ЖЭТФ, 1998, том 113, вып. 3, стр. 988–999

О СПЕКТРЕ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В СТРУКТУРАХ С ПЕРИОДИЧЕСКИ-НЕОДНОРОДНОЙ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМОЙ

*О. Р. Матов, О. Ф. Мешков, В. В. Попов**

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
Российской академии наук
410019, Саратов, Россия

Поступила в редакцию 16 мая 1997 г.

Развита строгая электродинамическая теория плазменных колебаний в периодически-неоднородной двумерной электронной системе с прямоугольным профилем пространственной модуляции равновесной концентрации электронов. Вычислены частоты и радиационное затухание основных типов плазменных колебаний с нулевым приведенным волновым вектором. Показано, что расщепление частот и радиационное затухание колебаний немонотонным образом зависят от глубины пространственной модуляции и отношения ширин полос двумерной плазмы с низкой и высокой концентрациями электронов. Результаты расчетов сравниваются с данными известных экспериментов, а также с теорией возмущений, разработанной ранее в работах других авторов. Обсуждается физический механизм возникновения радиационного затухания плазменных колебаний.

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменные колебания в периодически-неоднородных двумерных ($2D$) электронных системах исследовались экспериментально методом субмиллиметровой фурье-спектроскопии в работах [1–7]. В экспериментах использовались МДП-структуры на основе p-Si [1–4] и гетероструктуры GaAs/AlGaAs [5–7]. Периодическая пространственная модуляция плотности $2D$-электронной плазмы N_s в инверсионном канале МДП-структуры или в гетеропереходе GaAs/AlGaAs создавалась за счет эффекта поля при подаче электрического смещения (положительного в случае МДП-структуры и отрицательного в случае гетероперехода GaAs/AlGaAs) на периодический затворный электрод. В качестве затворного электрода использовался сплошной полупрозрачный для электромагнитных волн проводящий слой NiGr с периодической гофрировкой [1–6] или металлическая (Al) решетка [7]. Типичный период модуляции $L \approx (0.5 \div 1)$ мкм. Плазменные колебания проявляются в виде резонансов в спектрах прохождения электромагнитного излучения через исследуемые структуры.

Основные результаты экспериментальных исследований сводятся к следующему. С увеличением глубины пространственной модуляции плотности электронной $2D$-плазмы при фиксированной средней поверхностной плотности электронов $\overline{N}_s$ частоты плазменных колебаний уменьшаются. Заметим, что в случае однородного $2D$-слоя ($\overline{N}_s = N_s$) частота плазменных колебаний ω_p пропорциональна $\sqrt{N_s}$ [8, 9]:

$$\omega_p = \sqrt{N_s e^2 k / 2m^* \varepsilon_0 \overline{\varepsilon}}, \tag{1}$$

*E-mail: vapr@scnit.saratov.su

где k — волновое число плазмона, e и m^* — соответственно заряд и эффективная масса электрона, ε_0 — электрическая постоянная, $\overline{\varepsilon}$ — эффективная диэлектрическая проницаемость, зависящая от геометрии структуры. Наблюдаемые в экспериментах [1–7] резонансы соответствуют возбуждению плазменных колебаний с волновыми числами $k = k_n = 2n\pi/L$ $(n = 1, 2, 3, \ldots)$.

В периодически-неоднородной электронной $2D$-системе наряду с уменьшением частот плазменных колебаний наблюдается расщепление плазменных резонансов, связанное с возникновением частотных запрещенных минизон в сплошном плазмонном спектре (1). При этом расщепление резонансов наиболее выражено для структур с асимметричными профилями распределения плотности электронов [3].

С ростом глубины модуляции непрерывность электронной $2D$-системы в конечном счете нарушается и возникает периодическая система изолированных квазиодномерных электронных каналов [5, 6]. Частота плазменных колебаний электронов, локализованных в этих каналах, возрастает с уменьшением средней поверхностной плотности электронов.

Теоретическое исследование плазменных колебаний в периодически-неоднородной электронной $2D$-плазме было впервые проведено в работе [10] в приближении слабой пространственной модуляции равновесной плотности электронов. Спектр плазменных колебаний при $k_n = 2n\pi/L$ $(n = 1, 2, 3, \ldots)$ описывается согласно [10] выражениями

$$\omega_n^{\pm} = \omega_p^{(0)} \left(1 \pm |N_{2n}|/N_0\right)^{1/2}, \tag{2}$$

где ω_n^+ и ω_n^- — соответственно верхняя и нижняя границы $2n$-ой запрещенной полосы частот (запрещенные зоны с нечетными порядковыми номерами возникают при $k_n = (2n-1)\pi/L$), N_{2n} — коэффициенты разложения периодического распределения плотности электронов в $2D$-системе в ряд Фурье, $N_{2n} \ll N_0$, $N_0 = \overline{N}_s$; $\omega_p^{(0)}$ выражается формулой (1) с заменой N_s на N_0. Как видно из (2), теория возмущений не предсказывает уменьшения средней частоты (эффект «смягчения») плазменных колебаний $(\omega_n^+ + \omega_n^-)/2$ с ростом глубины модуляции. Кроме того, наблюдаемое в экспериментах [1–3] расщепление плазменных резонансов $\Delta\omega_1 = \omega_1^+ - \omega_1^-$ значительно превышает (в ряде экспериментов более чем в два раза) величину, вычисленную с использованием формулы (2).

Эффект «смягчения» плазменных колебаний с ростом глубины модуляции плотности электронов в $2D$-системе впервые получил теоретическое обоснование в работе [11]. Из дальнейших теоретических исследований [12, 13] следует, что частоты $\omega_n^{\pm}$ уменьшаются до нуля, когда амплитуда модуляции достигает единицы (что соответствует нарушению непрерывности $2D$-системы). Вывод о снижении частоты плазменных колебаний с ростом глубины пространственной модуляции в сплошной электронной $2D$-системе, полученный в рамках классического гидродинамического описания, подтверждается результатами строгого квантовомеханического расчета [14].

Возрастание частоты плазменных колебаний электронов, локализованных в системе изолированных квазиодномерных каналов, при уменьшении средней поверхностной плотности электронов объяснено в работе [15]. Приближенная теория прохождения электромагнитных волн через структуру с периодически-неоднородной электронной $2D$-плазмой при произвольной глубине модуляции была построена в [16].

Во всех упомянутых выше работах плазменные колебания рассматривались в электростатическом приближении. Однако, как уже отмечалось, наблюдаемые в экспериментах с периодически-неоднородными электронными $2D$-системами плазменные колебания имеют волновые числа $k_n = 2n\pi/L$ $(n = 1, 2, 3, \ldots)$, что соответствует центру первой зоны Бриллюэна ($k = 0$) в приведенной зонной схеме для периодической структуры. Поэтому плазменные колебания оказываются связанными с однородными (в плоскости $2D$-системы) полями поперечных электромагнитных волн. Именно из-за наличия такой связи оказывается возможным поглощение (или излучение) электромагнитных волн плазменными колебаниями в периодических структурах. В этом случае для адекватного описания колебаний $2D$-плазмы необходимо использовать строгий электродинамический подход. Характеристикой связи плазменных колебаний с электромагнитным излучением является их радиационное затухание [17]. Электростатическое приближение, естественно, не позволяет ответить на вопрос о величине радиационного затухания той или иной плазменной моды.

В работах [18–21] была развита строгая электродинамическая теория плазменных колебаний в однородной электронной $2D$-плазме с учетом их связи с электромагнитным излучением в структурах с периодической металлической решеткой, в том числе в присутствии внешнего постоянного магнитного поля, направленного нормально к плоскости электронной $2D$-системы [22]. Метод, основанный на использовании техники матрицы рассеяния [18], был применен в работе [7] для исследования плазменных колебаний в периодически-неоднородной электронной $2D$-системе. Результаты расчета позволили количественно объяснить данные экспериментов той же работы [7] по субмиллиметровой фурье-спектроскопии плазменных $2D$-колебаний в структуре GaAs/AlGaAs с затворным электродом в виде периодической металлической решетки. В частности, был теоретически подтвержден эффект уменьшения частоты плазменных $2D$-колебаний с ростом глубины пространственной модуляции плотности электронов. Однако теоретические результаты работы [7] невозможно применить непосредственно для объяснения экспериментов [1–3, 5, 6], в которых модуляция плотности электронов в $2D$-системе осуществлялась с помощью полупрозрачного сплошного затворного электрода с периодической гофрировкой. Кроме того, в [7] расчеты проводились для фиксированного соотношения ширин полос электронной $2D$-плазмы с высокой и низкой концентрациями электронов, что не позволяет описать целый ряд особенностей плазмонного спектра в периодической $2D$-системе.

Наблюдаемое в экспериментах расщепление плазменных резонансов было теоретически исследовано, как уже отмечалось выше, только в рамках теории возмущений в электростатическом приближении.

С целью теоретического анализа особенностей плазменных колебаний в периодически-неоднородных электронных $2D$-системах в связи с данными вышеупомянутых экспериментов и для установления пределов применимости теории возмущений в настоящей работе получает дальнейшее развитие строгий электродинамический подход, разработанный авторами ранее при теоретическом исследовании плазменных $2D$-колебаний в полупроводниковой гетероструктуре с латеральной периодической металлической решеткой [18, 19].

В разд. 2 дано описание используемой теоретической модели и приведены основные соотношения. В разд. 3 обсуждаются результаты расчета в сравнении с имеющимися экспериментальными и теоретическими данными. Выводы к полученным результатам собраны в заключении.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть электронная $2D$-плазма находится на поверхности подложки (плоскость $y = 0$) с диэлектрической проницаемостью ε_1. Равновесная поверхностная концентрация электронов в плоскости $2D$-системы является периодической функцией координаты x: $N_s(x) = N_s(x + L)$ вида

$$N_s(x) = \begin{cases} N_A & \text{при } 0 < x < w \\ N_B & \text{при } w < x < L \end{cases}. \tag{3}$$

Будем считать, что над $2D$-плазмой расположен слой диэлектрика толщиной d, а еще выше (при $y > d$) — среда с диэлектрическими проницаемостями соответственно ε_2 и ε_3.

В соответствии с условиями экспериментов [1–3, 5, 6] положим искомые электрические и магнитные поля однородными вдоль полос $2D$-плазмы (направление z) и ограничимся рассмотрением случая TM-поляризации, характеризующейся наличием ненулевых компонент электрического поля $E_{x,y}$ и компоненты магнитного поля H_z. Для TE-поляризации $E_x = 0$ и, следовательно, поля с TE-поляризацией не могут взаимодействовать с продольными плазменными колебаниями в направлении x, наблюдаемыми в экспериментах [1–3, 5, 6].

Представим искомые поля и токи в исследуемой периодической структуре в виде разложений по пространственным фурье-гармоникам. Так, для z-компоненты магнитного поля имеем

$$H_z(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_{zm}(y) \exp(-i\beta_m x), \tag{4}$$

где

$$H_{zm}(y) = \frac{1}{L} \int_0^L H_z(x, y) \exp(i\beta_m x) dx$$

— амплитуды пространственных фурье-гармоник,

$$\beta_m = k + 2m\pi/L,$$

k — приведенное к центру первой зоны Бриллюэна волновое число. Амплитуды фурье-гармоник магнитного поля в трех различных средах запишем в виде

$$H_{zm}^{(1)}(y) = A_m \exp(\alpha_m^{(1)} y), \qquad y \le 0, \tag{5}$$

$$H_{zm}^{(2)}(y) = B_m \operatorname{sh}(\alpha_m^{(2)} y) + C_m \operatorname{ch}(\alpha_m^{(2)} y), \qquad 0 \le y \le d, \tag{6}$$

$$H_{zm}^{(3)}(y) = D_m \exp(-\alpha_m^{(3)} y), \qquad y \ge d. \tag{7}$$

Здесь $(\alpha_m^{(j)})^2 = \beta_m^2 - k_0^2 \varepsilon_j$ $(j = 1, 2, 3)$, $k_0 = \tilde{\omega}\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, μ_0 — магнитная постоянная, A_m, B_m, C_m, D_m — константы. Диэлектрические проницаемости ε_j в общем случае могут быть комплексными $\varepsilon_j = \varepsilon'_j + i\varepsilon''_j$, где величины ε''_j определяются диэлектрическими потерями в соответствующих средах.

При выборе зависимости от времени в виде $\exp(i\tilde{\omega} t)$ из уравнений Максвелла имеем

$$E_{xm}^{(j)} = -\frac{i\tilde{\omega}\mu_0}{k_0^2\varepsilon_j}\frac{\partial H_{zm}^{(j)}}{\partial y}. \tag{8}$$

Запишем граничные условия на поверхностях $y = 0$ и $y = d$:

$$E_{xm}^{(1)} = E_{xm}^{(2)}, \qquad H_{zm}^{(2)} - H_{zm}^{(1)} = I_{xm} \tag{9}$$

при $y = 0$ и

$$E_{xm}^{(2)} = E_{xm}^{(3)}, \qquad H_{zm}^{(3)} - H_{zm}^{(2)} = 0 \tag{10}$$

при $y = d$, где I_{xm} — амплитуды пространственных фурье-гармоник плотности тока в электронной $2D$-плазме.

С использованием формул (5)–(10) можно получить следующее соотношение между электрическим полем и плотностью поверхностного тока в плоскости $y = 0$:

$$E_{xm}(0) = G_m I_{xm}. \tag{11}$$

Поверхностный импеданс G_m определяется выражением

$$G_m = iZ_0\frac{\chi_m^{(3)}/\chi_m^{(2)} + \operatorname{cth}(\alpha_m^{(2)}d)}{\chi_m^{(2)} + \chi_m^{(1)}\chi_m^{(3)}/\chi_m^{(2)} + (\chi_m^{(1)} + \chi_m^{(3)})\operatorname{cth}(\alpha_m^{(2)}d)}, \tag{12}$$

где $\chi_m^{(j)} = \varepsilon_j k_0/\alpha_m^{(j)}$ и $Z_0 \simeq 377$ Ом — волновое сопротивление свободного пространства.

С другой стороны, для плотности тока в электронной $2D$-системе имеем

$$I_x(x) = \sigma_A E_x(x,0) \qquad \text{при}\ \ 0 < x < w, \tag{13}$$

$$I_x(x) = \sigma_B E_x(x,0) \qquad \text{при}\ \ w < x < L. \tag{14}$$

В локальном приближении (модель Друде) поверхностные проводимости $\sigma_{A,B}$ записываются в виде

$$\sigma_{A,B} = \frac{e^2 N_{A,B}}{m^*}\frac{\tau}{1 + i\tilde{\omega}\tau}, \tag{15}$$

где τ — феноменологическое время релаксации импульса электрона в $2D$-плазме.

Переходя к фурье-представлению в выражениях (13), (14), с учетом соотношения (11) получим

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty}(1 - G_m\sigma_A)I_{xm}\exp(-i\beta_m x) = 0, \qquad 0 < x < w, \tag{16}$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty}(1 - G_m\sigma_B)I_{xm}\exp(-i\beta_m x) = 0, \qquad w < x < L. \tag{17}$$

Принимая во внимание, что

$$I_{xm} = \frac{1}{L}\int_0^L I_x(x)\exp(i\beta_m x)dx,$$

запишем (16), (17) в виде интегральных уравнений для определения плотности поверхностного тока:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty}(1-G_m\sigma_A)\exp(-i\beta_m x)\int_0^L I_x(\zeta)\exp(i\beta_m\zeta)d\zeta=0,\qquad 0<x<w, \tag{18}$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty}(1-G_m\sigma_B)\exp(-i\beta_m x)\int_0^L I_x(\zeta)\exp(i\beta_m\zeta)d\zeta=0,\qquad w<x<L. \tag{19}$$

Представим распределение плотности тока на периоде структуры в виде

$$I_x(x)=I_{xA}(x)+I_{xB}(x),$$

где $I_{xA}(x)=0$ при $w<x<L$, а $I_{xB}(x)=0$ при $0<x<w$.

Функции $I_{xA}(x)$ и $I_{xB}(x)$ аппроксимируем соответственно на отрезках $0<x<w$ и $w<x<L$ с помощью разложений

$$I_{xA}(x)=\exp(-ikx)\sum_{n=0}^{N}p_nP_n(x'), \tag{20}$$

$$I_{xB}(x)=\exp(-ikx)\sum_{n=0}^{N}q_nP_n(x''), \tag{21}$$

где $P_n(x')$ и $P_n(x'')$ — полиномы Лежандра первого рода n-го порядка, определенные соответственно на интервалах $0<x<w$ и $w<x<L$, $x'=2x/w-1$, $x''=2(x-w)/s-1$, $s=L-w$, p_n и q_n — неизвестные постоянные коэффициенты. Заметим, что функции $I_{xA,B}(x)\exp(ikx)$ представляют собой комплексные амплитуды плотностей токов $I_{xA,B}(x)$ в электронной $2D$-системе и являются периодическими функциями координаты x с периодом L.

Представим плотность тока в уравнениях (18), (19) в виде суммы разложений (20) и (21) и применим для решения интегральных уравнений (18), (19) стандартную процедуру Галеркина [23], с использованием в качестве ортогональных базисных функций полиномов Лежандра $P_n(x')$ и $P_n(x'')$ на соответствующих интервалах. Указанная процедура позволяет перейти от системы интегральных уравнений (18), (19) для функции $I_x(x)$ к следующей системе $2(N+1)$ однородных алгебраических уравнений относительно коэффициентов p_n и q_n:

$$\begin{aligned}\sum_{n=0}^{N}A_{kn}p_n+\sum_{n=0}^{N}B_{kn}q_n&=0\qquad(k=0,1,2,\dots N),\\ \sum_{n=0}^{N}C_{kn}p_n+\sum_{n=0}^{N}D_{kn}q_n&=0\qquad(k=N+1,\dots 2N+1),\end{aligned} \tag{22}$$

где

$$
\begin{aligned}
A_{kn} &= wi^n \sum_{m=-\infty}^{\infty} j_k\left(\frac{m\pi w}{L}\right) j_n\left(\frac{m\pi w}{L}\right)(1 - G_m\sigma_A), \\
B_{kn} &= si^n \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m j_k\left(\frac{m\pi w}{L}\right) j_n\left(\frac{m\pi s}{L}\right)(1 - G_m\sigma_A), \\
C_{kn} &= wi^n \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m j_k\left(\frac{m\pi s}{L}\right) j_n\left(\frac{m\pi w}{L}\right)(1 - G_m\sigma_B), \\
D_{kn} &= si^n \sum_{m=-\infty}^{\infty} j_k\left(\frac{m\pi s}{L}\right) j_n\left(\frac{m\pi s}{L}\right)(1 - G_m\sigma_B).
\end{aligned}
\tag{23}
$$

Сферические функции Бесселя первого рода n-го порядка $j_n\left(m\pi w/L\right)$ и $j_n\left(m\pi s/L\right)$ появляются в выражениях (23) в результате вычисления интегралов вида [24]

$$
\int_{-1}^{1} P_n(\zeta)\exp(i\rho\zeta)d\zeta = 2i^n j(\rho),
$$

возникающих после подстановки разложений (20), (21) в уравнения (18), (19).

Дисперсионное уравнение, устанавливающее связь частоты и приведенного волнового числа собственных колебаний системы, определяется из условия равенства нулю определителя системы линейных однородных уравнений (22). При заданной действительной величине волнового числа k корни дисперсионного уравнения дают значения комплексных частот $\tilde{\omega} = \omega + i\gamma$. Реальная часть ω соответствует частоте собственных колебаний, а мнимая часть γ представляет собой коэффициент их затухания, обусловленного как диссипативными потерями, так и электромагнитным излучением из структуры (радиационные потери). В случае пренебрежения диссипативными потерями $\gamma = \gamma_r$, где γ_r — радиационное затухание.

Процедура Галеркина и ряды (23) являются сходящимися. Ниже представлены результаты численных расчетов, выполненных при $N = 4$ и удержании в рядах (23) членов с $| m | \leq 30$, что позволяет обеспечить погрешность в определении собственных частот не более 1%.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В данном разделе обсуждаются результаты расчетов для электронной $2D$-системы с периодическим профилем распределения равновесной концентрации электронов вида (3) при значениях амплитуды модуляции

$$
\Delta n_s = \frac{N_A - N_B}{2\overline{N}_s} < 1 \qquad (N_A > N_B > 0).
$$

В соответствии с экспериментальной ситуацией будем исследовать плазменные колебания с волновым числом $k = 0$. Именно эти возбуждения проявляются в виде плазменных резонансов в спектрах прохождения внешней (однородной в плоскости $2D$-

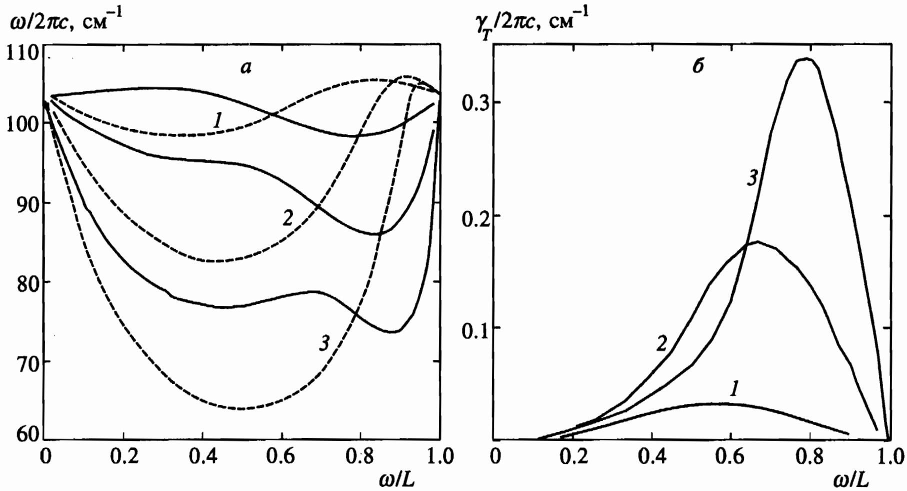

Рис. 1. Зависимости частот (*а*) и радиационного затухания (*б*) для радиационного (сплошные линии) и нерадиационного (штриховые линии) плазменных колебаний от w/L при различных значениях амплитуды пространственной модуляции концентрации электронов $\Delta n_s = 0.2$ (*1*), 0.5 (*2*), 0.7 (*3*). Параметры структуры: $\varepsilon_1 = 11.45$, $\varepsilon_2 = 3.9$, $\varepsilon_3 = 1$, $\overline{N}_s = 3 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$, $L = 6 \cdot 10^{-5}$ см, $d = 2 \cdot 10^{-6}$ см, $m^* = 0.2m_e$, $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ — скорость света

системы) электромагнитной волны через исследуемые структуры в экспериментах [1–3, 5, 6].

Наличие периодического профиля распределения равновесной концентрации электронов в $2D$-системе приводит к расщеплению каждого плазменного колебания с волновым числом $k_n = 2n\pi/L$ (что соответствует $k = 0$ в приведенной зонной схеме) на два колебания с различными частотами $\omega_n^{\pm}$. В рассматриваемом случае симметричного профиля распределения равновесной концентрации электронов (3) относительно центров интервалов $0 < x < w$ и $w < x < L$ одно из этих колебаний является нерадиационным ($\gamma_r = 0$), в то время как другое имеет ненулевое радиационное затухание. Очевидно, что только радиационные моды могут непосредственно взаимодействовать с внешней электромагнитной волной и, таким образом, наблюдаться в экспериментах.

Величина радиационного затухания быстро уменьшается с ростом n, в результате чего плазменные резонансы с $n = 1$ оказываются наиболее сильно выраженными в спектрах прохождения электромагнитной волны. В связи с этим в дальнейшем ограничимся рассмотрением основных (низших по частоте) плазменных колебаний с $n = 1$, опуская для простоты индекс 1.

На рис. 1 представлены результаты расчета частот и радиационного затухания плазменных колебаний в зависимости от величины параметра w/L, полученные без учета диссипативных потерь в структуре ($\tau \to \infty$, $\varepsilon_j'' = 0$). Значения других параметров являются характерными для МДП-структур на основе p-Si, используемых в экспериментах [1–3]. Средняя поверхностная концентрация электронов $\overline{N}_s = (N_A w + N_B s)/L$ полагалась постоянной. Распределения компоненты электрического поля $E_x(x)$ и осцилляций плотности поверхностного заряда $\rho(x)$ в плоскости $2D$-системы показаны на рис. 2 для радиационного и нерадиационного колебаний.

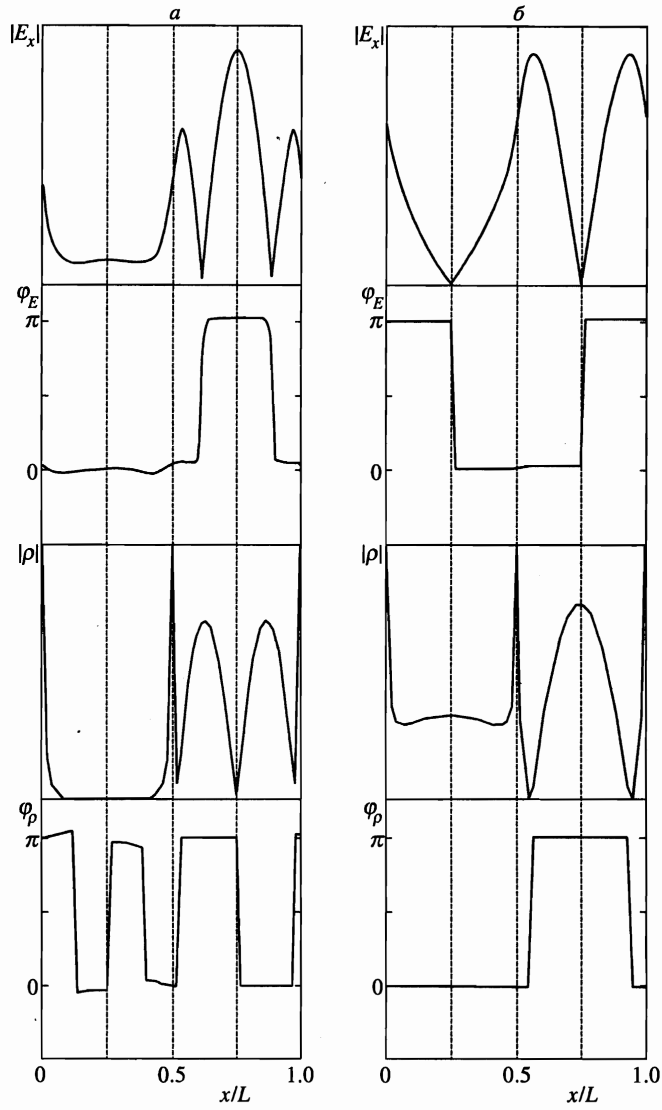

Рис. 2. Распределение амплитуд и фаз продольного электрического поля $E_x = |E_x| \exp(i\varphi_E)$ и осцилляций плотности поверхностного заряда $\rho = |\rho| \exp(i\varphi_\rho)$ в плоскости электронной $2D$-системы для радиационного (*а*) и нерадиационного (*б*) колебаний при $w/L = 0.5$, $\Delta n_s = 0.7$. Остальные параметры структуры те же, что и на рис. 1

Как видно из рис. 1 частоты плазменных колебаний уменьшаются с ростом глубины модуляции равновесной концентрации электронов практически во всем диапазоне изменения параметра w/L, что связано с локализацией поля колебаний в области $2D$-плазмы с меньшей концентрацией электронов (рис. 2). Естественно, что при $w/L = 0$ и $w/L = 1$ частоты ω^+ и ω^- совпадают и равны частоте плазменных колебаний в структуре с однородным электронным $2D$-слоем с концентрацией электронов $N_s = \overline{N}_s$. Теоретически частоты плазменных колебаний стремятся к нулю при $\Delta n_s \to 1$ ($N_B \to 0$). Эти выводы согласуются с теоретическими результатами, полученными ранее [7, 11–13].

Расщепление частот $\Delta\omega = \omega^+ - \omega^-$ радиационного и нерадиационного колебаний немонотонным образом зависит от величины параметра w/L. При малых значениях w/L частота радиационного колебания больше частоты нерадиационной моды, а при больших значениях w/L ситуация меняется на противоположную. Значение w/L, при котором происходит вырождение колебаний ($\omega^+ = \omega^-$), приближается к 0.5 по мере уменьшения глубины модуляции, что согласуется с формулой теории возмущений (2) при подстановке в нее значения

$$\frac{|N_2|}{N_0} = \frac{\sin(2\pi w/L)}{2\pi\left(N_B/(N_A - N_B) + w/L\right)}, \tag{24}$$

соответствующего заданному профилю распределения концентрации (3). Как показывают проведенные оценки, теория возмущений демонстрирует удовлетворительное (в пределах 1%) совпадение с результатами строгого расчета величины $\Delta\omega$ только при $\Delta n_s < 0.05$.

Асимметрия периодического профиля распределения концентрации электронов в $2D$-системе (не учитываемая в настоящей работе) в принципе должна приводить к радиационному затуханию обоих основных плазменных колебаний, что предоставляет возможность экспериментально наблюдать расщепление частот этих колебаний. Расщепление плазменного резонанса, обусловленное возбуждением плазменных колебаний на частотах ω^+ и ω^-, наблюдалось в экспериментах [1–3], что свидетельствует о нарушении (в ряде работ [1, 2] — неконтролируемом) симметрии профиля распределения концентрации. Кроме того, в работах [1–3] изолирующий диэлектрический слой (SiO_2) имел периодически-изменяющуюся толщину, что также не учитывается в теории. Отмеченные факты затрудняют непосредственное количественное сравнение данных указанных экспериментов с результатами расчетов. Так, например, оценки, проведенные по формуле теории возмущений (2) с использованием выражения (24), дают значение $\Delta\omega$, которое более чем в два раза меньше экспериментально наблюдаемой величины [1]. Наш строгий расчет дает еще меньшее (примерно на 15%) значение $\Delta\omega$ для реализуемой в [1] глубины модуляции равновесной концентрации электронов $\Delta n_s \simeq 0.26$. Учет диссипативных потерь путем включения в расчеты характерных для эксперимента [1] величин τ и ε_j'' практически (с погрешностью $< 1\%$) не изменяет значений собственных частот. По нашему мнению, основной причиной, приводящей к существенному расхождению экспериментальных и теоретических данных, является присутствие в экспериментальных структурах дополнительной неоднородности, связанной с периодическим гофрированием поверхности диэлектрического слоя. Заметим, что в работе [3] сообщается о наблюдении заметного расщепления плазменного резонанса при значении параметра $w/L = 0.5$ и глубине модуляции $\Delta n_s \simeq 0.7$, что качественно согласуется с результатами расчета , представленными на рис. 1*а*. Теория возмущений дает в этом случае $\Delta\omega = 0$ и поэтому не может использоваться даже для качественного объяснения эксперимента [3].

Как и следовало ожидать, максимальное значение радиационного затухания увеличивается с ростом глубины модуляции, однако максимум γ_r при этом сдвигается в сторону больших значений w/L (рис. 1*б*). В результате возникает немонотонная зависимость γ_r от глубины модуляции при любой фиксированной величине w/L.

Из рис. 2*а* видно, что распределение компоненты электрического поля E_x радиационного плазменного колебания обладает симметрией относительно центров интервалов $0 < x < w$ и $w < x < L$. В то же время распределение $E_x(x)$ для нерадиационной моды (рис. 2*б*) имеет узлы в центральных точках этих интервалов, т. е. является антисимметричным. Распределения неравновесных добавок к плотности поверхностного заряда $\rho(x)$ для радиационного и нерадиационного колебаний характеризуются противоположной четностью симметрии по сравнению с соответствующими распределениями $E_x(x)$. Таким образом, в случае радиационного колебания в плоскости электронной $2D$-системы формируется цепочка электрических диполей, образованных неравновесными зарядами противоположных знаков на границах полосок $2D$-плазмы с различными равновесными концентрациями электронов. Электромагнитное излучение этих диполей и является причиной радиационного затухания. В случае нерадиационного колебания такие диполи не образуются (см. распределение $\rho(x)$ на рис. 2*б*). При асимметричном профиле распределения равновесной плотности электронной $2D$-плазмы симметрия распределений $E_x(x)$ и $\rho(x)$ будет нарушаться, что должно приводить к радиационному затуханию обоих колебаний.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен теоретический анализ плазменных колебаний в периодически-неоднородной электронной $2D$-плазме. Рассмотрена модель сплошной электронной $2D$-системы с прямоугольным профилем пространственной модуляции равновесной концентрации электронов при произвольной глубине модуляции.

В рамках строгого электродинамического подхода вычислены частоты и радиационное затухание для двух основных (низших по частоте) типов плазменных колебаний с нулевым приведенным волновым вектором. Расщепление частот плазменных колебаний немонотонным образом зависит от отношения s/w ширин полос $2D$-плазмы соответственно с низкой и высокой концентрациями электронов. При некотором значении s/w внутри интервала $0 < s/w < 1$ наступает вырождение и происходит инверсия частот колебаний. С ростом глубины модуляции вырождение наступает при меньших значениях параметра s/w.

Результаты строгого расчета сравнены с опубликованными экспериментальными данными по субмиллиметровой фурье-спектроскопии плазменных колебаний в периодически-неоднородной электронной $2D$-плазме, а также с результатами разработанной ранее приближенной теории малого периодического возмущения равновесной концентрации электронов. Установлено, что теория возмущений дает удовлетворительное совпадение с результатами строгого расчета только при значениях амплитуды модуляции концентрации $\Delta n_s < 0.05$. Наиболее вероятной причиной значительного расхождения экспериментальных и теоретических значений величины расщепления частот представляется присутствие в экспериментальных структурах периодического затворного электрода, влияние которого не учитывается в теории.

Вследствие симметрии рассматриваемого в данной работе периодического профиля распределения равновесной концентрации электронов одно из основных плазменных колебаний является нерадиационным. Максимальное значение радиационного затухания γ_r другого основного колебания увеличивается с ростом глубины модуляции, однако максимум γ_r при этом наблюдается при меньших значениях s/w. В результате возникает немонотонная зависимость радиационного затухания от амплитуды модуляции равновесной концентрации электронов при любом фиксированном значении s/w.

На основе анализа распределений продольного электрического поля радиационного и нерадиационного плазменных колебаний и распределений неравновесной плотности поверхностного заряда в плоскости электронной $2D$-плазмы предложено объяснение физического механизма электромагнитного излучения из структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-19211).

Литература

1. U. Mackens, D. Heitmann, L. Prager et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 1485 (1984).
2. D. Heitmann, J. P. Kotthaus, U. Mackens, and W. Beinvogl, Superlattices and Microstructures **1**, 35 (1985).
3. D. Heitmann, Surf. Sci. **170**, 332 (1986).
4. T. Zettler and J. P. Kotthaus, Semicond. Sci. Technol. **3**, 413 (1988).
5. J. P. Kotthaus, W. Hansen, H. Pohlmann, and M. Wassermeier, Surf. Sci. **196**, 600 (1988).
6. T. Demel, D. Heitmann, and P. Grambow, in *Proc. of NATO ARW on «Spectroscopy of Semiconductor Microstructures»*, Venice (1989), NATO ASI Series, Series B: Physics, ed. by G. Fasol, A. Fasolino, and P. Lugly, Plenum Press, New York and London (1989), Vol. 206, p. 75.
7. R. J. Wilkinson, C. D. Ager, T. Duffield et al., J. Appl. Phys. **71**, 6049 (1992).
8. T. N. Theis, Surf. Sci. **98**, 515 (1980).
9. A. V. Chaplik, Surf. Sci. Rep. **5**, 289 (1985).
10. М. В. Крашенинников, А. В. Чаплик, ФТП **15**, 32 (1981).
11. G. Eliasson, P. Hawrylak, Ji-Wei Wu, and J. J. Quinn, Solid State Commun. **60**, 3 (1986).
12. V. Cataudella and V. M. Ramaglia, Phys. Rev. B **38**, 1838 (1988).
13. S. V. Meshkov, J. Phys.: Condens. Matter **3**, 1773 (1991).
14. U. Wulf, E. Zeeb, P. Gies et al., Phys. Rev. B **42**, 7637 (1990).
15. В. Б. Шикин, Т. Демель, Д. Хайтман, ЖЭТФ **96**, 1406 (1989).
16. W. L. Schaich, P. W. Park, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **46**, 12643 (1992).
17. М. В. Крашенинников, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **88**, 129 (1985).
18. C. D. Ager and H. P. Hughes, Phys. Rev. B **44**, 13452 (1991).
19. О. Р. Матов, О. В. Полищук, В. В. Попов, Письма в ЖТФ **18**, 86 (1992).
20. C. D. Ager, R. J. Wilkinson, and H. P. Hughes, J. Appl. Phys. **71**, 1322 (1992).
21. O. R. Matov, O. V. Polischuk, and V. V. Popov, Int. J. Infrared and Millimeter Waves **14**, 1455 (1993).
22. О. Р. Матов, О. Ф. Мешков, О. В. Полищук, В. В. Попов, ЖЭТФ **109**, 876 (1996).
23. Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике для научных работников и инженеров*, пер. с англ. под ред. И. Г. Арамановича, Наука, Москва (1978).
24. В. Я. Арсенин, *Методы математической физики и специальные функции*, Наука, Москва (1974), с. 346.