ЖЭТФ, 2002, том 122, вып. 3 (9), стр. 586–592

СПЕКТР ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ВБЛИЗИ ПОРОГА ПЕРФОРАЦИИ

О. Р. Матов, О. В. Полищук, В. В. Попов *

*Саратовское отделение Института радиотехники и электроники Российской академии наук
410019, Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 16 октября 2001 г.

Теоретически исследована трансформация спектра плазменных колебаний с нулевым приведенным волновым вектором в пространственно-модулированной двумерной электронной системе при переходе системы в режим изолированных квазиодномерных электронных каналов. На основе полученных результатов дано объяснение известным экспериментам по наблюдению трансформации плазменного резонанса при переходе через порог нарушения сплошности двумерной электронной системы.

PACS: 73.20.Mf

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] экспериментально исследовались методом субмиллиметровой фурье-спектроскопии возбуждения периодически неоднородной двумерной ($2D$) электронной плазмы в гетероструктурах GaAs/AlGaAs вблизи порога перехода от сплошной $2D$-системы с пространственной модуляцией плотности электронов к системе изолированных квазиодномерных электронных каналов. Пространственная модуляция плотности электронов в $2D$-системе создавалась за счет эффекта поля при подаче электрического смещения $V_g < 0$ на периодический затворный электрод. В качестве затворного электрода использовался сплошной полупрозрачный для электромагнитных волн проводящий слой NiCr с периодической гофрировкой (рис. 1).

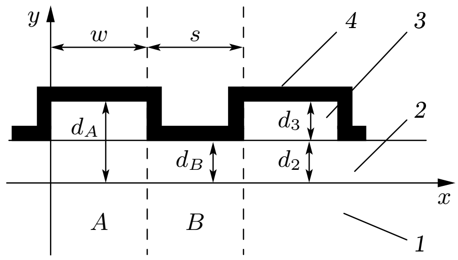

Рис. 1. Схематическое изображение структуры с периодически неоднородной двумерной электронной плазмой [1]: *1* — GaAs; *2* — AlGaAs; *3* — фоторезист; *4* — затворный электрод (NiCr). Пространственно-модулированный электронный $2D$-газ расположен на границе раздела сред *1* и *2*

Техника субмиллиметровой фурье-спектроскопии позволяет наблюдать возбуждения собственных колебаний с нулевым приведенным волновым вектором $k = 0$ в плоскости периодически неоднородной $2D$-системы. В работах [1, 2] исследовался плазменный резонанс, соответствующий возбуждению основного (низшего по частоте) плазменного колебания с $k = 0$. Увеличение глубины модуляции плотности электронов с ростом $|V_g|$ в режиме непрерывности электронной $2D$-системы приводит к уменьшению частоты плазменного резонанса. При этом квадрат частоты резонанса уменьшается быстрее, чем средняя поверхностная плотность электронов в $2D$-системе, что связано, как показано в работе [3], с локализацией основной моды плазменных колебаний в областях $2D$-плазмы с меньшей концентрацией электронов.

При $V_g < V_{tB}$, где V_{tB} — пороговое значение напряжения, соответствующее полному обеднению электронного слоя на участке B (см. рис. 1), непрерывность электронной $2D$-системы нарушается

*E-mail: popov@ire.san.ru

(происходит перфорация электронной $2D$-системы) и возникает периодическая система изолированных квазиодномерных электронных каналов. При увеличении $|V_g|$ в области $V_g < V_{tB}$ наблюдается увеличение частоты плазменных колебаний электронов, локализованных в системе изолированных квазиодномерных каналов. Этот факт получил теоретическое объяснение в работе [4].

Данные экспериментов [1, 2] свидетельствуют о том, что при достижении порога нарушения непрерывности электронной $2D$-системы (при $V_g = V_{tB}$) частота плазменного резонанса остается конечной даже в отсутствие внешнего магнитного поля. При этом частота плазменного резонанса изменяется непрерывно при переходе от сплошной пространственно-модулированной электронной $2D$-системы к системе изолированных квазиодномерных каналов.

Теоретическому рассмотрению трансформации спектра плазменных колебаний при переходе от однородной электронной $2D$-системы к периодической системе изолированных квазиодномерных электронных каналов посвящены работы [5–7]. В работах [5, 6] отклик периодически неоднородной электронной $2D$-системы описывался с помощью локальной поверхностной проводимости, а в работе [7] использовался гидродинамический подход в модели Томаса–Ферми–Дирака–Вейцзеккера. В соответствии с результатами расчетов [5, 6] частоты всех (в том числе основных) плазменных мод с нулевым приведенным волновым вектором в непрерывной периодически неоднородной электронной $2D$-системе уменьшаются до нуля при приближении к порогу нарушения непрерывности системы. В то же время в работе [7] сделан вывод о том, что с ростом глубины пространственной модуляции электронной плотности в электронной $2D$-системе с периодом L происходит непрерывная трансформация плазменной моды однородной электронной $2D$-системы с волновым вектором $k = 2\pi/L$ в основную дипольную моду плазменных колебаний, локализованных в изолированных электронных каналах.

Таким образом, до настоящего времени оставался невыясненным вопрос о физическом механизме трансформации плазменного резонанса при переходе через порог нарушения сплошности электронной $2D$-системы.

В теоретических работах [5–7] плазменные колебания описывались в электростатическом приближении без учета их связи с электромагнитными полями излучения из структуры. В работе [3] было показано, что учет электродинамических эффектов является существенным при рассмотрении собственных колебаний с нулевым приведенным волновым вектором в плоскости периодически неоднородной электронной $2D$-системы. Как уже отмечалось выше, именно такие колебания возбуждаются в экспериментах по субмиллиметровой фурье-спектроскопии низкоразмерных электронных систем.

В данной работе с использованием общей электродинамической теории, развитой в [3], выясняется механизм трансформации плазменных колебаний с нулевым приведенным волновым вектором при переходе от сплошной пространственно-модулированной $2D$-системы к системе изолированных квазиодномерных каналов. Изложение результатов работы построено в следующей последовательности. В разд. 2 обсуждается используемая модель для вычисления равновесного периодического распределения электронной плотности в $2D$-системе в зависимости от напряжения на периодическом затворном электроде. В разд. 3 приводятся результаты расчета в сравнении с экспериментальными данными работ [1, 2]. В Заключении собраны основные выводы.

2. РАВНОВЕСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ: ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МОДЕЛЬ

В работах [1, 2] приводятся экспериментальные значения частот плазменного резонанса в структуре, представленной на рис. 1, в зависимости от напряжения V_g на затворном электроде. В то же время входными параметрами теории [3] являются значения концентраций электронов $N_{A,B}$ в $2D$-системе на участках A и B. Строго говоря, для определения $N_{A,B}$ необходимо решить соответствующую электростатическую задачу для структуры с периодически изогнутым затворным электродом. При этом очевидно, что профиль распределения плотности электронов в $2D$-системе будет в общем случае отличаться от прямоугольного профиля, принятого в [3]. Однако точная форма затворного электрода не известна, так как она практически не поддается строгому контролю в ходе технологического процесса изготовления электрода. К тому же неизвестно точное значение диэлектрической проницаемости AlGaAs в исследуемом в [1, 2] диапазоне частот (оно зависит также и от процентного содержания алюминия). Поэтому для нахождения равновесного распределения электронов в $2D$-системе ниже использована простая приближенная модель, допускающая непосредственное применение теории [3] для описания плазменных колебаний в системе и в то же время обеспечивающая необходимую «привязку» к условиям экспериментов [1, 2] с помощью подгоночных параметров.

Значения поверхностной концентрации электронов на участках A и B (см. рис. 1) будем определять по формуле плоского конденсатора:

$$N_{A(B)} = \frac{V_g - V_{tA(B)}}{d_{A(B)} e} \varepsilon_{A(B)} \varepsilon_0 \quad (V_{tA(B)} \le V_g < 0), \quad (1)$$

где $d_{A(B)}$ — расстояние от $2D$-системы до затворного электрода на участке A (B); $V_{tA(B)}$ — пороговое значение напряжения на затворе, соответствующее полному обеднению электронной $2D$-системы на участке A (B); e — заряд электрона $(e > 0)$, ε_0 — электрическая постоянная. Диэлектрическая постоянная ε_B на участке B полагается равной диэлектрической постоянной материала AlGaAs. В соответствии с экспериментальной ситуацией на участке A конденсатор заполнен составным диэлектриком толщиной $d_A = d_2 + d_3$, где d_2 и d_3 — толщины соответственно слоев AlGaAs и фоторезиста. В этом случае эффективная диэлектрическая постоянная ε_A, входящая в формулу (1), в принятой модели плоского конденсатора имеет вид

$$\varepsilon_A = \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_3 (d_2 + d_3)}{d_2 \varepsilon_3 + d_3 \varepsilon_2},$$

где ε_2 и ε_3 — диэлектрические постоянные соответственно AlGaAs и фоторезиста. Пороговое напряжение $V_{tB} = -0.5$ В, соответствующее образованию системы изолированных квазиодномерных электронных каналов, находилось экспериментально в [1] из емкостных и токовых измерений. Значение V_{tA} в используемой модели определяется из условия $N_A = N_B$ при $V_g = 0$, откуда следует

$$V_{tA} = \frac{d_A}{d_B} \frac{\varepsilon_B}{\varepsilon_A} V_{tB}.$$

Описанная модель плоского конденсатора часто применяется для оценки электронной плотности в пространственно-модулированных $2D$-системах [1, 2]. Очевидно, что эта модель дает правильные количественные результаты только при $d_A \ll w$, $d_B \ll s$. В структурах, исследованных в [1, 2], указанное соотношение практически имеет место на участке B ($d_B \approx 50$ нм, $s \approx 250$ нм), но не выполняется на участке A ($d_A \approx 170$ нм, $w \approx 250$ нм). Поэтому по отношению к участку A формулу (1) можно рассматривать только как подгоночное соотношение. В качестве единственного подгоночного параметра целесообразно использовать величину d_3, которая определяет все остальные параметры (V_{tA} и ε_A), входящие в формулу (1) для вычисления N_A. Естественно, что подгоночное значение d_3 будет в общем случае отличаться от реальной геометрической толщины фоторезиста *3*. Значения диэлектрических постоянных сред в используемой электростатической модели принимались следующими: $\varepsilon_1 = 12.8$, $\varepsilon_2 = 11.0$, $\varepsilon_3 = 2.4$ [8].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Теоретическое рассмотрение в настоящей работе сводится к решению двух отдельных задач. Сначала по формуле (1) находятся значения концентраций электронов на участках A и B системы в зависимости от напряжения на затворном электроде. Условия выбора величины подгоночного параметра d_3 обсуждаются ниже. Затем вычисленные значения $N_{A,B}$ используются в электродинамической модели [3].

Расчетный алгоритм, разработанный в [3], позволяет вычислять частоту, радиационное затухание и распределения амплитуд колебаний полей и плотности заряда для любой плазменной моды в периодически неоднородной электронной $2D$-системе с прямоугольным профилем модуляции электронной плотности:

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

где $L = w + s$ — период структуры, при произвольном коэффициенте глубины модуляции

$$\Delta n_s = \frac{N_A - N_B}{N_A + N_B} \le 1 \quad (N_A \ge N_B \ge 0).$$

Отклик электронной $2D$-системы на действие гармонического электрического поля вида $E \exp(i\tilde{\omega} t)$ будем описывать в локальном приближении (модель Друде) поверхностной проводимостью

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

где m^* — эффективная масса электрона, τ — феноменологическое время релаксации импульса электронов в $2D$-системе. Действительная часть комплексной частоты $\tilde{\omega} = \omega + i\gamma$ соответствует частоте плазменных колебаний, а мнимая часть γ представляет собой коэффициент их затухания, связанного в общем случае как с диссипативными процессами в системе, так и с электромагнитным излучением из структуры. Очевидно, что в случае $1/\tau = 0$ имеем $\gamma = \gamma_r$, где γ_r — радиационное затухание.

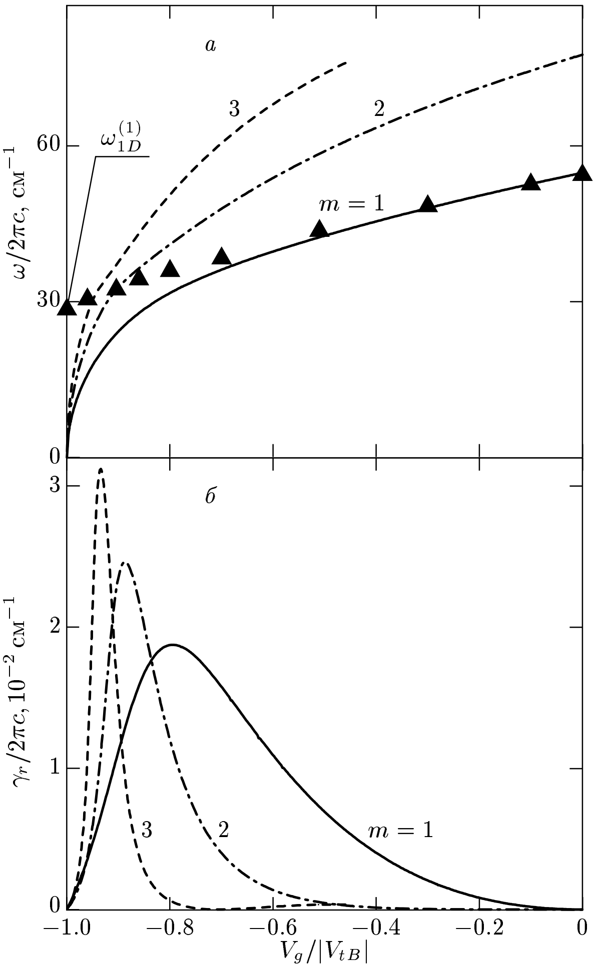

Рис. 2. Зависимости частот $\omega^{(m)}$ (a) и радиационного затухания $\gamma_r^{(m)}$ ($б$) ($m = 1, 2, 3$) от напряжения на затворном электроде V_g. Треугольники соответствуют экспериментальным данным работы [1]

В электродинамической модели полагается, что электронная $2D$-система находится на плоской границе раздела двух полубесконечных сред с диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2. В этом смысле используемая электродинамическая модель также отличается от реальной структуры, изображенной на рис. 1, где над поверхностью плоского слоя AlGaAs находится периодически изогнутый полупрозрачный проводник NiCr. Однако, используя величину ε_2 как единственный подгоночный параметр в электродинамической задаче, можно количественно учесть влияние гофрированного проводящего затвора на экранирование плазменных колебаний в $2D$-системе.

На рис. 2 приведены результаты расчета частот $\omega^{(m)}$ и радиационного затухания $\gamma_r^{(m)}$ для трех низших плазменных мод с нулевым приведенным волновым вектором во всем диапазоне изменения коэффициента глубины модуляции $0 \le \Delta n_s \le 1$ для характерных параметров эксперимента [1] в случае $1/\tau = 0$. Моды обозначены индексом m в порядке возрастания их частоты. Физически типы плазменных колебаний с разными значениями индекса m различаются числом осцилляций амплитуды колебаний поля (и плотности заряда) на периоде системы. Расчетные данные приведены только для радиационных мод, так как только эти моды могут проявляться в виде плазменных резонансов в экспериментах. На рис. 2a видно, что частоты всех мод уменьшаются до нуля при достижении порога нарушения сплошности $2D$-системы (при $V_g = V_{tB}$). При этом с ростом индекса моды m убывание частоты при $V_g \to V_{tB}$ становится более резким, так что спектральная зависимость моды с $m = 3$ приближается к линии $V_g = V_{tB}$, на которой расположены частоты дипольных плазменных колебаний $\omega_{1D}^{(m)}$, локализованных в изолированных электронных полосках шириной w при $N_A\big|_{V_g=V_{tB}}$. При этом на кривой зависимости $\omega^{(3)}(V_g)$ заметен небольшой излом напротив частоты основной дипольной моды ω_{1D}, возникающий вследствие взаимодействия указанных мод.

В электродинамической задаче использовалось подгоночное значение величины $\varepsilon_2 = 16$, выбранное из условия совпадения теоретического и экспериментального значений частоты основной моды ($m = 1$) в случае однородной $2D$-системы (при $V_g = 0$). Значение величины d_3 выбиралось с помощью подгонки теоретического значения частоты основной дипольной моды в изолированных электронных каналах к экспериментальным данным [1] для частоты плазменного резонанса при $V_g = V_{tB}$. Заметим, что соответствующая частота, вычисленная по оценочной формуле [9, 10]

$$\omega_{1D}^{(1)} = \sqrt{\frac{2N_A\big|_{V_g=V_{tB}} \cdot e^2}{\varepsilon_0(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)m^* w}},$$

для классического изолированного электронного канала с прямоугольным профилем электронной плотности совпадает с точным теоретическим значением с погрешностью менее 5 %.

Радиационное затухание плазменных мод ведет себя немонотонным образом в зависимости от напряжения на затворном электроде (рис. 2$б$). Максимумы радиационного затухания для разных мод имеют место при различных значениях V_g. Из данных, приведенных на рис. 2$б$, следует, что вблизи порога перфорации $2D$-системы (при $V_g \to V_{tB}$) максимальное значение радиационного затухания имеет

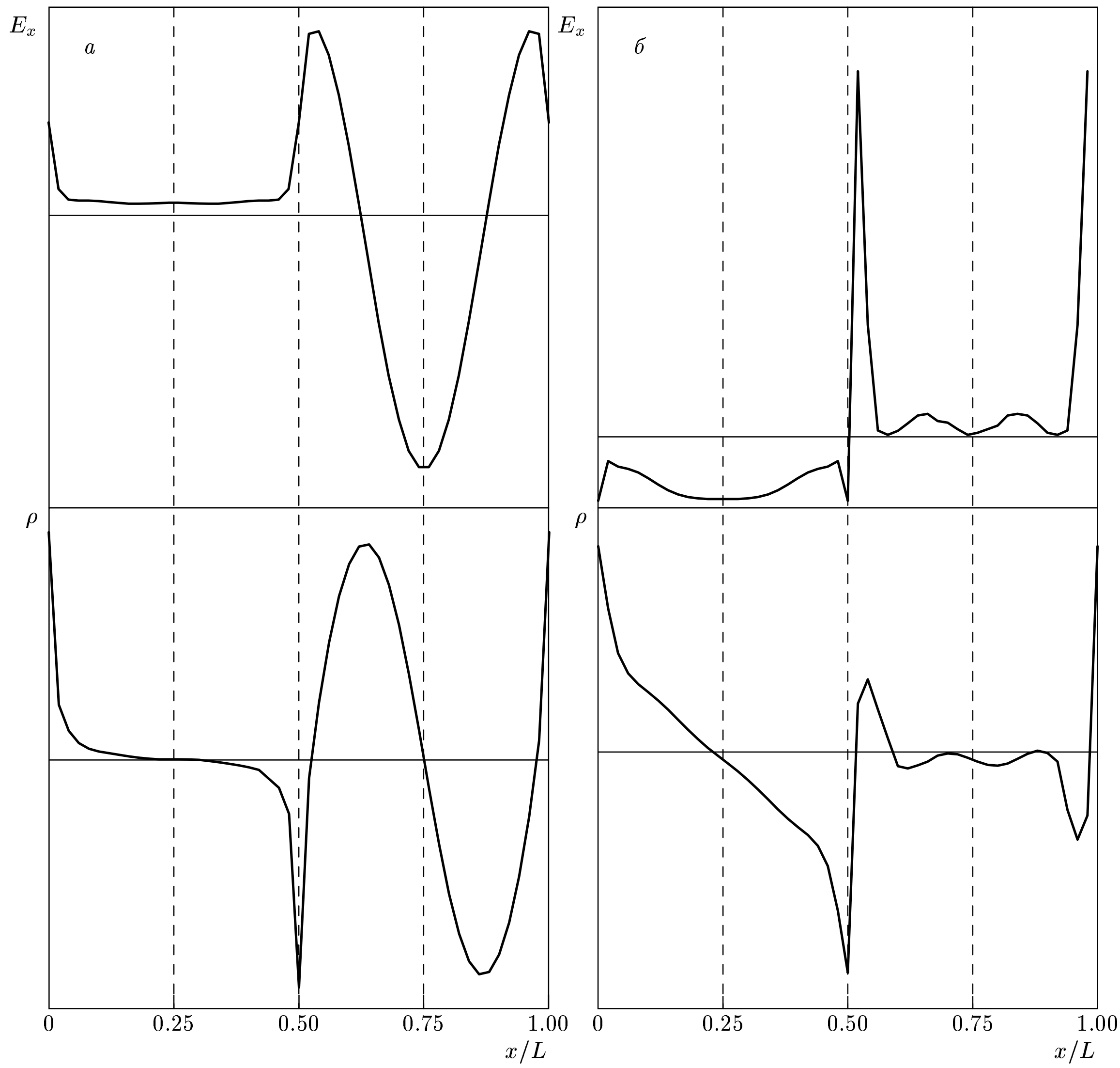

Рис. 3. Распределения продольного электрического поля E_x и плотности заряда ρ в плоскости $2D$-системы для двух мод плазменных колебаний $m = 1$ (a) и $m = 3$ ($б$) при $\Delta n_s = 0.9$

мода с $m = 3$. Поскольку величина радиационного затухания характеризует связь плазменных колебаний с внешней электромагнитной волной [11, 12], интенсивность возбуждения той или иной плазменной моды будет различной при разных V_g.

Таким образом, представленные результаты указывают на то, что экспериментально наблюдаемый в [1, 2] плазменный резонанс в сплошной $2D$-системе с пространственно-модулированной электронной плотностью при $V_{tB} < V_g \leq 0$ (соответствующие экспериментальные данные показаны на рис. 2a треугольниками) связан с возбуждением различных плазменных мод. При слабой модуляции возбуждается мода с $m = 1$. По мере приближения к порогу нарушения сплошности $2D$-системы наиболее эффективно возбуждается мода с $m = 3$, давая резонанс на частоте $\omega^{(3)} \approx \omega_{1D}^{(1)}$ при $V_g \approx V_{tB}$ (см. рис. 2a). В промежуточной области ряд экспериментальных точек может быть обусловлен возбуждением моды с $m = 2$.

Физическая картина трансформации различных плазменных мод с изменением V_g поясняется рис. 3, на котором представлены распределения продольного электрического поля E_x и плотности заряда в плоскости $2D$-системы для двух мод плазменных колебаний ($m = 1, 3$) при большой глубине модуляции равновесной электронной плотности $\Delta n_s = 0.9$ ($V_g/|V_{tB}| = -0.97$). Видно, что в этом случае плаз-

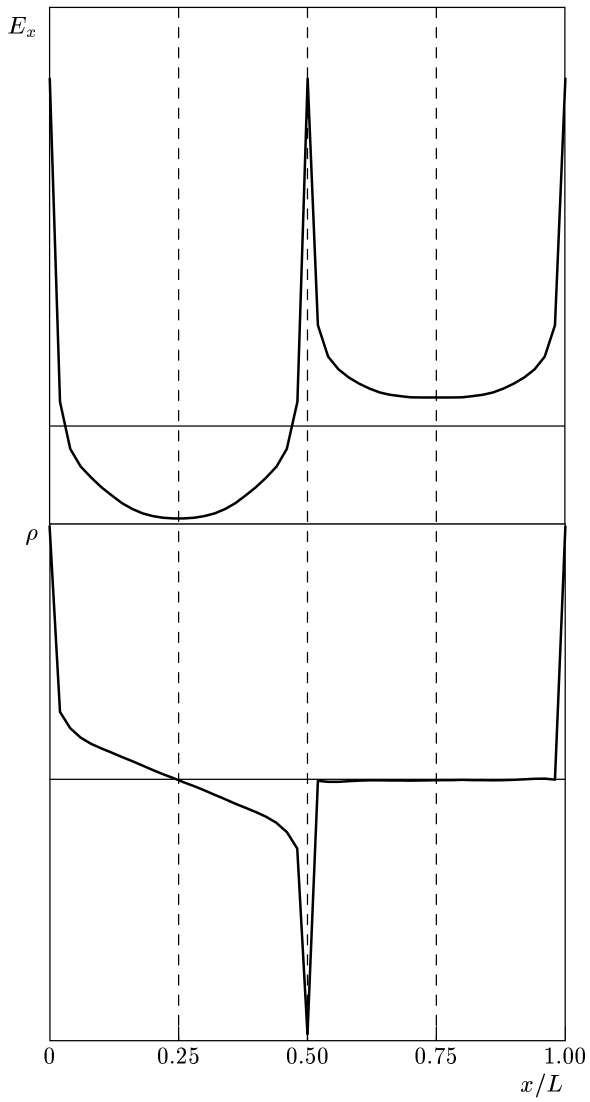

Рис. 4. Распределения продольного электрического поля и плотности заряда для основного дипольного колебания в системе изолированных электронных каналов

менные осцилляции с $m = 1$ локализуются в области $2D$-системы с меньшей концентрацией электронов, что приводит к уменьшению частоты и радиационного затухания этой моды. Расчеты показывают, что распределения амплитуд осцилляций электрического поля и заряда в плазменной моде с $m = 2$ ведут себя аналогичным образом. В то же время поведение моды с $m = 3$ демонстрирует противоположный характер при той же глубине модуляции, соответствующей точке излома спектральной зависимости этой моды (см. рис. 2*а*). Колебания заряда в основном сосредоточены в области $2D$-системы с большой концентрацией электронов. При этом на участке A формируются распределения поля и плотности заряда, аналогичные соответствующим распределениям для основного дипольного колебания в изолированном квазиодномерном электронном канале (сравн. рис. 3*б* и 4). Это объясняет экспериментально наблюдаемую в [1, 2] плавную трансформацию плазменного резонанса при переходе через порог перфорации $2D$-системы. Естественно, что при дальнейшем увеличении затворного напряжения $|V_g|$ колебания моды с $m = 3$ локализуются также в областях $2D$-системы с малой концентрацией электронов, что и приводит к уменьшению частоты и радиационного затухания этой моды до нуля при $V_g \to V_{tB}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках строгого электродинамического подхода в работе проведен анализ спектра плазменных колебаний периодически неоднородной электронной $2D$-системы с прямоугольным профилем распределения электронной плотности вблизи порога ее перфорации, приводящей к образованию изолированных квазиодномерных электронных каналов. Так же, как и в электростатической модели [5, 6], частоты всех плазменных мод уменьшаются до нуля при приближении к порогу перфорации системы. В то же время спектральная ветвь высокочастотной (третьей) плазменной моды претерпевает излом вблизи порога перфорации. Показано, что указанный излом имеет место на частоте, совпадающей с частотой основного дипольного плазменного колебания в изолированных электронных полосках. При этом распределения амплитуд осцилляций поля и заряда для третьей моды в сильномодулированной $2D$-системе близки к соответствующим распределениям в изолированных электронных каналах.

Проведена подгонка результатов расчетов к известным экспериментальным данным [1, 2] по наблюдению плазменных резонансов в периодически неоднородных электронных $2D$-системах. Сделан вывод о том, что наблюдаемая в экспериментах зависимость частоты плазменного резонанса от глубины модуляции равновесной электронной плотности в $2D$-системе связана с возбуждением разных типов плазменных колебаний при различной глубине модуляции. В результате рассмотрения предложено объяснение существовавшего до настоящего времени противоречия между экспериментальными и теоретическими данными по поводу поведения частоты плазменного резонанса при переходе через порог перфорации $2D$-системы.

В заключение заметим, что похожий характер трансформации спектра плазменных колебаний был обнаружен недавно в спаренных электронных проволоках с токовой связью [13, 14]. Установление токовой связи между двумя первоначально изолированными электронными проволоками приводит к образованию одного широкого электронного канала с изменяющейся по ширине канала равновесной электронной плотностью. Спектр плазменных мод в таком электронном канале испытывает сгущение при уменьшении до нуля токовой связи между электронными проволоками. В отсутствие токовой связи в системе устанавливается спектр плазменных колебаний, характерный для изолированных электронных проволок. В отличие от [13, 14] в рассматриваемой нами структуре переход к режиму изолированных электронных каналов сопровождается сгущением спектра плазменных колебаний непрерывной электронной $2D$-системы с периодически модулированной электронной плотностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 00-02-16440).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Kotthaus, W. Hansen, H. Pohlmann, and M. Wassermeier, Surf. Sci. **196**, 600 (1988).

2. T. Demel, D. Heitmann, and P. Grambow, in *Proc. NATO ARW on «Spectroscopy of Semiconductor Microstructures» NATO ASI Series*, Series B: Physics, Vol. 206, ed. by G. Fasol, A. Fasolino, P. Lugly, Plenum Press, New York, London (1989), p. 75.

3. О. Р. Матов, О. Ф. Мешков, В. В. Попов, ЖЭТФ **113**, 988 (1998).

4. В. Б. Шикин, Т. Демель, Д. Хайтман, ЖЭТФ **96**, 1406 (1989).

5. V. Cataudella and V. M. Ramaglia, Phys. Rev. B **38**, 1828 (1988).

6. S. V. Meshkov, J. Phys.: Condens. Matter **3**, 1773 (1991).

7. B. P. van Zyl and E. Zaremba, Phys. Rev. B **59**, 2079 (1999).

8. R. W. Gruhlke, W. R. Holland, and D. S. Hall, Phys. Rev. Lett. **56**, 2838 (1986).

9. S. J. Allen, Jr., H. L. Störmer, and J. C. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).

10. J. Alsmeier, E. Batke, and J. P. Kotthaus, Phys. Rev. B **40**, 12574 (1989).

11. М. В. Крашенинников, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **88**, 129 (1985).

12. O. R. Matov, O. V. Polischuk, and V. V. Popov, Int. J. Infrared Millimeter Waves **14**, 1455 (1993).

13. W. R. Frank, A. O. Govorov, J. P. Kotthaus et al., Phys. Rev. **55**, 1950 (1997).

14. А. О. Говоров, W. R. Frank, С. А. Студеникин, ФТТ **40**, 542 (1998).