

Эффект Фарадея в проводниках с магнитопримесными состояниями электронов

А. М. Ермолаев, Г. И. Рашба

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 22 апреля 1997 г., после переработки 2 июня 1997 г.

Вычислена высокочастотная холловская проводимость металлов и вырожденных полупроводников с магнитопримесными состояниями электронов. Рассмотрено влияние этих состояний на низкотемпературные магнитооптические эффекты: угол вращения Фарадея и магнитный круговой дихроизм. Обнаружены дополнительные максимумы и минимумы на зависимости угла Фарадея от частоты электромагнитного поля, обусловленные магнитопримесными состояниями.

Розраховано високочастотну холловську провідність металів і вироджених напівпровідників з магнітодомішковими станами електронів. Розглянуто вплив цих станів на низькотемпературні магнітооптичні ефекти: кут обертання Фарадея і магнітний круговий дихроїзм. Знайдено додаткові максимуми і мінімуми на залежності кута Фарадея від частоти електромагнітного поля, зумовлені магнітодомішковими станами.

PACS: 71.55.-i, 78.20.Ls

Кристалл в магнитном поле обладает циркулярной анизотропией, связанной с неэквивалентностью направлений вращения в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Следствием существования этой анизотропии является различие скоростей электромагнитных волн с противоположной циркулярной поляризацией, распространяющихся вдоль магнитного поля, а также различие коэффициентов поглощения этих волн. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного излучения, проходящего через кристалл, поворачивается на некоторый угол — угол Фарадея, а линейно поляризованное излучение оказывается эллиптически поляризованным [1].

Практическая важность эффекта Фарадея связана с возможностью использования его в качестве метода изучения структуры твердых тел. Например, в полупроводниках эффект Фарадея позволяет надежно определить важный зонный параметр — эффективную массу электрона проводимости, сделать заключение о свойствах энергетических зон и примесных состояний электронов [2]. Фарадеевское вращение на оптических переходах из связанных состояний донорной примеси в полупроводниках рассмотрено в работах [3,4]. Показано, что как в слабых, так и в сильных магнитных полях связанные электроны

обуславливают заметный вклад в фарадеевское вращение. В том случае, когда концентрации электронов и примесей соизмеримы, вклад от вращения на донорных электронах может оказаться сравнимым с фарадеевским вращением на свободных носителях.

Примеси в низкотемпературных магнитооптических эффектах проявляются двояким образом. С одной стороны, ограничивая свободный пробег электронов проводимости, они препятствуют формированию устойчивых замкнутых электронных орбит и появлению резонансного поглощения. Обычно этот эффект учитывают введением константы ν — частоты столкновений электронов. Это справедливо в том случае, когда электроны испытывают лишь потенциальное рассеяние на примесных атомах. Между тем, в электрон-примесном рассеянии могут проявляться резонансы, соответствующие локальным и квазилокальным состояниям [5]. Они сопровождаются резким возрастанием электронной плотности состояний на локальных и квазилокальных уровнях. В результате появляются новые резонансы оптического поглощения, связанные с переходами электронов между примесными и зонными состояниями. Частным случаем примесных состояний являются виртуальные связанные состояния электронов [6]. Они соответствуют d -резонансам в рас-

сеянии электронов примесями переходных металлов в немагнитной матрице. Соответствующие резонансные уровни могут располагаться как ниже (Al-Cr, Al-Fe, Al-Cu), так и выше (Al-V) границы Ферми [7]. Новые полосы оптического поглощения, связанные с этими состояниями, обнаружены экспериментально [7,8].

Специфическим случаем примесных состояний электронов являются так называемые магнитопримесные состояния [9,10], обусловленные совместным действием на электроны притягивающего потенциала примесных атомов и магнитного поля. Примесное возмущение, частично снимая вырождение по положению центра ларморовской «орбиты», отщепляет от каждого уровня Ландау один или несколько подуровней. В результате появляется множество резонансов оптического поглощения, обусловленных переходами электронов между уровнями Ландау и магнитопримесными уровнями [10,11]. Магнитопримесные состояния электронов обнаружены экспериментально. Они обуславливают биелия в эффекте де Гааза — ван Альфена в висмуте с примесями теллура и селена [9,12], новые резонансы оптического поглощения в полупроводниках (Si, Ge) с нейтральными примесными атомами [11].

В настоящей статье рассмотрено влияние магнитопримесных состояний электронов в металлах, полуметаллах и вырожденных полупроводниках на эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм. Использована модель проводника, описанная в работах [9,10,13]. Предполагается, в частности, что среднее расстояние между точечными примесными атомами велико по сравнению с радиусом связанного состояния электрона, а частота электромагнитного поля ω существенно превышает частоту столкновений электронов.

Известно [2,3], что угол поворота плоскости поляризации света, проходящего через кристалл единичной толщины в магнитном поле, параллельном оси z и волновому вектору, определяется разностью показателей преломления n_- и n_+ для право- и левополяризованных по кругу волн. В случае слабого поглощения эта разность пропорциональна вещественной части холловской проводимости σ_{xy} .

$$\theta = \frac{\omega(n_- - n_+)}{2c} = \frac{2\pi \operatorname{Re} \sigma_{xy}}{nc}, \quad (1)$$

где $n = 1/2 (n_+ + n_-)$; c — скорость света в вакууме. Мерой магнитного кругового дихроизма является величина Δ , пропорциональная разности коэффициентов поглощения k_{\pm} циркулярно поляризован-

ных волн или мнимой части холловской проводимости [2]:

$$\Delta = \frac{\omega(k_- - k_+)}{2c} = \frac{2\pi \operatorname{Im} \sigma_{xy}}{nc}. \quad (2)$$

В линейном по концентрации примесных атомов приближении тензор высокочастотной проводимости может быть представлен в виде $\sigma = \sigma_0 + \delta\sigma$, где σ_0 обусловлено лишь потенциальным рассеянием электронов примесными атомами, а $\delta\sigma$ — вклад магнитопримесных состояний [10]. В результате $\theta = \theta_0 + \delta\theta$, где θ_0 — известный вклад, обусловленный вращением на свободных носителях с учетом потенциального электрон-примесного рассеяния, а $\delta\theta$ учитывает магнитопримесные состояния.

Метод расчета высокочастотной холловской проводимости металлов с магнитопримесными состояниями электронов описан в работах [10,13]. Вблизи частот резонансных переходов электронов между уровнями Ландау и магнитопримесными уровнями она содержит вклад

$$\delta\sigma_{xy}^{(s)} = i \frac{e^2 n_e}{m\omega_s^-} \alpha_s^- \left(\frac{\omega_s^-}{\omega_s^- - \omega - i\Gamma} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$\alpha_s^- = 2 \frac{n_i}{n_e} \frac{\Omega}{\omega_s^-} \left(\frac{\omega_0}{\omega_s^-} \right)^{3/2} \times \sum_k [f(\epsilon_k^r - \omega_s^-) - f(\epsilon_k^r)] \left[\frac{k-s}{(1+\Omega/\omega_s^-)^2} - \frac{k-s+1}{(1-\Omega/\omega_s^-)^2} \right] \quad (4)$$

— сила осциллятора резонансного перехода. Здесь m и e — эффективная масса и заряд электрона; n_e и n_i — концентрации электронов и примесных атомов соответственно; $\omega_s^- = s\Omega - \omega_0$ — резонансные частоты (Ω — циклотронная частота, ω_0 — расстояние между уровнем Ландау и отщепленным от него магнитопримесным уровнем, $s = 1, 2, \dots$); f — функция Ферми; ϵ_k^r и Γ — положение и ширина k -го магнитопримесного уровня. Суммирование в формуле (4) осуществляется по тем магнитопримесным уровням, которые участвуют в переходах на частоте ω_s^- . Разность функций Ферми связана с принципом Паули. Здесь и ниже квантовая постоянная принята равной единице.

Учитывая (3) и (4), из формулы (1) получаем вклад магнитопримесных состояний в угол Фарадея:

$$\delta\theta_s^- = \frac{2\pi e^2 n_e}{m c n \omega_s^-} \alpha_s^- \operatorname{Re} \left(\frac{\omega_s^-}{\omega - \omega_s^- + i\Gamma} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Из формулы (5) видно, что угол Фарадея как функция ω имеет асимметричные максимумы на резонансных частотах ω_s^- , смещенные в область высоких частот. В случае переходов электронов с магнитопримесных уровней на расположенные над ними уровни Ландау эта добавка в окрестности резонансных частот $\omega_s^+ = s\Omega + \omega_0$ ($s = 0, 1, \dots$) имеет вид

$$\delta\theta_s^+ = -\frac{2\pi e^2 n_e}{m c n \omega_s^+} \alpha_s^+ \operatorname{Re} \left(\frac{\omega_s^+}{\omega_s^+ - \omega - i\Gamma} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где сила осциллятора теперь равна [10,13]

$$\alpha_s^+ = 2 \frac{n_i}{n_e} \frac{\Omega}{\omega_s^+} \left(\frac{\omega_0}{\omega_s^+} \right)^{3/2} \times$$

$$\times \sum_k [f(\epsilon_k^i) - f(\epsilon_k^i + \omega_s^+)] \left[\frac{k+s}{(1-\Omega/\omega_s^+)^2} - \frac{k+s+1}{(1+\Omega/\omega_s^+)^2} \right]$$

Выражение (6) приводит к появлению асимметричных минимумов на графике зависимости угла Фарадея от частоты. Минимумы расположены на частотах ω_s^+ и смещены в область низких частот.

На рис. 1 приведены результаты расчета величины

$$\varphi_{\pm} = |\delta\theta_{\pm}| \frac{m c n \omega_{\pm}}{2\pi e^2 n_e \alpha_{\pm}} \quad (7)$$

как функций $x = \omega/\omega_{\pm} - 1$ в окрестности резонансных частот $\omega_{\pm} = \Omega \pm \omega_0$. Использовано значение параметра $\gamma_{\pm} = \Gamma/\omega_{\pm} = 0,02$, типичное для полуметаллов и вырожденных полупроводников с донорными примесями в магнитном поле с индукцией $B = 50$ Тл. Если в формулу (7) подставить параметры InSb, равные $m = 3,2 \cdot 10^{-32}$ кг, $n_e = 10^{21}$ м⁻³, $n = 3,4$, а также $n_i/n_e = 0,002$, $\omega_0/\Omega = 0,04$, то максимальное значение добавки к углу Фарадея, обусловленной магнитопримесными уровнями, будет равно $|\delta\theta_{\pm}^{\max}| = 0,2$. Отношение этой величины к максимальному значению угла Фарадея в отсутствие магнитопримесных состояний составляет 25%.

Добавка к Δ , обусловленная магнитопримесными состояниями электронов, оказывается отрицательной. Она приводит к асимметричным мини-

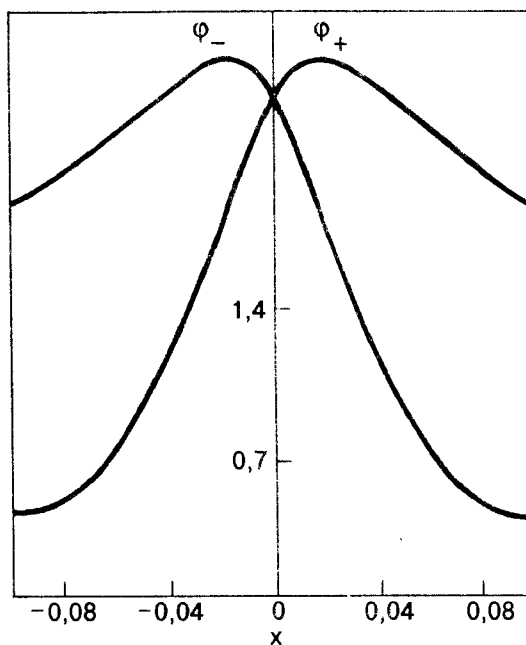


Рис. 1. Частотная зависимость (7) угла Фарадея φ_{\pm} как функция $x = \omega/\omega_{\pm} - 1$ вблизи резонансных частот ω_{\pm} .

мумам на графике зависимости Δ от частоты. Минимум на частоте ω_s^- смещен в область низких частот, а на частоте ω_s^+ — высоких. При указанных выше значениях параметров эта добавка равна 0,2.

Авторы выражают благодарность В. К. Милославскому за обсуждение результатов работы.

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1992).
2. Ф. Ф. Сизов, Ю. И. Уханов, *Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам*, Наукова думка, Киев (1979).
3. I. M. Boswarva, R. E. Howard, and A. B. Lidiard, *Proc. Roy. Soc. London A269*, 125 (1962).
4. E. Haga, *J. Phys. Soc. Jpn.* **20**, 735 (1965).
5. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1982).
6. *Теория ферромагнетизма металлов и сплавов*, С. В. Вонсовский (ред.), Изд-во иностр. лит., Москва (1963).
7. П. Цише, Г. Леманн, *Достижения электронной теории металлов*, Мир, Москва (1984).
8. М. М. Носков, *Оптические и магнитооптические свойства металлов*, УНЦ АН СССР, Свердловск (1983).
9. А. М. Ермолаев, М. И. Каганов, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 984 (1967).
10. Э. А. Канер, А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* **92**, 2245 (1987).
11. С. П. Андреев, *УФН* **143**, 213 (1984).
12. Н. Б. Брандт, Л. Г. Любутина, *ЖЭТФ* **52**, 686 (1967).
13. Н. В. Глейзер, А. М. Ермолаев, Г. И. Рашба, *ФНТ* **20**, 1169 (1994).

**Faraday rotation in conductors with
magnetoimpurity electron states**

A. M. Ermolaev and G. I. Rashba

The tensor of the high-frequency Hall conductivity of the metals and degenerated semiconductors

with magnetoimpurity electron states is calculated. The effect of these states both on the Faraday rotation and on the ellipticity is considered. Additional maxima and minima of the frequency dependence of the Faraday rotation are observed, which result from the magnetoimpurity electron states.