

ВЗАИМОСВЯЗЬ ИНДУЦИРОВАННОЙ ГИРОТРОПИИ И РАССЕЯНИЯ СВЕТА ФЛУКТУАЦИЯМИ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ $A^{III}B^V$

© В.А.Войтенко

Санкт-Петербургский государственный технический университет
195251 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 26 мая 1995 г. Принята к печати 29 мая 1995 г.)

Получено соотношение, устанавливающее прямую взаимосвязь угла вращения плоскости поляризации света при индуцированной гиротропии электронно-го газа с интегральным коэффициентом экстинкции при квазиупругом рассеянии света. Дана количественная оценка константы нелинейной оптической активности, которая сравнивается с имеющимся экспериментом. Определена также зависимость угла вращения плоскости поляризации света от концентрации электронов. Помимо полупроводников построенная теория может быть полезна при исследовании тонких пленок металлов, в особенности интерметаллических акти-нидов, в которых недавно наблюдалось интенсивное рассеяние света флуктуациями спиновой плотности электронов.

Нелинейное воздействие поля напряженности \mathbf{E}_1 , частоты ω_1 на поле зондирующей волны \mathbf{E}_2 с частотой ω_2 описывается анизотропной диэлектрической проницаемостью [1]:

$$\varepsilon_{2ik} = (\varepsilon_2 + \alpha_2 E_1 E_1^*) \delta_{ik} + \beta_2 E_{1i} E_{1k}^* + \gamma_2 E_{1i}^* E_{1k}. \quad (1)$$

В недиссипативной изотропной среде коэффициенты α_2 , β_2 , γ_2 и ε_2 являются вещественными скалярами. При этом антисимметричная часть диэлектрической проницаемости (1) описывает наведенную полем \mathbf{E}_1 гиротропию среды. Соответствующий вектор гирации имеет вид

$$\mathbf{g} = \frac{i}{2}(\beta_2 - \gamma_2)[\mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_1]. \quad (2)$$

Соотношение (2) можно рассматривать как уравнение переноса для углового момента. При этом нелинейная восприимчивость

$$\chi = \frac{1}{2}(\beta_2 - \gamma_2) \quad (3)$$

играет роль кинетического коэффициента, который связывает обобщенную термодинамическую силу $i[\mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_1]$, пропорциональную вращательному моменту, с потоком углового момента, пропорциональным

г. Поскольку восприимчивость χ из (3) связывает таким образом два псевдовекторных оператора, то согласно формуле Кубо (см. например, [2]) она выражается через коммутатор псевдовекторных операторов. Единственным псевдовектором, присущим газу свободных электронов, является оператор спиновой плотности. Поэтому восприимчивость χ выражается через коммутатор операторов спиновой плотности α_S [3]:

$$\chi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{e^4}{\omega_1 \omega_2} B_1 B_2 \alpha_S(\omega, \mathbf{q}). \quad (4)$$

Явное выражение для $\alpha_S(\omega, \mathbf{q})$ имеет вид

$$\alpha_S(\omega, \mathbf{q}) = \frac{i}{\hbar} \int d^3 r \int dt e^{i(\omega t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{r})} \langle [\rho_S(\mathbf{r}, t), \rho_S(0, 0)] \rangle, \quad (5)$$

где $\rho_S(\mathbf{r}, t)$ — оператор спиновой плотности, $\omega = \omega_1 - \omega_2$, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ есть разности частот и волновых векторов смешиваемых волн. Резонансные коэффициенты B_i равны

$$B_i = P (E_{g_i}^{-2} - E_{S_i}^{-2}). \quad (6)$$

Константы P , E_{g_i} и E_{S_i} описаны в [3,4] и равны

$$P = \left[(m^*)^{-1} - m^{-1} \right] \frac{E_g (E_g + \Delta)}{3E_g + 2\Delta}, \quad (7)$$

$$E_{g_i}^2 = E_g^2 - (\hbar\omega_i)^2, \quad (8)$$

$$E_{S_i}^2 = (E_g + \Delta)^2 - (\hbar\omega_i)^2, \quad (9)$$

где m^* — эффективная масса электронов, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, Δ — энергия спин-орбитального расщепления его валентной зоны.

Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости полупроводников $A^{III}B^V$ является незначительным. Так, вблизи дна зоны его величина составляет в среднем всего один градус (см., например, [5]). Поэтому в условиях экспериментов с мощными волнами накачки, применяемыми в нелинейной оптике, этой величиной обычно можно пренебречь по сравнению с температурой T . При этом, как и в задаче о спектре электронного рассеяния [4], путем надлежащего выбора оси квантования можно свести функцию $\alpha_S(\omega, \mathbf{q})$ из (5) к функции реакции плотность-плотность для нейтральной жидкости Ферми. Свойства этой функции подробно исследованы в [6]. Вклад свободных носителей в вектор гирации (2) наиболее существен для близких частот зондирующей волны и волны накачки, когда $\omega_1 = \omega_2$, поскольку соответствующая корреляционная функция $\alpha_S(0, \mathbf{q})$ из (5) оказывается чисто вещественной. Подставляя это вещественное значение $\alpha_S(0, \mathbf{q})$ в χ и \mathbf{g} из (4) и (2), получаем для непоглощающих сред угол поворота плоскости поляризации в виде

$$\theta = \frac{d}{2c\kappa} \frac{e^4}{\omega_1} B_1^2 \alpha_S(0, \mathbf{q}) |E_1|^2, \quad (10)$$

где κ — показатель преломления, d — толщина образца.

Как показано в [1,4], интегральный коэффициент экстинкции при рассеянии также определяется функцией $\alpha_S(0, \mathbf{q})$:

$$\frac{dh}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{c}\right)^4 T\omega_1^2 B_1^2 \alpha_S(0, \mathbf{q}). \quad (11)$$

Выразив $B_1^2 \alpha_S$ из (11) и подставив результат в (10), получим соотношение, связывающее угол индуцированного вращения (10) с интегральным коэффициентом экстинкции (11):

$$\frac{\theta}{I_{\omega_1} d} = \frac{4\pi c^2}{T\omega_1^3} \frac{dh}{d\Omega}, \quad (12)$$

где $I_{\omega_1} = (c/4\pi\kappa)E_1^2$ есть интенсивность падающей волны.

Пространственной дисперсией интегрального коэффициента экстинкции света при рассеянии $dh/d\Omega$ можно пренебречь в меру параметра $\hbar q/p \ll 1$, где p — характерный импульс, например — импульс Ферми [4]. Ввиду (12) это означает, что пространственная дисперсия вектора гирации (2) также отсутствует, и что угол индуцированного вращения (10), (12) также не зависит от разностного волнового вектора \mathbf{q} .

Зависимость коэффициента экстинкции при квазиупругом рассеянии света от концентрации частиц является известной (см., например, [4]). Аналогичным образом получаем

$$\theta|_{\omega_1=\omega_2} = \frac{2\pi e^4}{\kappa\omega_1 c^2} B_1^2 I_{\omega_1} \left(\frac{\partial n}{\partial \zeta}\right)_T d, \quad (13)$$

где ζ — химический потенциал, n — концентрация электронов.

Впервые индуцированная оптическая активность была экспериментально обнаружена в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) в работе [7]. Экспериментально полученная величина нелинейной добавки к углу вращения θ в кристалле BGO оказалась равной $1^\circ 18'$ при $d = 1.15$ мм и $I_{\omega_1} = 4000$ Вт/см². Этим значениям отвечает константа нелинейной оптической активности (12), равная $\theta/I_{\omega_1} d = 2.5 \times 10^3$ град·см/МВт. Несколько меньшие значения получены для BSO. Поскольку типичные значения интегральных коэффициентов экстинкции при квазиупругом рассеянии хорошо известны для многих материалов [4] — они имеют порядок от 10^{-6} до 10^{-5} см⁻¹, то уравнение (12) позволяет получить теоретическое значение для константы. Так, при комнатной температуре и длине волны $\lambda_1 = 10$ мкм имеем

$$\theta/I_{\omega_1} d = (60 \div 600) \text{ град} \cdot \text{см/МВт}. \quad (14)$$

С учетом неопределенности зонной структуры материалов BSO и BGO и соответствующей неопределенности механизма нелинейности полученное согласие между теорией и экспериментом следует считать удовлетворительным.

В работе [3] была измерена зависимость константы индуцированной оптической активности от концентрации электронов. Однако сравнение результатов этого эксперимента с построенной здесь теорией существенно затруднено тем, что использованная в [3] мощная волна накачки возможна только в импульсном режиме. В этом режиме спектральный состав волн включает в себя «гребенку» линий, и условие $\omega_1 = \omega_2$, вообще говоря, не выполняется. Уравнение (13) при высоких плотностях накачки I_{ω_1} и температурах T предсказывает линейную зависимость угла θ от концентрации n , поскольку в этом случае $\partial n / \partial \zeta \approx n / T$. В действительности только у кривой на рис. 2 из работы [3] имеется достаточное число точек на линейном участке. Из всех кривых работы [3] только эта кривая получена при более или менее строгом соблюдении равенства частот смешиваемых волн $\omega_1 = \omega_2$.

Рассмотренный здесь механизм индуцированного вращения плоскости поляризации (2–5), (10), (13) имеет место во всех средах, в которых спин-орбитальное взаимодействие делает возможным рассеяние электромагнитного излучения непосредственно флуктуациями спиновой плотности носителей тока. Как показывают полученные в [3,7] экспериментальные результаты, а также формула (12) настоящей работы, величины углов поворота плоскости поляризации могут доходить до $(10^2 - 10^3)$ (град · см) / МВт, т.е. оказываются довольно большими. Это делает метод индуцированного вращения плоскости поляризации весьма привлекательным для исследования, например, интерметаллических активидов, таких как UPt_3 [8], UBe_{13} [9] и URu_2Si_2 [10], в которых наблюдается интенсивное рассеяние света флуктуациями спиновой плотности [14].

В заключение отметим бездиссипативный характер индуцированного вращения плоскости поляризации, описываемого формулами (10), (12). Такой результат, являющийся совершенно естественным для непоглощающих сред [1], находится тем не менее в противоречии с формулой (45) из работы [3], которая к тому же предсказывает квадратичную зависимость угла вращения θ от q . Указанные противоречия объясняются тем, что при записи интеграла столкновений авторами работ [3,12] не было учтено, что релаксация функции распределения спиновой плотности в фазовом пространстве $g_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{q})$ приводит к локальному равновесию (см., например, [13]). Правильная форма записи кинетического уравнения, учитывающая релаксацию системы к локальному равновесию, имеется, например, в книге [14]. Обсуждение экспериментальной ситуации в свете сравнения упомянутых форм записи кинетического уравнения можно найти в работе [15].

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1982).
- [2] Ю.Б. Румер, М.Ш. Рывкин. *Термодинамика, статистическая физика и кинетика* (М., Наука 1972).
- [3] Е.Ю. Перлин, А.М. Данишевский. *ЖЭТФ*, **106**, 503 (1994).
- [4] В.Х. Байрамов, В.А. Войтенко, И.П. Ипатов. *УФН*, **163**, № 5, 63 (1993).

- [5] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984) с. 276.
- [6] Д. Пайс, Ф. Нозьер. *Теория квантовых жидкостей* (М., Мир, 1967). D. Pines, P. Nozieres. *The Theory of Quantum Liquids* (W. A. Benjamin Inc., 1966).
- [7] Б.Х. Байрамов. Автореф. канд. дис. (Тарту, 1972).
- [8] H. Breiten, E. Zirngel, M.S. Wire, S. Blumenroder, G. Pofahl, G. Guntherodt. *Sol. St. Commun.*, **62**, 387 (1987).
- [9] S.L. Cooper, R.T. Demers, M.W. Klein, Z. Fisk, J.L. Smith. *Physica B*, **135**, 49 (1985).
- [10] S.L. Cooper, M.V. Klein, M.P. Maple, M.S. Torikachwili. *Phys. Rev. B*, **36**, 5743 (1988).
- [11] G. Guntherodt, E. Zirngel. In: *Light Scattering in Solids VI*, ed. by Cardona, G. Guntherodt (Springer Verlag, Berlin, 1991).
- [12] D.C. Hamilton, A.L. McWhorter. *Light Scattering Spectra of Solids* (N.Y., Springer Verlag, 1969). p. 309.
- [13] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Физическая кинетика* (М., Наука, 1979).
- [14] В.П. Силин. В кн.: *Спиновые волны* (М., Наука, 1967).
- [15] V.A. Voitenko, B.H. Bairamov, V.V. Toporov, V.K. Negoduiko. *J. Low Temp. Phys.*, **99**, N 1/2, 1995.

Редактор Т.А. Полянская

A correlation between stimulated gyrotropy and light scattering from spin density fluctuations in A_3B_5 semiconductors

V.A. Voitenko

St.Petersburg State Technical University, 195251 St. Petersburg, Russia

An equation has been constructed which directly connects the rotation angle of the light polarization plane due to the induced gyrotropy with the integrated light scattering cross section. A numerical estimation of the induced gyrotropy constant is submitted and the results are compared with experimental data available. The dependence of the rotation angle on the electron density is found too. The theory derived is valid not only for semiconductors, but for thin metallic films as well; in particular for those based on intermetallic compounds in which an intensive light scattering from the spin density fluctuations has been recently observed.