.

Из сравнительного анализа (11) и (12) получаем следующие особенности проявления БК в макроскопическом токе.

1) Как и в случае статического поля [6], сдвиг спектра БК на $\pm\omega_2$ можно рассматривать как амплитудную модуляцию с частотой ω_2 или γ основного спектра (10). Однако теперь эта модуляция не содержит случайной фазы, поэтому не разрушается при столкновениях, и в спектре тока присутствуют все три набора частот БК. (В случае статического и гармонического полей спектры стационарного тока и БК разные [6]).

2) Если $\gamma\tau \gg 1$, то все гармоники БК высокочастотные, а усредненная по высокочастотным осцилляциям собственная функция БК $\bar{\psi}_v(t) \cong J_0(vg) = \text{const}$. Поэтому (см. (7), (9)), как и в случае одного гармонического поля, макроскопический ток отличается от БК (10) и (11) лишь на модулирующий множитель. При $J_0(g_1) = 0$ через время $\sim \tau$ СР становится прозрачной как для поля E_1 (СИП), так и для E_2 (ИП). СР возникает сразу после включения поля и определяется условием отсутствия соответствующих гармоник в БК (10) и (11). Поэтому для ДЛ ($J_0(g_1) = 0$) в нестационарном токе при $t < \tau$ отсутствует только частота ω_2 , а гармоники с комбинационными частотами $n\omega_1 \pm \omega_2$ остаются большими. Отметим, что вне приближения $\tau = \text{const}$ значения полей, при которых исчезает весь ток и только гармоника ω_2 , разные. Это важное обстоятельство облегчает отделение ДЛ и коллапса от ИП при экспериментальных исследованиях.

3) При $0 < |\gamma| \ll \omega_1$ спектры БК удобно рассматривать как состоящие из триплетов $n\omega_1, n\omega_1 \pm |\gamma|$ и дуплета с $\omega = 0$ и $\omega = |\gamma|$. Однако в силу симметрии системы (нечетная нелинейность) при четных n_0 стационарный ток содержит только дуплеты и одиночные линии, а при нечетных — только триплеты. Если $|\gamma| \leq \tau^{-1}$, то низкочастотная гармоника БК сильно разрушается при столкновениях, а триплеты размываются. Это приводит к существенным изменениям в стационарном токе амплитуд всех гармоник с комбинационными частотами. В этом случае усредненная собственная функция БК

$$\bar{\psi}_v(t) = J_0(vg_1) - v/2g_2 J_{n_0}(vg_1) \cdot \left[(1 - (-1)^{n_0}) \times \cos(\gamma t + \delta_0) + i(1 + (-1)^{n_0}) \sin(\gamma t + \delta_0) \right]$$

не является константой (кроме частного случая $J_{n_0}(vg_1) = 0$) и отлична от нуля при любых $g_1, n_0 \neq 0$. Поэтому ИП не возникает, а спектры и характер СР тока и БК разные.

4) Кроме отсутствия ИП вблизи резонансов $\omega_2 = n_0\omega_1$ наблюдается рост отрицательной диссипатив-

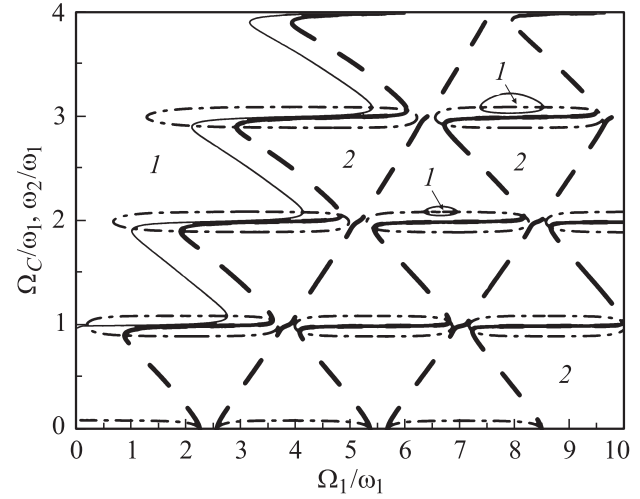


Рис. 1. Области отрицательной проводимости для полей E_1 (области 1) и E_C ($E_2 = 0$) или E_2 ($E_C = 0$) (области 2). $\omega_1\tau = 10$.

ной проводимости СР на частоте слабого сигнала — $\sigma(\omega_2, g_1, \omega_1)$ [4,7]. Эти узкие резонансные области усиления слабого сигнала являются частями достаточно широких областей отрицательной проводимости $\sigma(\omega_2, g_1, \omega_1)$. На рис. 1 приведены области отрицательной статической, а также высокочастотной проводимости на частоте сильного поля ω_1 при $\omega\tau = 10$. Граничные кривые областей 2 (жирные кривые) соответствуют состояниям с нулевым статическим током (сплошные участки — устойчивым состояниям, штриховые и тонкие сплошные участки на оси абсцисс — неустойчивым); граничные кривые областей 1 (тонкие линии) отвечают состояниям с равным нулю переменным током. Штрихпунктирные кривые (овалы) соответствуют нулевой статической дифференциальной проводимости СР (внутри их эта проводимость отрицательна). Большие отрицательные проводимости $\sigma(\omega_2, g_1, \omega_1)$ вблизи резонансных частот ($|n\omega_1 - \omega_2| \lesssim \tau^{-1}$) приводят к эффективному параметрическому усилению связанных стоковых и антистоковых колебаний (колебаний с частотами $\omega_{2,3} \approx n_{1,2}\omega_1 \pm \tau^{-1}$, $n_{1,2} = 1, 2, \dots$), что является одним из основных каналов разрушения состояний СИП.

5) При точном резонансе ($\gamma = 0$) ток на частоте $\omega_2 = n_0\omega_1 \gg \tau^{-1}$ равен

$$j_{\omega_2} = j_0 g_2 \left\{ [J_0^2(g_1) - J_{n_0}^2(g_1)] \sin(\omega_2 t + \delta_2) - [J_0(g_1)J_{2n_0}(g_1) - (-1)^{n_0}J_{n_0}^2(g_1)] \times \sin(\omega_2 t + \delta_2 - 2\delta_0) \right\} + j_0 (1 - (-1)^{n_0}) \times [J_0(g_1)J_{n_0}(g_1) \sin(\omega_2 t + n_0\delta_1) + \frac{1}{\omega_1\tau} A_{n_0}(g_1) \cos(\omega_2 t + n_0\delta_1)], \quad (13)$$

т.е. в нем появляются дополнительные слагаемые, обусловленные параметрическим резонансом $2n_0$ -по-

рядка (второе слагаемое) и генерацией n -й гармоники сильного поля (последнее слагаемое). Поскольку в этом случае проводимость $\sigma(\omega_2, g_1, \omega_1)$ почти чисто мнимая, усиление слабого сигнала в основном определяется параметрическим резонансом. При нечетном значении n_0 реализуется процесс параметрической генерации гармоники сильного поля [10]. Он носит гибридный характер и включает обычную генерацию гармоники и ее последующее непрерывное параметрическое усиление. Благодаря столкновениям эта генерация существует и при $J_0(g_1) = 0$, т.е. в условиях ДЛ. При наличии статического поля, которое возникает, например, в процессе разрушения СИП, параметрическая генерация гармоник существует для всех целых n_0 , а параметрическое усиление — и для полужелтых n_0 . Соответствующие проводимости приведены в [4,7]. Поскольку при точном резонансе $\overline{\psi}_v(t) \approx \text{const}$ (но комплексная!), при сохранении коллапса квазиэнергетических мини-зон (n_0 — четное, $\delta_0 = n\pi$, или n_0 — нечетное, $\delta_0 = (n + 1/2)\pi$) СР остается прозрачной, усиления слабого сигнала не происходит. При произвольных δ_0 ИП в СР отсутствует. Параметрические усиление и генерация гармоник сильного поля являются вторым существенным каналом разрушения СИП в СР.

б) Случай $\omega_1 \gg \omega_2 \leq \tau^{-1}$ ($n_0 = 0$) особый, так как низкочастотная гармоника БК, которая сильно разрушается при столкновениях, совпадает по частоте с частотой поля. Поэтому степень сохранения когерентности БК и столкновительная перемодуляция их спектра пропорциональны одной и той же функции $J_0(g_1)$. При $J_0(g_1) = 0$ оба процесса отсутствуют, и возникает ИП (см. (12) при $n_0 = 0$) (однако вне приближения $\tau = \text{const}$ ИП не возникает и в этом случае).

7) При резонансе $\omega_2 = n_0\omega_1$ в БК (10), (11) возникает дополнительная постоянная составляющая скорости, обусловленная движением электрона внутри квазиэнергетических мини-зон. Для четных n_0 при $t < \tau$ это дает значительный ток детектирования

$$j_C = \frac{ne}{\hbar} \left\langle \frac{\partial \tilde{\epsilon}(k_3)}{\partial k_3} \right\rangle_0 = j_0 J_{n_0}(g_1) g_2 \sin \delta_0. \quad (14)$$

Однако столкновения за время τ разрушают его до малой величины $\sim (\omega_1 \tau)^{-1} A_{n_0}(g_1) \cos \delta_0$ (см. (12)), целиком определяемой переходами между квазиэнергетическими мини-зонами. Аналогично поглощению в гармоническом поле этот ток детектирования в области ($J_0(g_1) = 0$, $\delta_0 = \pm n\pi$) относительно велик, но возникает через время $\sim \tau$, так как ток детектирования в БК (см. (14)) в этом случае отсутствует.

8) При $J_0(g) \approx 0$ в широкой полосе статического поля $0 < \Omega_C \leq \omega_1$ СР обладает абсолютной отрицательной проводимостью (АОП) (области 2 на рис. 1). Этот эффект, предсказанный и описанный в [2–4], экспериментально наблюдался в [11]. АОП является третьей причиной разрушения прозрачности СР. Она проявляется в генерации нарастающих плазменных колебаний [7,12], приводящих к спонтанному возникновению значительной статической ЭДС в СР [3,4,7].

3. О возможности стабилизации состояний прозрачности

Итак, состояние СИП СР в гармоническом поле неустойчиво к генерации как статического, так и дополнительных гармонических полей. Обычно реализуется генерация статического поля, так как соответствующий инкремент быстро увеличивается с ростом его величины [7] (рис. 2). Мы покажем, что состояние прозрачности СР можно стабилизировать вторым гармоническим полем (близкой к первому частоты). Для оценки требуемых амплитуд и частот полей рассмотрим случай $0 < |\gamma| \ll \omega_1$ (см. особенность 3 проявления БК в макроскопическом токе), полагая, что поле E_2 — мало, но конечно ($g_2 < 1$) и $n_0 = 1$. Благодаря параметрическому слиянию и распаду типа $\omega_3 = 2\mu_0\omega_1 \pm \omega_2 = (2\mu_0 + 1)\omega_1 \pm \gamma$ спектр тока в СР будет содержать частоты ω_2 , ω_1 , нечетные гармоники $n\omega_1$ и их сателлиты с четными n . Ток на комбинационных

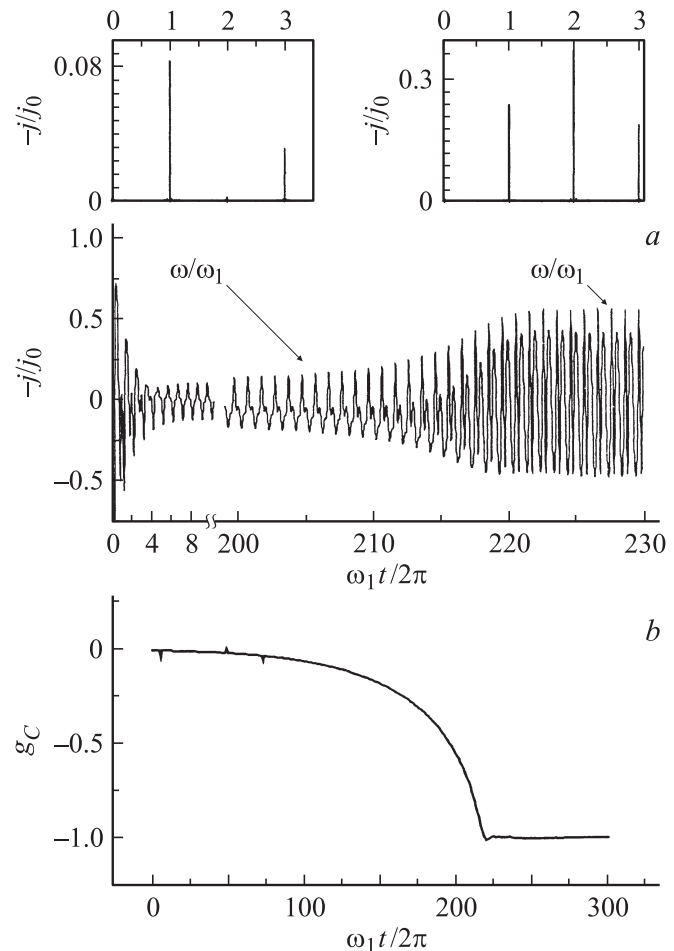


Рис. 2. Установление стационарного статического поля в СР с низкой концентрацией электронов в гармоническом поле. a — временная эволюция и спектры тока (на вставках), b — временная эволюция среднего поля. $\omega\tau = 10$, $(\omega_0/\omega_1)^2 = 0.05$.

частотах описывается выражением

$$\begin{aligned} \Delta j \approx j_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (1 - (-1)^n) J_0(g_2) J_1(g_2) \\ \times \left\{ \left[J_0(g_1) J_{n-1}(g_1) - \frac{J_1(g_1) J_n(g_1)}{1 + (\gamma\tau)^2} \right] \sin((n\omega_1 + \gamma)t - \delta_n) \right. \\ \left. + \left[J_1(g_1) J_n(g_1) \frac{\gamma\tau}{1 + (\gamma\tau)^2} \right] \cos((n\omega_1 + \gamma)t - \delta_n) \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Этот ток исчезает в нулях $J_0(g_2)$ и $J_1(g_2)$. В отличие от (12) в (15) сохранены функции Бесселя от амплитуды „слабого“ поля E_2 , но для простоты оставлена лишь его основная гармоника. Статическая проводимость СР в бигармоническом поле определяется выражением

$$\begin{aligned} \sigma_C(\Omega_C, \Omega_1, \Omega_2, \omega_1) = \sum_{\mu_1, \mu_2=-\infty}^{\infty} J_{\mu_1}(g_1) J_{\mu_2}(g_2) \\ \times \frac{\Omega_C + \mu_1\omega_1 + \mu_2\omega_2}{1 + (\Omega_C + \mu_1\omega_1 + \mu_2\omega_2)^2 \tau^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Формула (16) справедлива для бигармонического поля с произвольными амплитудами, но с несоизмеримыми частотами ($n_1\omega_1 \neq n_2\omega_2$). Проводимость (16) приведена на рис. 3. Как указывалось выше, в чисто гармоническом поле ($E_2 = 0$) в „окнах“ СИП статическая проводимость при малых E_C отрицательна (т.е. возникает АОП). Однако при появлении дополнительного гармонического поля $E_2(t)$ (соответствующей частоты) энергия первого поля передается не только статическому полю, но и тратится на усиление этого второго поля. Величина передаваемой энергии увеличивается с ростом E_2 . В результате, начиная с некоторых амплитуд поля E_2 , проводимость $\sigma_C(\Omega_C, \Omega_1, \Omega_2, \omega_1)$ становится положительной (возможным остается только жесткий режим возбуждения статической ЭДС). На рис. 3 (вставка) изображена область положительных значений $\sigma_C(\Omega_C \rightarrow 0; \dots)$ на плоскости параметров (γ, g_2) . Заметим, что эта область параметров не полностью эквивалентна области устойчивости состояния прозрачности, так как при $\gamma \rightarrow 0$ исчезает и сама СИП (характерными являются частоты ω_2 , соответствующие ступеньке $\omega_2/\omega_1 \approx 1$). На рис. 4 показано, как изменяются области неустойчивости статического поля в СР, приведенные на рис. 1, при дополнительном воздействии на нее второго относительно слабого гармонического поля ($g_2 = 0.3$). Видно, что АОП при $E_C = 0$ исчезает и смещается в область больших статических полей.

Легко показать, что области неустойчивости статического поля в бигармоническом поле с несоизмеримыми частотами являются и областями линейной неустойчивости третьего гармонического поля с частотой ω_3 , не кратной ω_1 и ω_2 (с точностью до замены Ω_C/ω_1 на ω_3/ω_1). Таким образом, области $J_0(g_1) \approx 0$ в бигармоническом поле с определен-

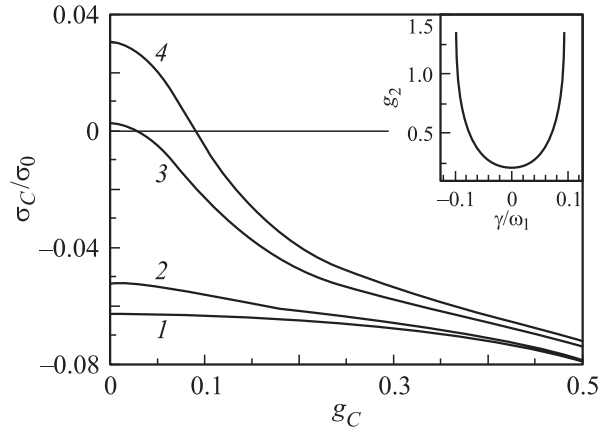


Рис. 3. Статическая проводимость СР в бигармоническом поле вблизи состояния СИП первого поля при $g_2 = 0$ (1), 0.1 (2), 0.25 (3), 0.3 (4). $\gamma = 0.03\omega$. На вставке — область $\sigma_C > 0$ на плоскости параметров слабого поля (γ, g_2) . $g_1 = 2.405$.

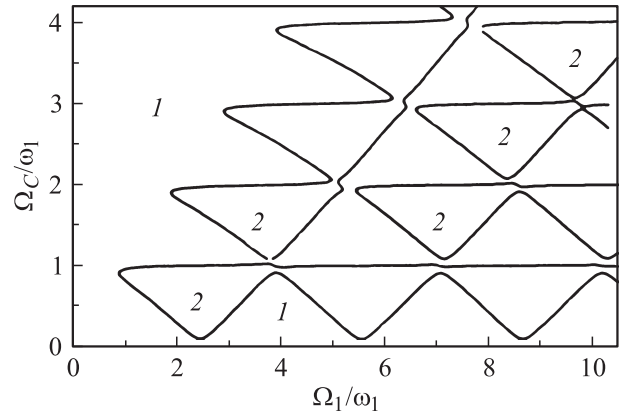


Рис. 4. Области 2 неустойчивости статического поля в присутствии бигармонического. $g_2 = 0.3$, $\gamma = 0.025\omega_1$, $\omega_1\tau = 10$. В областях 1 статическое поле устойчиво.

ными параметрами могут стать устойчивыми к слабым (в рассмотренном примере $g_C < 0.1$) флуктуациям статического поля и низкочастотным возмущениям. В качестве примера на рис. 5 приведены результаты численных расчетов внутреннего напряжения и тока в СР, помещенной в разомкнутую по постоянному току цепь с заданным внешним бигармоническим напряжением $V(t) = V_0 [\sin(\omega_1 t) + 0.1 \sin(\omega_2 t)]$,² при $\omega_2 = 1.05\omega_1$, $\tilde{V}_0 = 2.526$. Как видно из рис. 5, состояние прозрачности СР (установление малых токов на основной гармонике ~ 0.08 , на третьей — ~ 0.04 и еще меньше на комбинационных гармониках $2\omega_1 \pm \gamma$) возникает спустя время $\sim \tau$ и затем не разрушается. В чисто гармоническом поле с теми же параметрами (рис. 2) состояние прозрачности разрушается спустя время ~ 200 перио-

² Описание эквивалентной схемы и соответствующего уравнения в [7]. Эта схема содержит СР с N периодами, внешнюю емкость C_1 и источник напряжения.

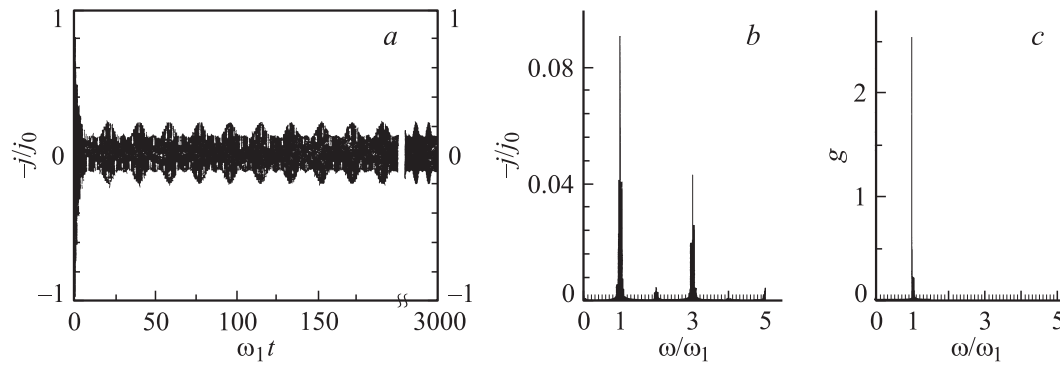


Рис. 5. Устойчивое состояние СИП в бигармоническом поле $\tilde{V}_0 = 2.526$, $\omega_2 = 1.05\omega_1$, $\omega\tau = 10$, $(\omega_0/\omega_1)^2 = 0.05$. *a* — осциллограмма тока, *b* и *c* — спектры тока и напряжения. $\tilde{V}_0 = \frac{eV_0}{Nh\omega_1(1+C_S/C_1)}$, C_S — линейная емкость СР.

дов, после чего возникают значительное статическое поле с $g_C \sim 1$ и токи ~ 0.3 на первой, второй и третьей гармониках. Как показали численные расчеты, аналогичная стабилизация состояния прозрачности СР имеет место и в многочастотном поле, спектр которого лежит в узкой полосе частот вблизи ω_1 ($\Delta\omega \approx \tau^{-1}$).

Таким образом, в настоящей работе получены следующие основные результаты.

1) ИП может возникать в слабодиссипативной СР, помещенной в высокочастотное гармоническое поле ($\omega\tau \gg 1$), только в тех случаях, когда: а) действующие в СР поля высокочастотные ($\omega_{1,2}$, $|n\omega_1 - \omega_2| \gg \tau^{-1}$, $n = \pm 1, 2, \dots$) или б) $\omega_1 \gg \omega_2 \leq \tau^{-1}$.

2) Причинами разрушения состояний прозрачности СР являются: а) рост отрицательной диссипативной проводимости вблизи резонансных частот ($|n\omega_1 - \omega_2| \lesssim \tau^{-1}$), что приводит к эффективному параметрическому усилению связанных стоковых и антистоковых колебаний (колебаний с частотами $\omega_{2,3} \approx \approx n_{1,2}\omega_1 \pm \tau^{-1}$, т.е. близкими, но не равными гармоникам внешнего поля); б) параметрические усиление и генерация гармоник внешнего поля; в) абсолютная отрицательная проводимость, приводящая к спонтанной генерации значительных статических полей.

3) Состояния прозрачности СР в бигармоническом поле с произвольными амплитудами также неустойчивы. В бигармоническом поле с близкими частотами (амплитуда одной из компонент которого сравнительно невелика) СР может находиться в состоянии прозрачности, которое устойчиво к низкочастотным флуктуациям.

Список литературы

- [1] Ю.А. Романов. ФТП **5**, 1434 (1971); Опт. и спектр. **33**, 917 (1972).
- [2] А.А. Игнатов, Ю.А. Романов. ФТТ **17**, 11, 3388 (1975).
- [3] A.A. Ignatov, Y.A. Romanov. Phys. Stat. Sol. **73**, 327 (1976).
- [4] Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. ФТТ **19**, 3, 726 (1977); Ю.А. Романов, В.П. Бовин, Л.К. Орлов. ФТП **12**, 1665 (1978).

- [5] M.C. Wanke, A.G. Markelz, K. Unterrainer, S.J. Allen, R. Bhatt. In: Phys. Semicond / Ed. N. Scheffter and R. Zimmerman. World Sci., Singapore (1996). P. 1791.
- [6] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова. ФТТ **43**, 3, 520 (2001).
- [7] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова. ЖЭТФ **118**, 5, 1193 (2000).
- [8] O.N. Dunlap, V.M. Kenkre. Phys. Rev. B **34**, 3625 (1986); Phys. Lett. A **127**, 438 (1988).
- [9] M. Holthaus. Z. Phys. B **89**, 251 (1992); M. Holthaus, D. Hone. Phys. Rev. B **47**, 6499 (1993).
- [10] Ю.А. Романов. Изв. вузов. Радиофизика **23**, 617 (1980).
- [11] B.J. Keay, S. Zenner, S.J. Allen, K.O. Maranovski, A.C. Gossard, U. Bhattacharya, M.J.W. Rodwell. Phys. Rev. Lett. **75**, 4102 (1995).
- [12] Ю.А. Романов. ФТТ **21**, 3, 877 (1979).