

УДК 621.315.592

## УСИЛЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЯХ С РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫМ СПЕКТРОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Л. К. Орлов

В рамках двухуровневой модели размерно-квантованной полупроводниковой системы точно по амплитуде переменного поля накачки исследованы спектры поглощения и области усиления слабого электромагнитного излучения. Проанализирован характер расщепления резонансных пиков на спектральных кривых в сильных полях при многофотонном резонансе. Показана возможность усиления высокочастотного сигнала ( $\omega_2 \geq \omega_{21}$ ,  $\omega_{21}$  — характерная частота переходов электронов между двумерными подзонами) без создания инверсной заселенности двумерных подзон при воздействии на систему относительно низкочастотной ( $\omega_1 \ll \omega_{21}$ ) накачки. Предсказано существование частотной дисперсии шарковского сдвига и величины расщепления уровней в сильном переменном электрическом поле.

Рассмотрим спектр поглощения и особенности усиления высокочастотного излучения трехслойной полупроводниковой структурой, образующей две квантовые ямы, разделенные туннельно-прозрачным потенциальным барьером, и находящейся в поле мощной электромагнитной волны. Подобного рода системы, в силу ярко выраженных нелинейных свойств, представляют объект пристального внимания многих исследователей [1-4].

Анализ нелинейных высокочастотных свойств указанных структур проведем, учитывая только переходы электронов между двумя нижними двумерными подзонами зоны проводимости. Возможность использования двухуровневой модели при изучении отклика системы на сильные внешние поля обсудим на примере неоднородного полупроводникового слоя с потенциальным рельефом следующего вида:

$$U(x) = \begin{cases} U_3, & x \leq 0, x \geq x_3 = d \\ U_2, & x_1 \leq x \leq x_2 \\ U_1 = 0, & 0 < x < x_1, x_2 < x < x_3 \end{cases} . \quad (1)$$

Простые расчеты, выполненные для симметричной структуры, изготовленной на базе полупроводников GaAs, GaSb, InP с эффективными массами носителей заряда  $m(x) \sim 0,04 m_0$  и с параметрами потенциального рельефа  $U_3 = 0,5$  эВ,  $d = 20$  нм,  $x_1 = 5$  нм,  $x_2 - x_1 = 10$  нм, для уровней энергий электронов в ямах  $E_i$  и матричных элементов переходов  $x_{ij}$  дают:  $E_1 = 0,135$  эВ,  $E_2 = 0,138$  эВ,  $E_3 = 0,354$  эВ,  $E_4 = 0,441$  эВ;  $x_{12} = -0,38 d$ ;  $x_{13} = -0,0012 d$ , при  $U_2 = 0,3$  эВ и  $E_1 = 0,08$  эВ;  $E_2 = 0,11$  эВ,  $E_3 = 0,21$  эВ,  $E_4 = 0,34$  эВ,  $x_{12} = -0,27 d$ ;  $x_{13} = 0,007 d$  при  $U_2 = 0,1$  эВ. Для структур на основе полупроводников  $Ge_{1-x}Si_x$ , GaP, AlSb с эффективными электронными массами  $m(x) \approx 0,4 m_0$  приведенные выше значения энергий  $U_i, E_j$  необходимо уменьшить в 10 раз. С ростом высоты барьера  $U_2$  нижние два уровня сближаются, второй и третий уровень размерного квантования расходятся, одновременно испытывая сдвиг в сторону высоких энергий. При изменении ширины потенциальных ям от  $x_1$ , близкой к нулю, и до  $x_1 = 0,5 d$  при фиксированных  $U_{3,2}$  края нижних двумерных подзон сближаются друг с другом, а затем вновь расходятся.

Для технических приложений интерес представляют не отдельные квантовые пленки, а комбинации большого числа полупроводниковых слоев. Оценки показывают, что небольшой разброс по толщине квантовых ям оказывает слабое воздействие на положение уровней размерного квантования, но сильно влияет на соотношение между матричными элементами  $\Delta x = x_{11} - x_{22}$  и  $x_{12}$ . В частности, для симметричной системы с параметрами  $U_3 = 0,05$  эВ,  $d = 20$  нм,  $x_1 = 7$  нм,  $x_2 = 13$  нм,  $m(x) = 0,4 m_0$ ,  $U_2 = 0,01$  эВ имеем  $E_1 = 0,006$  эВ,  $E_2 = 0,008$  эВ,  $E_3 = 0,021$  эВ,  $\Delta x = 0$ ,  $x_{12} = -0,25 d$ ,  $x_{13} = 0,007 d$ . Изменение ширины одной из ям на  $0,025 d$  (7%) приводит к возрастанию  $\Delta x$  до величины  $\Delta x = 0,07 d$  (при  $x_2 = 0,625 d$ ) и  $\Delta x = 0,11 d$  (при  $x_2 = 0,675 d$ ). Матричный элемент  $x_{12}$  меняется при этом незначительно. С уменьшением туннельной прозрачности барьера ( $U_2$  увеличивается) соотношение  $\Delta x/x_{12}$  возрастает и может быть больше единицы. Влияние диагонального матричного элемента на нелинейные свойства системы обсуждается в [1].

Приведенные оценки показывают, что нетрудно подобрать параметры структуры таким образом, чтобы выполнялось условие  $\tau^{-1} \ll \omega_{21} \sim (10^{14} - 10^{13}) \text{ с}^{-1} \ll \omega_{31}$ . Минимальное критическое поле нелинейности  $E_{ij}^* = \hbar \omega_{ij} / e x_{ij}$ ,  $\hbar \omega_{ij} = E_i - E_j$  в этом случае определяется электронными переходами между двумя нижними двумерными подзонами и составляет величину порядка  $E_{12}^* \sim (10^3 - 10^5) \text{ В/см} \ll E_{13}^* \sim (10^6 - 10^7) \text{ В/см}$ . По отношению к электронным переходам в выше лежащие состояния  $E_j$  ( $j > 2$ ) при  $E_1 \sim E_{12}^*$  система остается практически линейной.

Использование напряженных полупроводниковых слоев  $p$ -типа проводимости (упругие напряжения снимают вырождение в точке  $k=0$ ) позволяет существенно расширить область применимости рассматриваемой модели.

Двухуровневая модель квантовой системы находит широкое применение при анализе оптических характеристик атомов и молекул, и к настоящему времени для не очень сильных полей в окрестности резонансных переходов довольно подробно изучена [5-7].

Теория возмущений, резонансное и адиабатическое приближения, используемые обычно при анализе двухуровневых систем, имея свои преимущества, в общем случае все же не дают достаточно полного представления о характере дисперсионных кривых и их зависимости от амплитуды и частоты накачки. Более того, реальные поля в полупроводниковых СВЧ устройствах, где квантовые слои могут быть использованы в качестве составного элемента, порядка либо превышают  $E_{12}^*$ , а частоты накачки, представляющие интерес, лежат в широком диапазоне, перекрывающем области однофотонного и многофотонного резонансов.

В настоящей работе в рамках двухуровневого приближения, без использования разложения по степеням сильного электрического поля накачки, в полях  $E_1 \gtrsim E_{12}^*$  проанализированы особенности высокочастотного отклика указанных выше структур на слабое зондирующее излучение.

Предсказана возможность эффективного резонансного усиления двухуровневой системой высокочастотного электромагнитного сигнала ( $\omega_2 \gtrsim \omega_{21}$ ) в присутствии относительно невысокой по амплитуде ( $E_1 \approx E_{12}^*$ ) и частоте ( $\omega_1 \ll \omega_{21}$ ) волны накачки. Выполнимость условия резонанса ( $n\omega_1 \sim \omega_{21}(E_1)$ ,  $n = 1, 3, 5, \dots$ ) при этом не является необходимой в широком диапазоне значений амплитуд и частот поля  $E_1$  найденной области усиления слабого сигнала.

Показано, что в полях  $E_1 \sim E_{12}^*$  имеет место сильная дисперсия высокочастотного штарковского сдвига и величины расщепления уровней квазиэнергий от частоты накачки.

Исследование высокочастотного отклика электронной подсистемы квантовой полупроводниковой структуры на внешнее переменное одно-

родное электрическое поле  $E(t)$ , поляризованное поперек плоскости слоев,

$$E(t) = E_1 \cos \omega_1 t + E_2 \cos \omega_2 t, \quad E_1 \gg E_2, \quad (2)$$

проведем, используя метод матрицы плотности [1, 4, 7, 8].

В двухуровневом приближении система уравнений для компонент матрицы плотности  $\Delta\rho = \rho_{11} - \rho_{22}$  и  $\rho_{12} = \rho_{21}^*$  на базисе собственных функций невозмущенного гамильтониана имеет вид

$$\frac{d\Delta\rho}{dt} = 2i \frac{e}{\hbar} E(t) x_{12} (\rho_{12}^* - \rho_{12}) - \frac{\Delta\rho - \Delta\rho_0}{\tau_{\parallel}}, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = i\omega_{21} \rho_{12} - i \frac{e}{\hbar} E(t) x_{12} \Delta\rho - \frac{\rho_{12}}{\tau_{\perp}}.$$

Здесь  $2\Delta\rho = \Delta n_0 = n_{10} - n_{20}$  — равновесная разность заселенностей двумерных подзон,  $\tau_{\parallel, \perp}$  — продольное и поперечное времена релаксации соответственно. Структура предполагается симметричной, вследствие чего  $\Delta x = x_{11} - x_{22} = 0$ .

Проводя фурье-преобразование

$$\Delta\rho = \sum_{-\infty}^{\infty} \Delta\rho_{\mu\nu} e^{-i(\mu\omega_1 + \nu\omega_2)t} + \text{к. с.}, \quad \rho_{12} = \sum_{-\infty}^{\infty} \rho_{\mu\nu} e^{-i(\mu\omega_1 + \nu\omega_2)t}, \quad (4)$$

в линейном по полю  $E_2$  приближении сведем (3), так же как это сделано в [4], к системе линейных относительно  $\rho_{\mu, \pm 1}$  алгебраических уравнений с коэффициентами, зависящими от  $\Delta\rho_{\mu 0}$  и  $\rho_{\mu 0}$ . Метод вычисления последних в рамках аналогичной модели указан в [8].

Проанализируем характер высокочастотного отклика на частоте  $\omega_2$ . Выражение для плотности тока  $j(\omega_2, t)$  в указанных выше обозначениях имеет вид

$$j(\omega_2, t) = 2e\omega_2 x_{12} \frac{E_2}{E_1} \text{Im} \{ (\rho_{0,1} + \rho_{0,-1}^*) e^{-i\omega_2 t} \}. \quad (5)$$

Результаты численного расчета по приведенным формулам (3), (5) для значений параметров  $\tau_{\perp} = \tau_{\parallel}$ ,  $\omega_{21} \tau_{\parallel} = 10$  представлены на рис. 1—4. Спектральные зависимости высокочастотной проводимости  $\sigma_{\omega_2}$  носят резонансный характер, а их вид существенным образом зависит от амплитуды и частоты поля накачки. Положение резонансных пиков поглощения на плоскости  $(\omega_2, E_1)$  (штриховые линии) и области усиления слабого сигнала (заштрихованы) приведены на рис. 1. Здесь же (сплошными линиями) приведены зависимости разности заселенности двумерных подзон  $\Delta n = n_1 - n_2$  от амплитуды поля  $E_1$ .

Характерный вид спектральных кривых для нескольких значений относительных амплитуд  $E_1/E_{12}^*$  и частот  $\omega_1/\omega_{21}$  поля накачки, соответственно равных: а) 0,2; 1; б) 0,35; 0,46; в) 0,5; 0,42; г) 0,52; 0,33; д) 0,8; 0,32 — сплошные линии; а) 0,8; 1,17; б) 0,8; 0,64; в) 0,8; 0,5; г) 0,8; 0,4; д) 1,5; 0,45 — штриховые линии; а) 1,4; 1,48; б) 2; 1,12; в) 1,5; 0,71; г) 1,8; 0,65 — пунктирные линии, представлен на рис. 2. Кривые на рис. 1—3 (а, в, д) вычислены в условиях однофотонного (рис. 1—3 (а)) и многофотонного резонансов (рис. 1—3 (в, д)) в системе по частоте накачки ( $\omega_1 \approx \omega_{pn}^1 = \omega_{21}(E_1)/n$ ,  $n=1, 3, 5$ ) с учетом старковского сдвига. В слабых полях ( $E_1 \ll E_{12}^*$ ) зависимость сдвига уровней от амплитуды накачки имеет квадратичный характер. В сильных полях ( $E_1 \gg E_{12}^*$ ) сдвиг резонансов меняется по линейному закону [8]. Зависимость резонансной частоты  $\omega_1^{pn}$  от амплитуды поля  $E_1$  в последнем случае можно приближенно описать соотношением  $\omega_1^{pn}(E_1) = (a_n + b_n)(E_1/E_{12}^*)\omega_{21}$ , где  $a_1=0,6$ ;  $a_3=0,26$ ;  $a_5=0,16$ ;  $b_1=0,65$ ;  $b_3=0,3$ ;  $b_5=0,2$ . Кривые на рис. 1—3 (б, г) получены для нерезонансных по

частоте накачки ситуаций. Частота  $\omega_1$  связана с величиной поля  $E_1$  соотношениями б)  $\omega_1^{p1} > \omega_1 = (0,3 + 0,42 E_1/E_{12}^*) \omega_{21} > \omega_1^{p3}$ ; г)  $\omega_1^{p3} > \omega_1 = (0,2 + 0,25 E_1/E_{12}^*) \omega_{21} > \omega_1^{p5}$ .

При  $\omega_1 \approx \omega_1^{p1}(E_1)$  уже в достаточно слабых полях накачки резо-

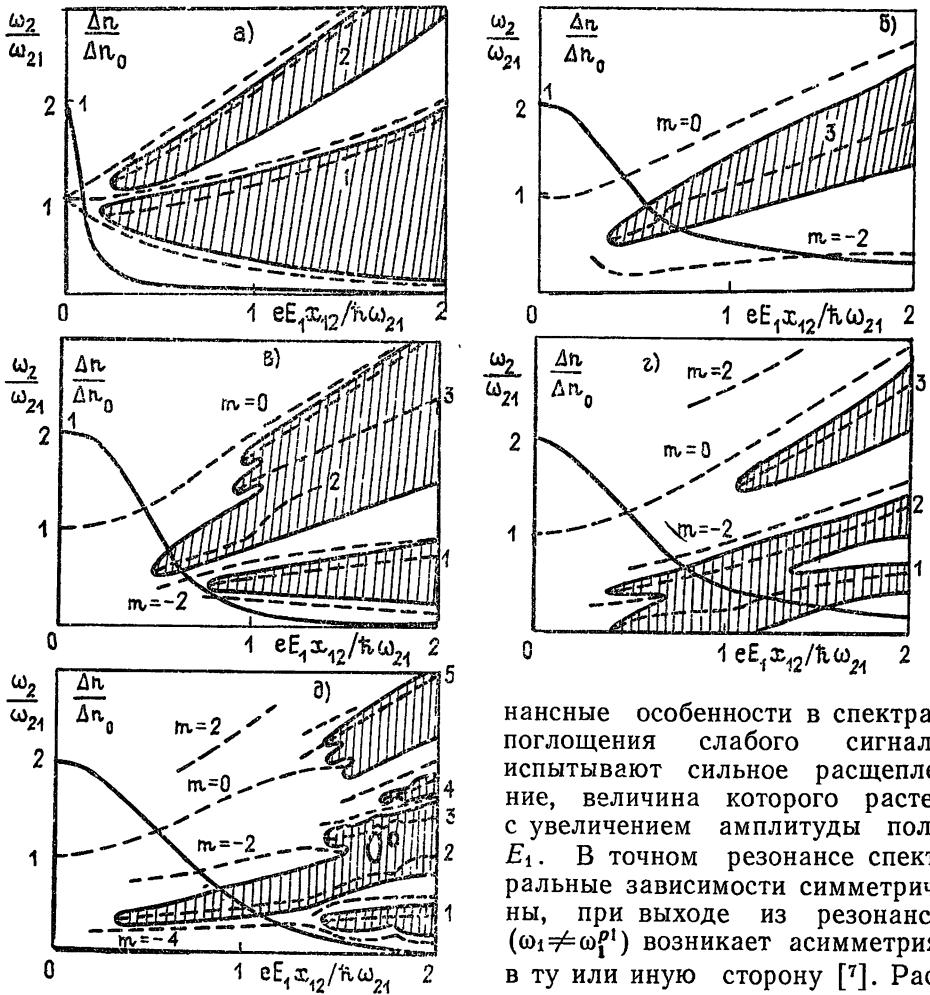


Рис. 1.

подзонных электронных переходов между резонансными состояниями различных «лестниц квазиэнергий». В промежутках между резонансными пиками поглощения имеет место усиление слабого сигнала. Усиление связано с индуцированным излучением в неравновесной среде, создаваемой сильным высокочастотным полем накачки, однако, происходит в условиях отсутствия инверсии населенностей двумерных подзон в пленке. Результаты численного анализа полностью согласуются с полученными ранее результатами приближенных моделей [7, 9] и с результатами эксперимента [10].

Рассмотрим характер частотной зависимости высокочастотной проводимости  $\sigma_{\omega_2}$  в окрестности трех- ( $n=3$ , рис. 1—3 (в)) и пятифотонного ( $n=5$ , рис. 1—3 (д)) резонансов по частоте накачки. В слабых полях  $E_1 \ll E_{12}^*$  спектральные кривые характеризуются наличием резонансных особенностей на частотах  $\omega_2 = \omega_{21} \pm m\omega_1$  ( $m=0, 2, 4, \dots, n-1$ ), описываемых адиабатической теорией [11]. Однако уже при полях  $E_1 \approx E_{12}^*$ , так же как и в случае однофотонного резонанса, имеет место снятие вырождения между состояниями различных «лестниц квазиэнергий», что приводит к двукратному (при  $\omega_2 \approx \omega_{21}(E_1) - (n-1)\omega_1$ ) либо трехкрат-

нансные особенности в спектрах поглощения слабого сигнала испытывают сильное расщепление, величина которого растет с увеличением амплитуды поля  $E_1$ . В точном резонансе спектральные зависимости симметричны, при выходе из резонанса ( $\omega_1 \neq \omega_1^{p1}$ ) возникает асимметрия в ту или иную сторону [7]. Расщепление резонансных пиков поглощения обусловлено снятием вырождения при включении меж-

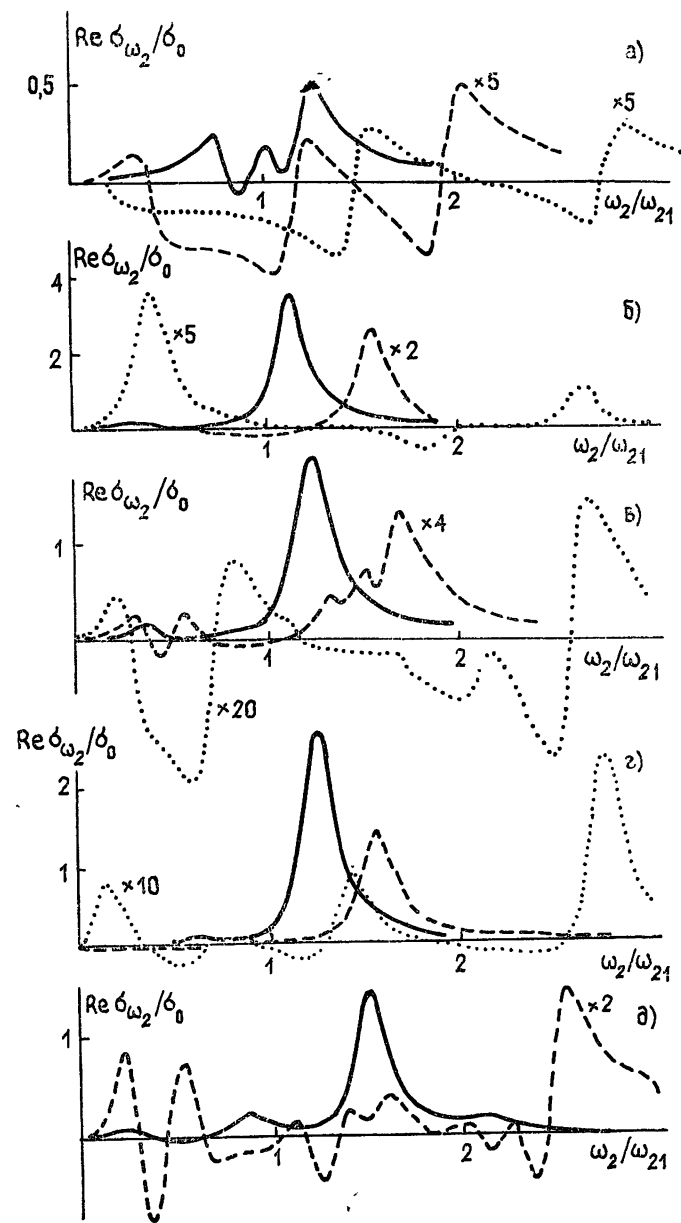


Рис. 2.

ному (при  $\omega_2 \simeq \omega_{21}(E_1) - m\omega_1$ ,  $m \neq n-1$ ) расщеплению резонансов в спектрах поглощения слабого излучения. В интервалах между резонансами на комбинационных частотах система в сравнительно слабых полях ( $E_1 \leq E_{12}^*$ ) резонансным образом усиливает высокочастотный электромагнитный сигнал.

В реальных структурах, состоящих из обладающего некоторым разбросом параметров большого числа квантовых слоев, важно знать, является ли эффект усиления слабой электромагнитной волны критичным к условию резонанса системы на частоте накачки. С этой целью были рассчитаны спектральные зависимости и области усиления сигнала в промежуточных ( $\omega_1^{pn} < \omega_1 < \omega_1^{p,n+2}$ ,  $n = 1, 3$ ) областях (рис. 1—3 б, г). Спектральные зависимости проводимости  $\sigma_{\omega_2}$  в этом случае характеризуются резонансными особенностями на комбинационных частотах  $\omega_2 = \omega_{21}(E_1) \pm m\omega_1$  ( $m = 0, 2, 4 \dots$ ). Между резонансными пи-

ками поглощения здесь также имеют место обширные области усиления излучения, что указывает на не критичность данного эффекта к выбору параметров системы.

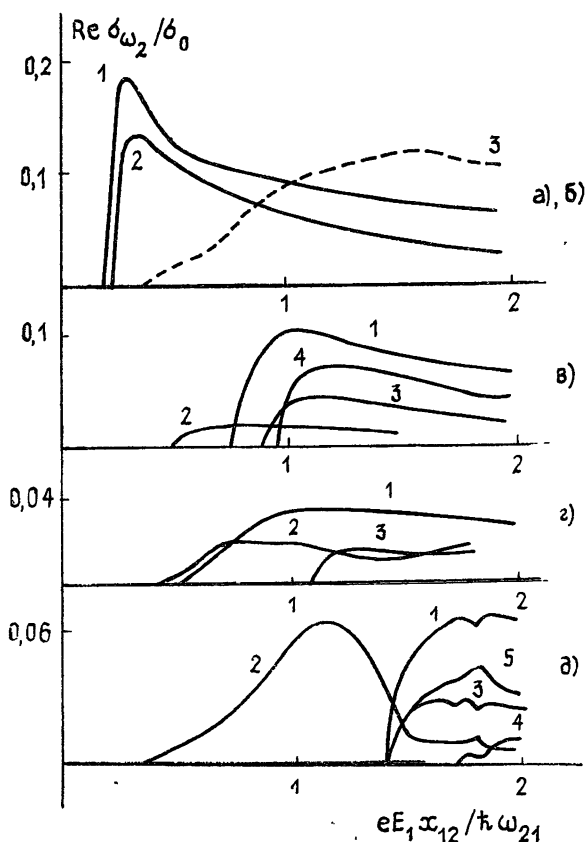


Рис. 3.

В слабых полях накачки  $E_1 \ll E_{12}^*$  амплитуды резонансов резко падают с ростом номера  $m$ . С ростом поля  $E_1$  величина резонансных пиков на спектральных кривых сначала возрастает, а затем уменьшается (на рис. 2, для удобства, зависимости, полученные при больших полях  $E_1$ , увеличены по амплитуде в  $k$ -раз ( $\times k$ )). В существенно нелинейной области  $E_1 \gtrsim E_{12}^*$  амплитуда резонансных особенностей на комбинационных частотах ( $m \geq 2$ ) может превышать амплитуду основного резонанса ( $m=0$ ).

Пунктирными линиями в областях неустойчивости (рис. 1) изображено положение максимума коэффициента усиления слабого сигнала. Реальная часть проводимости  $\sigma_{\omega_2}$  как функция амплитуды поля накачки вдоль этих кривых приведена на рис. 3. Из рис. 3 следует, что максимум усиления достигается при полях  $E_1 \sim E_{12}^*$ . Дальнейший рост поля приводит к уменьшению коэффициента усиления. С уменьшением частоты накачки максимум инкремента усиления смещается в сторону больших полей, немонотонным образом спадая по абсолютной величине, оставаясь все же достаточно большим по сравнению с декрементом при нерезонансном поглощении, обусловленном переходами электронов на более высоко лежащие уровни. Оценки показывают, что коэффициент усиления сигнала в квантовых пленках по порядку величины сравним с коэффициентом усиления сигнала в квантовых СР [12]. Полученные результаты указывают на возможность эффективного усиления в рассматриваемой структуре высокочастотного ( $\omega_2 \gtrsim \omega_{21}(E_1)$ ) излучения при сравнительно низкочастотной ( $\omega_1 \ll \omega_{21}(E_1)$ ) накачке.

Пронализируем характер поведения особенностей в спектрах поглощения слабого сигнала в зависимости от частоты  $\omega_1$ . На рис. 4 изображены области усиления (заштрихованы) слабого сигнала и положение резонансных пиков поглощения (сплошные линии,  $m=0, 0', 0''$ ) на плоскости  $(\omega_1, \omega_2)$  при фиксированной амплитуде накачки  $E_1 = E_{12}^*$ . Приведенные кривые указывают на существование сильной частотной дисперсии штарковского сдвига и величины расщепления резонансных особенностей ( $\Delta_m = |\omega_2^{p1} - \omega_{21}(E_1)|$ ,  $\Delta_0 = 0$ ,  $\Delta_{0'}, 0'' = \pm \Delta$ ) на спектральных кривых. Рост частоты накачки при заданной амплитуде поля сопровождается перестройкой энергетического спектра системы, проявляющейся в появлении дополнительного сдвига и увеличении расщепления уровней и затрудняющей выход системы из резонанса.

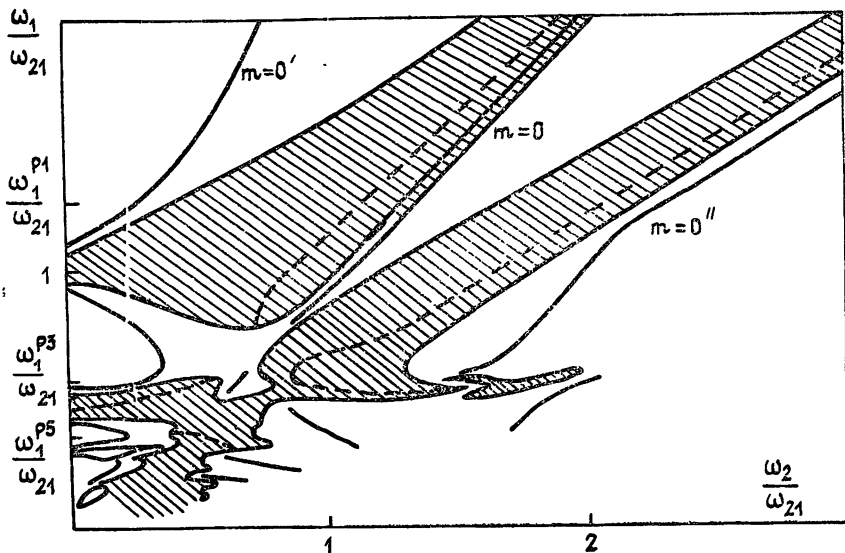


Рис. 4.

Наличие сильной зависимости параметров структуры от частоты накачки обуславливает проявление целого ряда параметрических эффектов при воздействии на систему частотно-модулированного сигнала большой амплитуды.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Демидов Е. В., Романов Ю. А // Радиофизика. 1985. Т. 28. № 1. С. 43 (Изв. высш. учеб. заведений).
2. Kirchoefer S W, Magno R, Comas J. // Appl. Phys Lett. 1984. V. 44 № 11 P 1054
3. Pond J, Kirchoefer S. W, Cukauskas E. // Appl Phys. Lett. 1985. V. 47. № 11. P. 1175.
4. Орлов Л. К // Радиотехника и электроника. 1985. Т 30. № 4 С. 781.
5. Делоне И. Б, Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. — М., 1978.
6. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронополо Ю. Б., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом. — М., 1977.
7. Апанасевич П А Основы теории взаимодействия света с веществом — Минск, 1977.
8. Орлов Л. К. // ФТП. 1984 Т. 18. № 2. С. 376.
9. Раутиан С. Г, Собельман И. И. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. № 2(8). С. 456.
10. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А, Чигирь Н. А., // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 6(10). С. 2071.

11. Крайнов В. П., Яковлев В. В. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 6. С. 2204.  
12. Орлов Л. К., Романов Ю. А. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 3. С. 726.

Научно-исследовательский  
физико-технический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
1 декабря 1986 г.

AMPLIFICATION OF HIGH-FREQUENCY ELECTROMAGNETIC SIGNALS  
IN SEMICONDUCTOR LAYERS WITH A DIMENSIONALLY-QUANTIZED  
SPECTRUM OF ELECTRONS

*L. K. Orlov*

The absorption spectra and the regions of amplification of weak electromagnetic radiation have been studied exactly according to the amplitude of a variable pump field in the frames of a two-level model for the dimensionally-quantized semiconductor system. The character of splitting of the resonance peaks on the spectral curves in strong fields at multiphoton resonance has been analysed. A possibility to amplify a high-frequency signal ( $\omega_2 \geq \omega_{21}$ ,  $\omega_{21}$  — are the typical frequencies of the electron transition between two-dimensional subbands) has been shown for the case of no creation of inverse population in the two-dimensional subbands by exposure of the system to a relatively low-frequency ( $\omega_1 \ll \omega_{21}$ ) pumping. Existence of a frequency dispersion for the Stark shift and the value of the level splitting in a strong variable electric field have been predicted.

---