

ПОЛНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН И ОДНОРОДНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ТОНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ

Ю.А.Косевич

*Всесоюзный научно-исследовательский центр
по изучению свойств поверхности и вакуума
117334, Москва*

Поступила в редакцию 24 октября 1990 г.

Впервые предсказана возможность существования слабодисперсионных однородных плазменных (магнитоплазменных) колебаний двумерного электронного газа (ДЭГ) в полупроводниковом слое с большой диэлектрической проницаемостью. Вблизи частоты резонанса с такими коллективными колебаниями ДЭГ происходит резкое уменьшение отражательной способности пленки и видоизменение закона дисперсии нерадикационных двумерных плазмонов. Обсуждаются возможности использования резонанса для низкочастотной спектроскопии ДЭГ в гетеропереходах на основе GaAs/AlGaAs.

В бесстолкновительной двумерной плазме, в отличие от трехмерной, спектр ее коллективных колебаний (плазмонов) в отсутствие магнитного поля является бесщелевым и обладает характерной дисперсией $\omega^2 \propto k^{1,2}$. Из-за своей нерадикационной природы двумерные плазмоны можно возбудить внешней электромагнитной волной только в периодически возмущенном ДЭГ - либо в структуре со статической сверхрешеткой ("грэйтингом" - см., например, ³), либо при распространении в окружающем ДЭГ твердотельном полупроводнике (поверхностной) акустической волны, квазистатически модулирующей

отражательную способность структуры. Эти особенности спектра двумерных плазмонов проявляются при их распространении в безграничной или экранированной системе. В настоящей работе показано, что в случае, когда ДЭГ находится в полупроводниковой пленке с большой диэлектрической проницаемостью $\epsilon \gg 1$, спектр его низкочастотных плазменных колебаний существенно модифицируется - в нем, в частности, при $k_x = 0$ появляется слабозатухающий резонанс на частоте $\omega_0 = [4\pi n_S e^2 / (m^* \epsilon d)]^{1/2}$, где n_S, m^* - двумерная плотность и эффективная масса носителей ДЭГ, d - толщина пленки. На такой частоте происходит резонансное полное прохождение электромагнитной волны через оптически плотный слой - коэффициент отражения r стремится к нулю, а коэффициент прохождения t - к единице (для прозрачной среды). В отличие от полного прохождения электромагнитной волны с p -поляризацией через неоднородный слой плазмы или плазмоподобной среды при возбуждении в нем поверхностных волн ^{4,5}, описываемое явление полного прохождения имеет место как при p -, так и при s -поляризации падающей электромагнитной волны. Это явление можно использовать для спектроскопии ДЭГ в гетеропереходах на основе GaAs/AlGaAs, поскольку у таких соединений $\epsilon \approx 12$.

1. Рассмотрим отражение s -поляризованной электромагнитной волны, падающей из вакуума под углом θ на слой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon > 1$, на передней стороне которого находится ДЭГ с двумерной проводимостью $\sigma(\omega) \equiv \sigma_{xx}(\omega) = \sigma_{yy}(\omega)$. Тогда в случае $\omega d[\epsilon - \sin^2 \theta]^{1/2}/c \ll 1$ можно получить следующее выражение для отношения амплитуд отраженной и падающей волн:

$$r = \frac{i(\epsilon - 1)\omega d - 4\pi\sigma(1 - i \cos \theta \frac{\omega d}{c})}{2c \cos \theta - i\omega d(\epsilon - 1 + 2 \cos^2 \theta) + 4\pi\sigma(1 - i \cos \theta \frac{\omega d}{c})}. \quad (1)$$

В случае $\omega d/c \ll 1$ из (1) следует, что для бесстолкновительного ($\omega\tau \gg 1$) ДЭГ с динамической проводимостью $\sigma(\omega) = in_S e^2 / (m^* \omega)$ коэффициент отражения от рассматриваемой структуры обращается в ноль (а коэффициент прохождения t - в единицу) на частоте:

$$\omega_0 = \left[\frac{4\pi n_S e^2}{m^* d(\epsilon - 1)} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Если при этом толщина слоя с большой диэлектрической проницаемостью удовлетворяет условиям

$$\frac{1}{\epsilon} \ll \frac{\omega_0 d}{c} \ll \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}, \quad (3)$$

то в отсутствие ДЭГ (или вне частоты резонанса (2)) коэффициент отражения света близок к единице (см. ⁶), т. е. ДЭГ приводит к полной резонансной прозрачности полностью отражающего слоя. На более высоких частотах ω_n высокая прозрачность слоя связана с размерными (интерференционными) резонансами ⁷: $\omega_n = \pi c n / [d(\epsilon)^{1/2}] \gg \omega_0$ ($n = 1, 2, \dots$).

Можно убедиться, что при $\omega_0 d \ll c$ значение частоты полного прохождения (2) не зависит от положения ДЭГ в слое диэлектрика. В присутствии ДЭГ слой в области низких частот приобретает анизотропную эффективную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_{\parallel}^* \equiv \epsilon_{xx}^* = \epsilon_{yy}^*$, $\epsilon_{\perp}^* \equiv \epsilon_{zz}^*$:

$$\epsilon_{\parallel}^* = \epsilon - \frac{4\pi n_S e^2}{m^* d \omega^2}, \quad \epsilon_{\perp}^* = \epsilon. \quad (4)$$

При этом резонанс (2) полного прохождения отвечает частоте, на которой обращается в ноль эффективная продольная восприимчивость слоя ($\epsilon_{\parallel}^* = 1$). Если электромагнитная волна взаимодействует с полупроводниковым слоем ($\epsilon > 1$), содержащем сверхрешетку из N параллельных двумерных каналов, то в выражениях (1), (2), (4) и (6) параметры σ и n_S следует заменить на $N\sigma$ и Nn_S . Для ДЭГ в тонкой пленке полупроводниковой гетероструктуры на основе GaAs/AlGaAs ($n_S = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $m^* \approx 10^{-28} \text{ г}$, $\epsilon \approx 10$, $d \approx 10^{-2} \text{ см}$) при выполнении условий (3) имеем $\omega_0 \approx 10^{11} \div 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

2. Рассмотрим спектр собственных колебаний ДЭГ в слое с большой диэлектрической проницаемостью, который может быть найден, например, из полюсов коэффициентов отражения s - и p -волн для мнимого угла падения θ (см. 7). Можно убедиться, что в пределе $\omega d(\epsilon - c^2 k_x^2 / \omega^2)^{1/2} / c \ll 1$ этот спектр совпадает со спектром длинноволновых волноводных мод ($k_x d \ll 1$), распространяющихся в вакууме вдоль слоя с анизотропной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{ik}^*(\omega)$ (4) (см. 8, k_x - волновое число поверхностной волны). Так, в области частот $\omega \ll \omega_0$ (2) закон дисперсии нерадиационных двумерных плазмонов ($k_x \gg \omega/c$) такой же, как и в отсутствие слоя диэлектрика: $\omega_1^2(k_x) = 2\pi n_S e^2 k_x / m^*$ (см. рисунок - кривая 1). На частоте ω_0 в законе дисперсии нерадиационных плазмонов при $1/\epsilon \ll k_x d \ll 1$ появляется слабодисперсионный участок $\omega \approx \omega_0$, а при $k_x = 0$ в структуре возникает коллективный резонанс, частота которого удовлетворяет уравнению

$$\omega^2 + i \frac{2\omega c}{d\epsilon} - \frac{4\pi n_S e^2}{m^* d \epsilon} = 0. \quad (5)$$

Из (5) следует, что при выполнении условий (3) однородные плазменные колебания ДЭГ в пленке с большой диэлектрической проницаемостью являются слабозатухающими и ω_0 совпадает с частотой объемных плазменных колебаний в пленке с однородно "размазанным" ДЭГ. В области частот $\omega \gg \omega_0$ закон дисперсии нерадиационных двумерных плазмонов такой же, как и в безграничной среде с проницаемостью ϵ : $\omega_2^2(k_x) = 2\pi n_S e^2 k_x / (m^* \epsilon) \ll \omega_1^2(k_x)$ (кривая 2 на

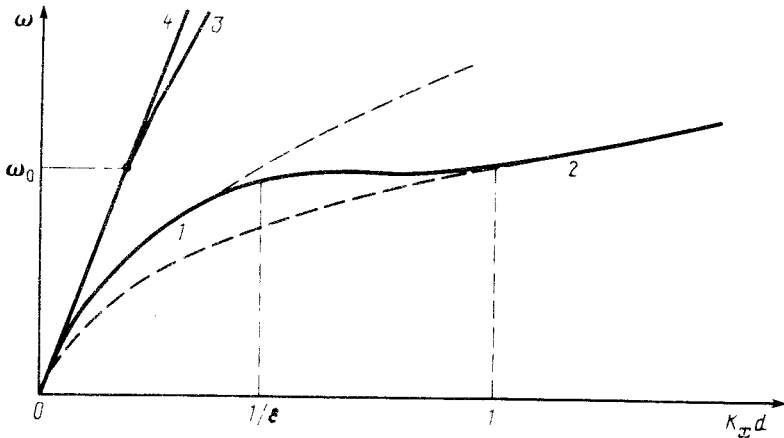


Рис. 1. Спектр $\omega(k_x d)$ низкочастотных собственных электромагнитных колебаний находящегося в вакууме тонкого диэлектрического слоя с $\epsilon \gg 1$, содержащего бесстолкновительный ДЭГ

рисунок). В частотной области $\omega > \omega_0$, когда $\epsilon_{\parallel}^*(\omega) > 1$, в системе также может распространяться слабодисперсионная поверхностная электромагнитная волна ($\omega \approx c k_x$) с s -поляризацией (поверхностный s -поляритон), спектр которой

определяется из дисперсионного уравнения $(k_x^2 - \omega^2/c^2)^{1/2} = d/2(\epsilon_{\parallel}^* \omega^2 (c^2 - k_x^2) > 0$ (кривая 3 на рисунке). Кроме того, как и в случае расположения ДЭГ в объеме диэлектрического кристалла ⁸, во всей рассматриваемой области частот в слоистой структуре может распространяться слабодисперсионный поверхностный *p*-поляритон, спектр которого определяется из уравнения $(k_x^2 - \omega^2/c^2)^{1/2} = d/2(\omega^2/c^2 - k_x^2/\epsilon_1^*) > 0$ (линия 4 на рисунке).

3. Если в ДЭГ (или его сверхрешетке) в полупроводниковой пленке, помещенной в магнитное поле, реализованы условия квантового эффекта Холла (когда $|\sigma_{xy}| \gg \sigma_{xx}$), то резонансное полное прохождение циркулярно-поляризованной электромагнитной волны через пленку будет происходить на частоте $\omega_0 = 4\pi|\sigma_{xy}|/(ed) \ll \omega_c$ и при $k_x = 0$ в структуре появляется слабодисперсионный магнитоплазменный резонанс, частота которого удовлетворяет уравнению, аналогичному (5):

$$\omega^2 + i \frac{4\omega c}{ed} - \left(\frac{4\pi\sigma_{xy}}{ed} \right)^2 = 0. \quad (6)$$

Коллективные магнитоплазменные колебания (6) *N* проводящих каналов в пленке с большой проницаемостью ϵ являются слабозатухающими в случае $1 \ll 4\pi N|\sigma_{xy}|/c \ll \sqrt{\epsilon}$. В этом случае в спектре нерадикационных поверхностных *s*-поляритонов при $1/\epsilon \ll k_x d \ll 1$ появляется слабодисперсионный участок $\omega \approx \omega_0$ (см. также ⁹).

4. При падении электромагнитной волны под углом полного внешнего отражения $\sin^2 \theta_r = \epsilon$ на слой прозрачного диэлектрика с $\epsilon < 1$ и толщиной $\cos \theta_r d \gg c/\omega$ происходит ее полное отражение ($r \approx 1, t \approx 0$) от массивного слоя. Однако, как следует из (1) и дальнейшего анализа, ДЭГ, расположенный на передней стороне слоя, может привести к полному неотражению ($r \approx 0, t \approx 0$) и поглощению ($P \equiv 1 - |r|^2 - |t|^2 \approx 1$) электромагнитной волны *s*-поляризации в случае $(1 - \epsilon)^{1/2} = 4\pi\sigma/c < 1$ (в диссипативном режиме $\omega\tau \ll 1$, когда $\sigma' \gg \sigma''$). В случае падения волны *p*-поляризации на слой диэлектрика произвольной толщины с $\epsilon = 0$ ее полное неотражение и поглощение ДЭГ, расположенным на передней стороне слоя, происходит при падении под таким углом θ , когда $\cos \theta = c/(4\pi\sigma) < 1$. В обоих случаях полное неотражение происходит при резонансном взаимодействии падающей волны с поверхностной волной утечки, распространяющейся вдоль ДЭГ на рассматриваемых границах раздела с фазовой скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Скорость волны утечки *s*-поляризации равна $v_s = c/[1 - (4\pi\sigma/c)^2]^{1/2}$, а *p*-поляризации - $v_p = c/[1 - (c/4\pi\sigma)^2]^{1/2}$. Таким образом, вблизи экситонных резонансов в полупроводниковой пленке с зависящей от частоты диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$ ¹⁰ ДЭГ может привести к резкому уменьшению ее отражательной способности и к росту поглощения падающего электромагнитного излучения одной из поляризаций - в зависимости от величины отношения $4\pi\sigma/c$.

Выражаю благодарность М.И.Каганову и В.П.Орлову за полезные обсуждения.

Литература

1. Ritchie R.H. Phys. Rev., 1957, 106, 874.
2. Андо Т. и др. Электронные свойства двумерных систем. М.: Наука, 1985.
3. Heitmann D. Physica Scripta, 1989, 25, 294.
4. Dragila R. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1117.
5. Рамазашвили Р.Р. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 235.
6. Лавдау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.

7. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд. Академии наук СССР, 1957.
 8. Косевич Ю.А. ЖЭТФ, 1989, 96, 353.
 9. Косевич Ю.А. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 493.
 10. Келдыш Л.В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 244.
-