Письма в ЖЭТФ, том 93, вып. 4, с. 228 – 230 © 2011 г. 25 февраля

Циклотронный резонанс в двумерном полуметалле

Р. З. Витлина[1)*], *Л. И. Магарилл*[*+], *А. В. Чаплик*[*+]

[*] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[+] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 18 января 2011 г.

Теоретически исследован циклотронный резонанс двумерного полуметалла в связи с недавними экспериментами [3]. Конечность образца приводит к неоднородности поля возбуждающей СВЧ волны, и поэтому возникает плазменный сдвиг резонансной частоты. В двухкомпонентной системе имеются две ветви магнитоплазмонов, которые при выполнении установленного в работе критерия могут испытывать псевдопересечение. Найдены резонансные частоты и интенсивности пиков поглощения. Последние сложным образом зависят от концентраций электронов и дырок.

Недавние эксперименты по магнитотранспорту в структурах HgTe/CdHgTe [1, 2] свидетельствуют о существовании в этом гетеропереходе одновременно электронов и дырок. Высокочастотные свойства такого двумерного полуметалла также представляют интерес, и в самое последнее время появились результаты [3] по исследованию в нем циклотронного резонанса.

Поглощение высокочастотного (ВЧ) электромагнитного излучения 2D электронной системой, помещенной в перпендикулярное магнитное поле, осуществляется на циклотронной частоте $\omega_c = eB/mc$, только если электрическое поле ВЧ волны пространственно однородно. В реальном случае образца конечных размеров L ВЧ поле вносит в систему импульс k, не меньший, чем π/L, и поэтому резонанс поглощения соответствует частоте магнетоплазмона $\omega_{mp} = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}$, где $\omega_p^2 = 2\pi e^2 k N_s/\chi m$ – квадрат плазменной частоты, N_s – поверхностная плотность электронов, χ – эффективная диэлектрическая проницаемость.

В двумерном полуметалле (например, в структуре HgTe/CdHgTe) существуют две ветви плазменного спектра, соответственно тому, что плазма состоит из электронной и дырочной компонент. Следовательно, нужно ожидать, что спектр циклотронного поглощения будет содержать два пика, но из-за взаимодействия плазменных колебаний электронов и дырок, вызванного электростатическими силами, частоты этих пиков не равны просто частотам электронного и дырочного магнетоплазмонов. Нахождение резонансных частот и спектра ВЧ поглощения двумерного полуметалла в перпендикулярном магнитном поле является целью данной работы.

Простейшая модель двухкомпонентной плазменной системы – это два идеально тонких слоя, разделенных интервалом d, в которых имеются подвижные носители заряда e_1, m_1, N_{s1} и e_2, m_2, N_{s2} (см. [4]). В отсутствие магнитного поля спектр коллективных колебаний такой структуры состоит из оптической и акустической ветвей с частотами, ведущими себя как $\sqrt{k}$ и k, соответственно при $k \to 0$. Если оба типа носителей находятся в одном слое (то есть $d = 0$), частота акустической ветви тождественно (при всех k) обращается в нуль. Как будет показано ниже, наложение магнитного поля, нормального плоскости структуры, восстанавливает вторую ветвь даже при $d = 0$. Однако мы рассмотрим более реалистическую модель, в которой дырки и электроны движутся в слоях конечной толщины, произвольным образом расположенных относительно друг друга. В связи с этим заметим, что наложение на структуру с 2D полуметаллом затворного напряжения [2] не только меняет концентрацию N_{s1} и N_{s2}, но и сдвигает центры распределения зарядов e_1 и e_2, что эквивалентно изменению параметра d в упрощенной модели.

Итак, пусть осциллирующие части плотностей частиц определяются их волновыми функциями поперечного движения: $n_1\psi_1(z)^2$ и $n_2\psi_2(z)^2$, где n_1, n_2 – переменные добавки к поверхностным плотностям электронов и дырок. Уравнение Пуассона для потенциала плазменной волны имеет вид

$$\Delta\varphi = -\frac{4\pi}{\chi}[n_1\psi_1(z)^2 + n_2\psi_2(z)^2]. \qquad (1)$$

Имея в виду решение в виде плоской волны $\varphi \sim$ $\sim e^{i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}}$, где $\boldsymbol{\rho}$ – двумерный вектор, можно записать для фурье-компоненты потенциала φ_k:

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} - k^2\varphi = -\frac{4\pi}{\chi}[n_1\psi_1(z)^2 + n_2\psi_2(z)^2]. \qquad (2)$$

[1)]e-mail: ritta@isp.nsc.ru

Величины n_1, n_2 входят также в уравнения непрерывности для частиц сорта 1 и 2:

$$e_1\dot{n}_1 + \mathrm{div}\mathbf{j}_1 = 0, \quad e_2\dot{n}_2 + \mathrm{div}\mathbf{j}_2 = 0. \tag{3}$$

Поверхностные токи $\mathbf{j}_1$ и $\mathbf{j}_2$ выразим через электрическое поле $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ и проводимости σ_1 и σ_2, зависящие от магнитного поля. В бесстолкновительном приближении и в пределе длинных волн пренебрежем пространственной дисперсией и получим для локальных динамических проводимостей в точке z.

$$\sigma_1 = \frac{-i\omega e_1^2 N_{1s}\psi_1(z)^2}{m_1(\omega_{c1}^2 - \omega^2)}, \quad \sigma_2 = \frac{-i\omega e_2^2 N_{2s}\psi_2(z)^2}{m_2(\omega_{c2}^2 - \omega^2)}. \tag{4}$$

Далее записываем формальное решение уравнения (2) через его гриновскую функцию

$$\varphi = -\frac{2\pi}{\chi k}\int \exp(-k|z-z'|)[n_1\psi_1(z')^2 + n_2\psi_2(z')^2]dz' \tag{5}$$

и определяем электрическое поле в точке z: $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$. Подставив это поле в выражения $\mathbf{j}_\alpha = \sigma_\alpha\mathbf{E}, \alpha = 1, 2$, интегрируем по z, чтобы перейти к поверхностным токам, приходим к системе двух линейных однородных уравнений на величины $e_1 n_1$ и $e_2 n_2$ (вместо $\dot{n_\alpha}$ пишем $-i\omega n_\alpha$):

$$\begin{aligned} -e_1 n_1 + \frac{\omega_{p1}^2}{\omega_{c1}^2 - \omega^2}(e_1 n_1 J_{11} + e_2 n_2 J_{12}) = 0, \\ -e_2 n_2 + \frac{\omega_{p2}^2}{\omega_{c2}^2 - \omega^2}(e_1 n_1 J_{21} + e_2 n_2 J_{22}) = 0. \end{aligned} \tag{6}$$

Условие нетривиальности решения системы (6) дает дисперсионное уравнение для частот магнитоплазменных резонансов:

$$(\omega^2 - \omega_{c1}^2 - \omega_{p1}^2 J_{11})(\omega^2 - \omega_{c2}^2 - \omega_{p2}^2 J_{22}) = \omega_{p1}^2\omega_{p2}^2 J_{12}^2, \tag{7}$$

где формфакторы $J_{\alpha\beta}$ определяются формулами

$$\begin{aligned} J_{\alpha\alpha} = \int\int e^{-k|z-z'|}\psi_\alpha(z)^2\psi_\alpha(z')^2 dz dz'; \\ J_{12} = J_{21} = \int\int e^{-k|z-z'|}\psi_1(z)^2\psi_2(z')^2 dz dz'. \end{aligned} \tag{8}$$

Бесконечно тонким слоям, разнесенным на интервал d, соответствуют равенства $J_{11} = J_{22} = 1$, $J_{12} = e^{-kd}$, и, как видно из (7), при $d \to 0$ остаются две ветви плазмонного спектра. При $k = 0$ имеем $\omega_1 = \omega_{c1}$, $\omega_2 = \omega_{c2}$, а с ростом k оптическая ветвь выходит на закон $\omega_{opt}^2 = \omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2$. Акустическая ветвь асимптотически "насыщается", то есть ведет себя как

$$\begin{aligned} \omega_{ac}^2 = \frac{\omega_{c1}^2 N_2 m_1 + \omega_{c2}^2 N_1 m_2}{N_1 m_2 + N_2 m_1} - \\ - \frac{(\omega_{c1}^2 - \omega_{c2}^2)^2}{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2}\frac{N_1 N_2 m_1 m_2}{(N_1 m_2 + N_2 m_1)^2}. \end{aligned} \tag{9}$$

Второе слагаемое в (9) пропорционально $1/k$. Разумеется, обе эти асимптотики реализуются при достаточно малых магнитных полях $\omega_{c1,2} \ll \omega_{p1,2}$, так что необходима высокая подвижность для существования заметных резонансов в поглощении ВЧ излучения.

Поскольку в экспериментах обычно меняется магнитное поле при фиксированном k, приведем также B-дисперсию оптического, ω_{opt}, и акустического, ω_{ac}, магнетоплазмонов (см. рис.1).

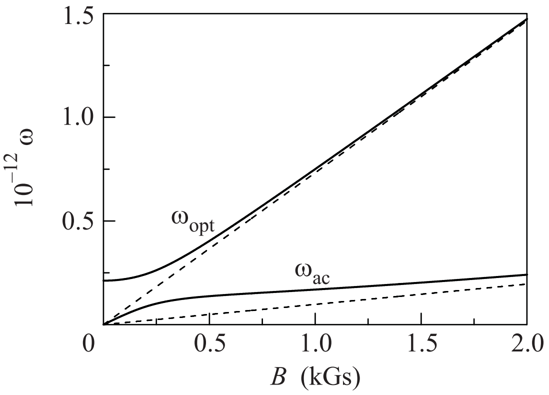

Рис.1. Магнитополевая дисперсия плазмонного спектра. Пунктирные прямые линии соответствуют ω_{c1} и ω_{c2}. Параметры структуры приведены в тексте

Асимптотики этих двух ветвей таковы: при $B \to \to 0$, то есть $\omega_{c1,c2} \ll \omega_{p1,p2}$

$$\omega_{\mathrm{opt}}^2 = \omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2 + \frac{\omega_{p1}^2\omega_{c1}^2 + \omega_{p2}^2\omega_{c2}^2}{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2}, \tag{10}$$

$$\omega_{ac}^2 = \frac{\omega_{p2}^2\omega_{c1}^2 + \omega_{p1}^2\omega_{c2}^2}{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2} \sim B^2. \tag{11}$$

В противоположном предельном случае, $B \to \infty$, то есть $\omega_{c1,c2} \gg \omega_{p1,p2}$, частоты стремятся, как и должно быть, к ω_{c1} и ω_{c2}, причем ω_{opt} стремится к большей циклотронной частоте, а ω_{ac} – к меньшей. При этом ω_{ac} линейно зависит от магнитного поля как при малых, так и при больших полях, но с разными коэффициентами.

Заметим, что при выполнении условия

$$\frac{N_1 m_2 - N_2 m_1}{m_2 - m_1} < 0$$

имеет место псевдопересечение ветвей, так что наименования "оптическая" и "акустическая" относятся, строго говоря, только к области малых полей (до точки псевдопересечения).

На рис.1 приведены ветви плазмонного спектра (решения уравнения (7)). Параметры для расчета выбирались из работы [3]: $m_1 = 0.024 m_0$, $m_2 = 0.18 m_0$, $N_1 = 0.3 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$, $N_2 = 1.8 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$, $k = 628\,\text{см}^{-1}$. Для диэлектрической константы выбрано значение $\chi = 50$. Предполагалось, что слои совмещены ($d = 0$) и их толщины равны нулю.

Форму линии поглощения ВЧ волны можно найти, вводя феноменологические частоты соударений электронов и дырок ν_1 и ν_2. Для этого надо решать систему неоднородных уравнений, которая получается из (6), если в выражениях для токов добавить к электрическому полю $-\boldsymbol{\nabla}\varphi$ поле внешней ВЧ волны $\mathbf{E}_0$. После этого находятся токи $\mathbf{j}_1$ и $\mathbf{j}_2$, отвечающие полному полю $-\boldsymbol{\nabla}\varphi + \mathbf{E}_0$, и работа внешней силы $(\mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2)\mathbf{E}_0$ определяет поглощение Q. Выкладки просты, но очень громоздки, поэтому мы обсудим здесь поведение Q при фиксированном k в двух предельных случаях по магнитному полю (циклотронные частоты много больше или много меньше плазменных).

Спектр поглощения содержит два пика, расположенных при частотах, определяемых корнями уравнения (7). Больший из них при нулевом магнитном поле переходит в оптический плазмон, а меньший – в акустический. Поскольку концентрации электронов и дырок в структуре с полевым электродом [2] являются изменяемыми параметрами, приведем зависимости максимальных значений Q от концентраций N_1 и N_2 в указанных предельных случаях ($Q_0 = e^2 |E_0|^2/\hbar$)

$$\frac{Q_{\text{opt}}^{\max}}{Q_0} \simeq \hbar\left(\frac{N_1}{\nu_1 m_1} + \frac{N_2}{\nu_2 m_2}\right) \ (\omega_{c1}, \omega_{c2} \ll \omega_{p1}, \omega_{p2}), \quad (12)$$

$$\frac{Q_{\text{opt}}^{\max}}{Q_0} \simeq \hbar \frac{N_1}{2\nu_1 m_1} \ (\omega_{c1}, \omega_{c2} \gg \omega_{p1}, \omega_{p2}). \quad (13)$$

Для пика, расположенного при меньшей частоте, получается при $\omega_{c1}, \omega_{c2} \ll \omega_{p1}, \omega_{p2}$ и равных частотах соударений электронов и дырок ($\nu_1 = \nu_2 = \nu$)

$$\frac{Q_{ac}^{\max}}{Q_0} \simeq \quad (14)$$
$$\simeq \frac{\hbar}{\nu} \frac{(N_1 \omega_{c2}^2/m_1 + N_2 \omega_{c1}^2/m_2)(\omega_{c1}^2 \omega_{p1}^2 + \omega_{c2}^2 \omega_{p2}^2)}{(\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2)^3} \sim B^4.$$

Мы не выписываем чрезвычайно громоздкой формулы для $Q_{ac}^{\max}$ при $\nu_1 \neq \nu_2$; заметим лишь, что и в этом случае $Q_{ac}^{\max} \sim B^4$.

Наконец, при $\omega_{c1}, \omega_{c2} \gg \omega_{p1}, \omega_{p2}$

$$\frac{Q_{ac}^{\max}}{Q_0} \simeq \frac{N_2 \hbar}{2\nu_2 m_2}. \quad (15)$$

Мы видим, что в области сильных магнитных полей результаты достаточно тривиальны: два пика при частотах, близких к циклотронным, с интенсивностями, пропорциональными соответствующим концентрациям. Область сильных плазменных эффектов $\omega_{c1}, \omega_{c2} \le \omega_{p1}, \omega_{p2}$ более интересна, так как характеризуется сложными зависимостями частот и интенсивностей ВЧ поглощения от концентраций частиц.

На рис.2 представлена зависимость поглощения ВЧ волны ($\omega/2\pi = 98\,\text{ГГц}$) от магнитного поля.

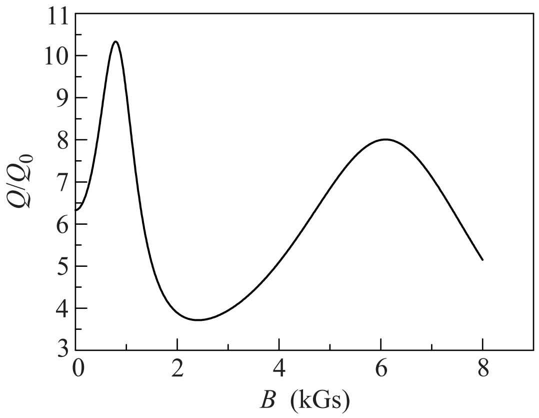

Рис.2. Поглощение ВЧ волны ($\omega/2\pi = 98\,\text{ГГц}$) как функция магнитного поля

Используемые для расчета параметры соответствуют рис.1. Феноменологические частоты соударений электронов и дырок определялись по подвижностям $\nu_\alpha = e/m_\alpha \mu_\alpha$, для которых взяты значения $\mu_1 = 2.1 \cdot 10^5\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $\mu_2 = 4 \cdot 10^4\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Левый пик соответствует оптической ветви, правый – акустической. В условиях эксперимента [3] плазменные эффекты относительно малы – относительное различие магнетоплазмонных и циклотронных частот составляет несколько процентов (эта малость, как очевидно, связана с малым значением k в эксперименте [3]). Поэтому можно (как сделали авторы [3]) интерпретировать упомянутые пики поглощения как электронный и дырочный, соответственно.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 09-02-12291) и Программами РАН.

1. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 588 (2008).
2. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин и др., Письма в ЖЭТФ **89**, 338 (2009).
3. Z. D. Kvon, S. N. Pamilov, S. D. Ganichev et al., *14-th International Conference on Narrow Gap Semiconductors and Systems*, Sendai, Japan, 2009.
4. Р. З. Витлина, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **81**, 1011 (1981).