

06

## Возбуждение плазменных резонансов в экранированной двумерной электронной системе с боковыми контактами

© В.В. Попов, О.В. Полищук

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
(Саратовский филиал)  
E-mail: popov@soire.renet.ru

Поступило в Редакцию 5 октября 2009 г.

Показано, что при полном экранировании двумерного электронного газа, ограниченного боковыми контактами, эффективность возбуждения плазменных резонансов падающей электромагнитной волной существенно возрастает. При этом значительно сужается линия плазменного резонанса — до минимальной теоретической величины, определяемой электронным рассеянием в двумерной электронной системе.

Плазменные колебания в двумерном электронном газе (2МЭГ) в полупроводниковых гетеропереходах с управляющим затворным электродом (так называемые подзатворные плазмоны) могут быть использованы для создания миниатюрных частотно-селективных электрических перестраиваемых детекторов терагерцового (THz) излучения [1]. Спектр подзатворных плазмонов имеет вид [2]

$$\omega_p = \left( \frac{e^2 N}{m^* \varepsilon_0 [\varepsilon_s + \varepsilon_b \operatorname{cth}(qd)]} q \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\omega_p$  и  $q$  — соответственно частота и волновой вектор подзатворного плазмона,  $N$  — поверхностная концентрация электронов с зарядом  $e$  и эффективной массой  $m^*$  в 2МЭГ,  $d$  и  $\varepsilon_b$  — соответственно толщина и диэлектрическая постоянная подзатворного диэлектрика (барьерного слоя),  $\varepsilon_s$  — диэлектрическая постоянная подложки,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная. При малой толщине подзатворного диэлектрика  $qd \ll 1$  спектр (1) сводится к линейной дисперсии

$$\omega_p = \left( \frac{e^2 N d}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon_b} \right)^{1/2} q \quad (2)$$

с независимой от частоты плазмона фазовой скоростью  $s = \omega_p/q$ . Концентрация электронов в 2МЭГ может регулироваться путем изменения затворного напряжения. Указанная зависимость может быть приближенно описана с помощью простой формулы  $N = \epsilon_0 \epsilon_b U_0 / ed$ ,  $U_0$  — разность между затворным напряжением и пороговым напряжением полного обеднения 2МЭГ. В этом случае формула (2) принимает вид

$$\omega_p = \left( \frac{eU_0}{m^*} \right)^{1/2} q. \quad (3)$$

Волновой вектор плазмона  $q$  определяется эффективной длиной подзатворного плазмонного резонатора, которая может быть приближенно оценена как  $l_{eff} \approx l + 2d$ , где  $l$  — геометрическая длина затворного электрода [3]. При симметричных граничных условиях на противоположных концах подзатворного участка 2МЭГ величина волнового вектора плазмонных мод подзатворного резонатора дается условием  $q = n\pi/l_{eff}$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) [3]. Однако только резонансы плазмонных мод с нечетными индексами  $n$  могут быть возбуждены свободно падающим на затворный электрод ТГц-излучением. Плазмонные моды с четными индексами  $n$  имеют нулевой полный дипольный момент в плоскости 2МЭГ и поэтому не взаимодействуют с ТГц-излучением [4,5]. Для типичных параметров 2МЭГ в гетеропереходе InAlAs/InGaAs:  $N = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\epsilon_b = 12.24$ ,  $m^* = 0.043m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона, при  $l_{eff} = 4 \mu\text{m}$  и  $d = 40 \text{ nm}$  формула (2) дает частоту основного ( $n = 1$ ) плазмонного резонанса около 0.3 ТГц.

Частотно-селективное возбуждение сильных электрических полей в 2МЭГ при плазмонном резонансе приводит к усилению различных типов нелинейностей в 2МЭГ, что может быть использовано для перестраиваемого по частоте детектирования ТГц-излучения. В качестве одного из перспективных механизмов нелинейности при плазмонном резонансе в 2МЭГ рассматривается гидродинамическая нелинейность [1]. Детектирование ТГц-излучения при плазмонном резонансе в транзисторных структурах с 2МЭГ было экспериментально продемонстрировано в работах [6–9]. Ввиду того что фазовая скорость плазмонов значительно (до двух порядков величины) превосходит скорость переноса носителей заряда в 2МЭГ, плазмонные детекторы демонстрируют гораздо более высокое быстродействие по сравнению с электронными детекторами [10].

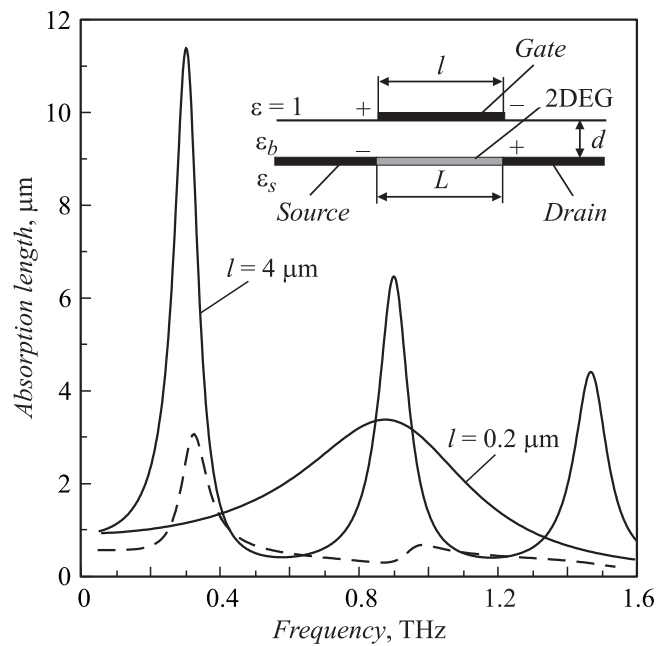
Выражение (3) определяет частоту плазмонного резонанса в зависимости от величины затворного напряжения в отсутствие потерь. Широкий диапазон электрической перестройки частоты детектирования делает плазмонный тип детектора чрезвычайно привлекательным, например для создания электрически перестраиваемого спектрометра на основе единого микрочипа. Кроме широкого диапазона частотной перестройки важным параметром является ширина плазмонного резонанса, определяющая селективность детектора и, как следствие, разрешающую способность спектрометра на основе такого детектора. Ширина линии плазмонного резонанса определяется всеми возможными механизмами затухания плазмонов в структуре с 2МЭГ. Вклад электронного рассеяния в полную ширину линии плазмонного резонанса (на уровне половинной высоты резонанса) равен  $1/2\pi\tau$ , где  $\tau$  — время электронной релаксации, и может составлять 0.01–0.1 THz при температуре 4–77 K в 2МЭГ с высокой подвижностью электронов. Радиационное уширение линии плазмонного резонанса связано с излучением электромагнитных волн плазменными колебаниями и определяется величиной силы осциллятора соответствующей плазмонной моды. Подзатворные плазмонные моды с четными индексами  $n$ , имеющие нулевой полный дипольный момент в плоскости 2МЭГ, характеризуются нулевой силой осциллятора. Вместе с тем полный дипольный момент (а следовательно, и сила осциллятора) подзатворной плазмонной моды с нечетным индексом  $n$  тоже мал вследствие акустической (квадрупольной) природы подзатворных плазмонных мод [3]. Поэтому эффективное возбуждение подзатворных плазмонных мод внешним THz-излучением является нетривиальной задачей.

До настоящего времени подзатворные плазмонные резонансы наблюдались в основном в серийных высокочастотных гетеротранзисторах с 2МЭГ, имеющих короткий (с длиной порядка 50–200 nm) затворный электрод и расстояние между боковыми контактами истока и стока порядка одного микрона [6–9]. Интенсивность возбуждения подзатворных плазмонных резонансов в таких структурах крайне мала. Поэтому подзатворные плазмонные резонансы не проявляются в спектре THz-поглощения транзистора на фоне гораздо более сильного поглощения, связанного с резонансами межконтактных плазмонов (имеющих гораздо большую силу осциллятора) и друдевским поглощением на длинных подводящих участках 2МЭГ [11]. В то же время подзатворные плазмонные резонансы можно наблюдать в спектрах THz-фотоотклика

транзистора. Поскольку наводимая падающей THz-волной фото-ЭДС связана с нелинейными свойствами подзатворного участка 2МЭГ, возбуждение подзатворных плазмонных резонансов приводит к соответствующим резонансным пикам в спектре THz-фотоотклика транзистора [6–9]. В работе [9] было экспериментально продемонстрировано, что ширина линии подзатворного плазмонного резонанса в спектре THz-фотоотклика гетеротранзистора с 2МЭГ на порядок величины превышает вклад, определяемый электронным рассеянием. Указанное уширение линии подзатворного плазмонного резонанса может быть объяснено рассеянием подзатворных плазмонов на границах подзатворного участка электронного канала с возбуждением межконтактных плазмонов на длинных подводящих участках электронного канала (межмодовое плазмон-плазмонное рассеяние) [3,12,13]. Естественно, что такое гигантское уширение линии плазмонного резонанса ставит под вопрос высокую потенциальную частотную селективность THz-детекторов на плазмонном резонансе.

В данной работе теоретически показано, что интенсивность возбуждения подзатворных плазмонных резонансов значительно возрастает, если весь участок 2МЭГ между боковыми контактами экранирован затворным электродом (см. врезку на рисунке). При этом ширина линии плазмонного резонанса сильно сужается до величины, определяемой электронным рассеянием в 2МЭГ.

Спектр плазмонного поглощения THz-волны в рассматриваемой структуре вычислялся с использованием строгого электродинамического подхода, развитого в [11], при следующих параметрах, характерных для гетероструктуры InAlAs/InGaAs/InP:  $L = 4 \mu\text{m}$ ,  $d = 40 \text{ nm}$ ,  $N = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $m^* = 0.043m_0$ ,  $\epsilon_b = 12.24$ ,  $\epsilon_s = 13.65$ ,  $\tau = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ . Структура полагается бесконечной и однородной в поперечном направлении (перпендикулярно плоскости чертежа на врезке рисунка). Затворный электрод представляет собой бесконечную двумерную идеально проводящую полоску с шириной  $l$  (эта величина называется длиной затвора согласно общепринятой терминологии), а боковые контакты истока и стока представляют собой полубесконечные идеально проводящие плоскости. Рассматривается случай нормального падения однородной плоской THz-волны на экранированный 2МЭГ. Электрическое поле падающей THz-волны поляризовано поперек полоски затворного электрода (т.е. вдоль направления исток-сток). В рамках указанного подхода диссипация энергии плазмонов в 2МЭГ учитывается



Характеристическая длина поглощения экранированного 2МЭГ, ограниченного боковыми контактами, как функция частоты падающего ТГц-излучения при различной степени экранирования. Параметры структуры указаны в тексте. Штриховая кривая соответствует случаю неограниченного 2МЭГ (без боковых контактов) при  $l = 4 \mu\text{m}$ . На врезке показана рассматриваемая структура и условно отмечены заряды, индуцированные внешней ТГц-волной на ребрах металлических контактов структуры. Внешняя ТГц-волна падает на структуру вертикально сверху.

с помощью задания феноменологического времени электронной релаксации  $\tau$  в выражении для высокочастотной друдевской проводимости 2МЭГ, а радиационное затухание плазмонов учитывается самосогласованным образом в уравнениях электродинамики.

На рисунке приведена зависимость характеристической длины поглощения, определяемой как отношение поглощаемой мощности на единицу ширины структуры (вдоль направления ее однородности) к величине потока энергии в падающей ТГц-волне, от частоты падаю-

шей THz-волны. При длине затвора значительно короче длины всего участка 2МЭГ между контактами стока и истока ( $l \ll L$ ) возникает широкая линия поглощения, связанная с возбуждением межконтактных плазменных колебаний [11] на всей длине 2МЭГ на участке сток-исток (кривая, соответствующая  $l = 200$  nm на рис. 1). Поскольку вклад электронного рассеяния в ширину линии плазмонного резонанса составляет  $1/2\pi\tau \approx 0.08$  THz, практически вся ширина линии резонанса межконтактных плазмонов ( $\Delta f \sim 0.65$  THz) определяется в основном радиационным уширением резонанса. В соответствии с этим вычисленная характеристическая длина рассеяния (не показано на рисунке), определяемая как отношение рассеянной мощности на единице ширины структуры к величине потока энергии в падающей THz-волне, оказывается почти на порядок величины больше характеристической длины поглощения на частоте резонанса. С увеличением длины затворного электрода линия резонанса сдвигается в сторону низких частот за счет усиления экранирования плазменных колебаний затворным электродом и значительно сужается. При этом в структуре возбуждаются также достаточно интенсивные высшие плазмонные резонансы. В структуре с полностью экранированным 2МЭГ ( $l \approx L$ ) ширина линии резонанса сужается до величины  $1/2\pi\tau$ , определяемой электронным рассеянием в 2МЭГ. В этом случае роль радиационного уширения линии резонанса становится несущественной, и в соответствии с этим вычисленная характеристическая длина рассеяния оказывается почти на порядок величины меньше характеристической длины поглощения на частоте резонанса. Заметим, что длина поглощения при плазмонном резонансе в структуре с полностью экранированным 2МЭГ почти в три раза превосходит геометрическую длину 2МЭГ  $L$ . В то же время в аналогичной структуре без боковых контактов (т.е. в структуре с неограниченным 2МЭГ) длина поглощения при плазмонном резонансе оказывается в полтора раза меньше геометрической длины подзатворного участка 2МЭГ (штриховая кривая на рисунке). Высокая эффективность возбуждения основного и высших подзатворных плазмонных резонансов в полностью экранированном 2МЭГ с боковыми контактами связана с тем, что симметрия распределения осциллирующих зарядов, наведенных внешней THz-волной на ребрах металлических контактов структуры, полностью соответствует симметрии распределения осциллирующих зарядов в подзатворной плазмонной моде (см. врезку на рисунке).

Таким образом, в данной работе показано, что в полностью экранированном 2МЭГ с боковыми контактами могут возбуждаться узкие интенсивные плазмонные резонансы на THz-частотах. Результаты открывают возможность создания компактных высокоселективных электрически перестраиваемых по частоте детекторов THz-излучения с высокой чувствительностью.

Работа выполнена в рамках Европейского научного объединения „Полупроводниковые источники и детекторы в области терагерцовых частот“ при поддержке РФФИ (гранты 08-02-92497 и 09-02-00395) и Программы фундаментальных исследований президиума РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

## Список литературы

- [1] *Dyakonov M., Shur M.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1996. V. 43. P. 380.
- [2] *Чаплик А.В.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 746.
- [3] *Popov V.V., Polischuk O.V., Shur M.S.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. P. 033510.
- [4] *Попов В.В., Цымбалов Г.М., Тенерик Т.В., Фатеев Д.В., Шур М.С.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2007. Т. 71. С. 93.
- [5] *Popov V.V., Tymbalov G.M., Fateev D.V., Shur M.S.* // Int. J. High Speed Electronics and Systems. 2007. V. 17. P. 557.
- [6] *Кнар W., Deng Y., Rumyantsev S., Lü J.-Q.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 3433.
- [7] *Кнар W., Deng Y., Rumyantsev S., Shur M.S.* // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. p. 4637.
- [8] *El Fatimy A., Boudanga Tombet S., Teppe F.* et al. // Electron. Lett. 2006. V. 42. P. 1342.
- [9] *El Fatimy A., Teppe F., Dyakonova N.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P. 131926.
- [10] *Муравьев В.М., Кукушкин И.В., Смет Ю., фон Клитцинг К.* // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 216.
- [11] *Popov V.V., Koudymov A.N., Shur M., Polischuk O.V.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 024508.
- [12] *Popov V.V., Polischuk O.V., Knar W., Fatimy A.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 263503.
- [13] *Попов В.В., Полищук О.В., Кнар W.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2009. Т. 73. С. 91.