Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 10, стр. 493 – 495 *25 мая 1987 г.*

НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИНАМИКА СИСТЕМ С ДВУМЕРНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ СЛОЯМИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.А.Косевич

Получены уравнения макроскопической динамики диэлектрических систем, содержащих двумерный (2*D*) проводящий слой во внешнем магнитном поле. Найдено вращение плоскости поляризации поперечных акустических и электромагнитных волн, а также их взаимное преобразование на таком слое. Исследованы низкочастотные магнитоплазменные колебания в диэлектрическом сэндвиче с 2*D*-проводящими каналами.

В связи с открытием квантования эффекта Холла в 2*D*-электронных слоях, находящихся в сильном магнитном поле при низких температурах, заметно возрос интерес к низкочастотным динамическим явлениям в таких системах. Так, было предсказано [1] и экспериментально обнаружено [2] квантование эффекта Фарадея для проходящих через слой радиоволн. В сильном магнитном поле в полупроводниковой системе с 2*D*-проводящим каналом был обнаружен низкочастотный магнитоплазменный резонанс с частотой, обратно пропорциональной внешнему магнитному полю [3,4]. Однако до сих пор отсутствует последовательное макроскопическое описание низкочастотных динамических явлений в таких системах. В работе получены уравнения электро- и упругой динамики диэлектрических (или полупроводниковых при низких температурах) систем с 2*D*-проводящими слоями во внешнем магнитном поле, и рассмотрены некоторые задачи, имеющие непосредственное отношение к экспериментам по низкочастотной динамике таких систем.

Уравнения динамики рассматриваемых систем сводятся к уравнениям Максвелла и теории упругости (гидродинамики) в соприкасающихся диэлектрических средах и граничным условиям к этим уравнениям на плоскости проводящего слоя. Макроскопические граничные условия имеют вид:

$$\tau_{ni}^{(1)} - \tau_{ni}^{(2)} = \frac{1}{c}[\,\mathbf{j}_S,\ \mathbf{H}_0\,]_i\,, \qquad \dot{u}_{i1} = \dot{u}_{i2}\,,$$

$$[\,\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2\,,\ \mathbf{n}\,] = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_S\,, \qquad E_{\mu 1} = E_{\mu 2}\,, \tag{1}$$

$$\mathbf{j}_S = \hat{\sigma}_S\,(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\,\dot{\mathbf{u}},\ \mathbf{H}_0\,]),$$

где τ_{ik} – тензор объемных упругих напряжений, u_i – вектор упругого смещения, $\tau_{ni} = \tau_{ik}n_k$, $\mathbf{n}$ – единичный вектор нормали к границе, направленный из среды 1 в среду 2, индексы $\mu, \nu = 1, 2$ нумеруют оси координат в касательной плоскости; $\mathbf{j}_S$, $\hat{\sigma}_S = \sigma_{\mu\nu}(\omega, H_0)$ – плотность тока и динамический тензор проводимости (на единицу площади) 2*D*-проводящего слоя, $\mathbf{H}_0$ – внешнее магнитное поле (в дальнейшем $\mathbf{H}_0$ предполагается направленным по нормали к слою). Подчеркнем, что уравнения (1) применимы не только к 2*D*-инверсионным проводящим слоям в МДП или гетероструктурах [5], но также и к нанесенным на поверхность диэлектрика (или полупроводника) макроскопически тонким металлическим пленкам толщиной меньше длины волны и глубины скин-слоя в них. В сильных магнитных полях при низких температурах такие металлические пленки могут быть использованы в качестве эффективных электромагнитно-акустических преобразователей [6]. Систему уравнений (1) можно также использовать при описании магнитогидродинамических и электродинамических явлений в 2*D*-электронном слое на поверхности жидкого ^{4}He [7] в сильном магнитном поле.

Рассмотрим вращение плоскости поляризации проходящих через электронный слой электромагнитных (ЕМ) и поперечных акустических волн (эффект Фарадея и его акустических аналог), а также взаимную трансформацию этих волн в твердотельной системе. В случае падения ЕМ волны расчет коэффициентов отражения и прохождения показывает, что в отличие от случая отражения ЕМ волны от трехмерной проводящей среды [8], взаимодействие с $2D$-проводящим слоем не приводит к эллиптической поляризации отраженных (и прошедших) низкочастотных волн. В условиях квантования эффекта Холла в инверсионных проводящих слоях, когда $\sigma_{xx} \ll |\sigma_{xy}|$, $\sigma_{xx} \ll c(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})$, $\omega \ll \omega_c = eH_0/mc$, плоскости поляризации прошедшей ЕМ и возбуждаемой поперечной акустической волн практически совпадают: $\theta_{EM} \approx \theta_{EMA} \approx 4\pi\sigma_{xy}/c(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})$. В обратном же предельном случае $\sigma_{xx} \gg |\sigma_{xy}|$, $\sigma_{xx} \gg c(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})$ (который реализуется, например, в макроскопически тонких металлических пленках в слабых магнитных полях $\omega_c\tau \ll 1$) эти плоскости почти ортогональны: $\theta_{EMA} \approx \pi/2$, $\theta_{EM} \approx \sigma_{xy}/\sigma_{xx} \ll 1$. Здесь $\theta_{EM}, \theta_{EMA}$ – углы наклона плоскости поляризации прошедших ЕМ и поперечной упругой волны относительно плоскости поляризации электрического поля падающей по нормали к слою ЕМ волны, $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$, $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ – холловская и диссипативная проводимости электронного слоя, ϵ_1, ϵ_2 – диэлектрические проницаемости соприкасающихся сред.

Коэффициент трансформации ЕМ волны в упругую (отношение потоков энергии в прошедшей акустической и падающей ЕМ волнах) на $2D$-проводящем слое не зависит от частоты. В предельном случае исчезающе малой диссипативной проводимости σ_{xx} получаем:

$$K = 16\pi \frac{\rho_2 c_{t2}\sqrt{\epsilon_1}(\sigma_{xy} H_0)^2}{c^3(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})^2(\rho_1 c_{t1} + \rho_2 c_{t2})^2} \sim \pi \frac{(\sigma_{xy} H_0)^2}{\rho c_t c^3 \sqrt{\epsilon}}, \tag{2}$$

т. е. коэффициент трансформации K не зависит от внешнего магнитного поля (ρ, c_t – плотность и скорость поперечного звука в соприкасающихся средах, ЕМ волна падает из среды 1) В случае же большой диссипативной проводимости (см. выше) для K получаем:

$$K = 16\pi \frac{\rho_2 c_{t2}\sqrt{\epsilon_1} H_0^2}{c(\rho_1 c_{t1} + \rho_2 c_{t2})^2} \sim 4\pi \frac{H_0^2\sqrt{\epsilon}}{\rho c c_t}, \tag{3}$$

т. е. коэффициент трансформации пропорционален H_0^2 и практически не зависит от проводимости электронного слоя.

Аналогично исследовано падение на $2D$-проводящий слой поперечной упругой волны – найден поворот плоскости поляризации и трансформация в ЕМ волну. Так, для угла поворота θ_A плоскости поляризации прошедшей по нормали к слою поперечной акустической волны получаем выражение:

$$\mathrm{tg}\,\theta_A = \frac{\sigma_{xy} H_0^2(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})^2}{(\rho_1 c_{t1} + \rho_2 c_{t2})[(4\pi\sigma_{xy})^2 + (4\pi\sigma_{xx} + c\sqrt{\epsilon_1} + c\sqrt{\epsilon_2})^2]},$$

т. е. при $\omega_c\tau \gg 1$ угол поворота пропорционален H_0. Коэффициент трансформации упругой в ЕМ волну в рассмотренных выше предельных случаях имеет величину, близкую к (2) или (3) соответственно (принцип взаимности).

Рассмотрим теперь ЕМ колебания в сэндвич-структуре, состоящей из двух безграничных диэлектрических пластин ϵ_1, ϵ_2 толщины d_1, d_2, между которыми расположен $2D$-проводящий канал. В простейшем случае $\epsilon_1 = \epsilon_2$, $d_1 = d_2 = d$ дисперсионное уравнение для ветви ЕМ колебаний, взаимодействующих с электронным слоем, при $\omega \ll \omega_c$, $\sigma_{xx} \ll |\sigma_{xy}|$ имеет вид:

$$\frac{\frac{i\kappa_1}{\kappa_0}\,\mathrm{tg}\,\kappa_1 d - 1}{\mathrm{tg}\,\kappa_1 d + \frac{i\kappa_1}{\kappa_0}} \; \frac{\mathrm{tg}\,\kappa_1 d + i\frac{\kappa_1\epsilon_0}{\kappa_0\epsilon_1}}{1 - i\frac{\kappa_1\epsilon_0}{\kappa_0\epsilon_1}\,\mathrm{tg}\,\kappa_1 d} = \frac{1}{\epsilon_1}\left(\frac{2\pi\sigma_{xx}}{c}\right)^2, \tag{4}$$

где $\kappa_{1,0} = (\epsilon_{1,0}\,\omega^2/c^2 - k^2)^{1/2}$, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость внешней среды. В случае, когда пластина с большой диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 \gg 1$ находится в вакууме ($\epsilon_0 = 1$), спектр ее наиболее низкочастотной ветви с (нулевой критической частотой) при $1/\epsilon_1 \ll kd \ll 1$ имеет вид:

$$\omega^2 = \frac{c^2 k}{\epsilon_1 d} + \left(\frac{2\pi\sigma_{xy}}{\epsilon_1 d}\right)^2, \qquad 2\pi|\sigma_{xy}| \ll c\sqrt{\epsilon_1}\,. \tag{5}$$

Если рассматриваемая пластина содержит N проводящих холловских слоев (квантовая сверхрешетка), то величину σ_{xy} в (5)(и (6) – см. ниже) следует заменить на $N\sigma_{xy}$. В случае $1 \ll 2\pi N|\sigma_{xy}|/c \ll \sqrt{\epsilon_1}$ в системе существуют однородные ($kd \ll 1$) магнитоплазменные циркулярно-поляризованные колебания электрического поля в плоскости слоев с частотой $\omega_{MP} = 2\pi N(|\sigma_{xy}| - i\sigma_{xx})/\epsilon_1 d$. Магнитное поле в этих колебаниях мало по сравнению с электрическим. Рассматриваемые ЕМ колебания имеют волноводный характер (фазовая скорость колебаний превышает скорость света в среде $\omega > ck/\sqrt{\epsilon_1}$) и не сводятся к электростатическим колебаниям в ограниченных квантовых сверхрешетках [3], но также обусловлены бездиссипативной холловской проводимостью $2D$-каналов [1)]. В случае металлизированных внешних поверхностей диэлектрического сэндвича ($\epsilon_0, \kappa_0, \epsilon_0/\kappa_0 \to \infty$) уравнение (4) принимает вид $\mathrm{ctg}^2 \kappa_1 d = (2\pi\sigma_{xy}/c\sqrt{\epsilon_1})^2$, откуда при $2\pi|\sigma_{xy}| \ll c\sqrt{\epsilon_1}, k=0$ находим

$$\omega_n(0) = \left(\frac{\pi}{2} + \pi n\right)\frac{c}{d\sqrt{\epsilon_1}} \pm \frac{2\pi\sigma_{xy}}{\epsilon_1 d}, \qquad n = 0, 1, \ldots \tag{6}$$

Таким образом, при $\omega \ll \omega_c$, $\omega_c\tau \gg 1$ внешнее магнитное поле приводит к сдвигу (и расщеплению) частот волноводных ЕМ колебаний в диэлектрическом сэндвиче с $2D$-электронными слоями, обратно пропорциональному магнитному полю и толщине сэндвича.

Автор благодарен В.М.Аграновичу, А.Ф.Андрееву, А.Н.Васильеву, М.И.Каганову, А.М.Косевичу и В.И.Тальянскому за полезные обсуждения.

Литература

1. *Волков В.А., Михайлов С.А.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 389.
2. *Волков В.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 255.
3. *Тальянский В.И.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 96.
4. *Говорков С.А., Резников М.И., Сеничкин А.П., Тальянский В.И.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 380.
5. *Пудалов В.М., Семенчинский С.Г.* Поверхность, 1984, №4, с. 5.
6. *Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П., Никифоров В.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 466.
7. *Монарха Ю.П., Шикин В.Б.* ФНТ, 1982, **8**, 563.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, с. 620.
9. *Вендлер Л., Каганов М.И.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 345.

Поступила в редакцию
30 января 1987 г.
После переработки
14 апреля 1987 г.

Всесоюзный
научно-исследовательский центр
по изучению свойств поверхности и вакуума

1) Существование подобного неэлектростатического ЕМ резонанса в безграничной квантовой сверхрешетке с частотой $\omega_0 = 4\pi(|\sigma_{xy}| - i\sigma_{xx})/\epsilon h$ (h – расстояние между $2D$-проводящими холловскими слоями) следует из уравнений низкочастотной электродинамики таких систем [9].