

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ

***T*-НЕИНВАРИАНТНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ГИРОТРОПИЯ**

ВВЕДЕНИЕ

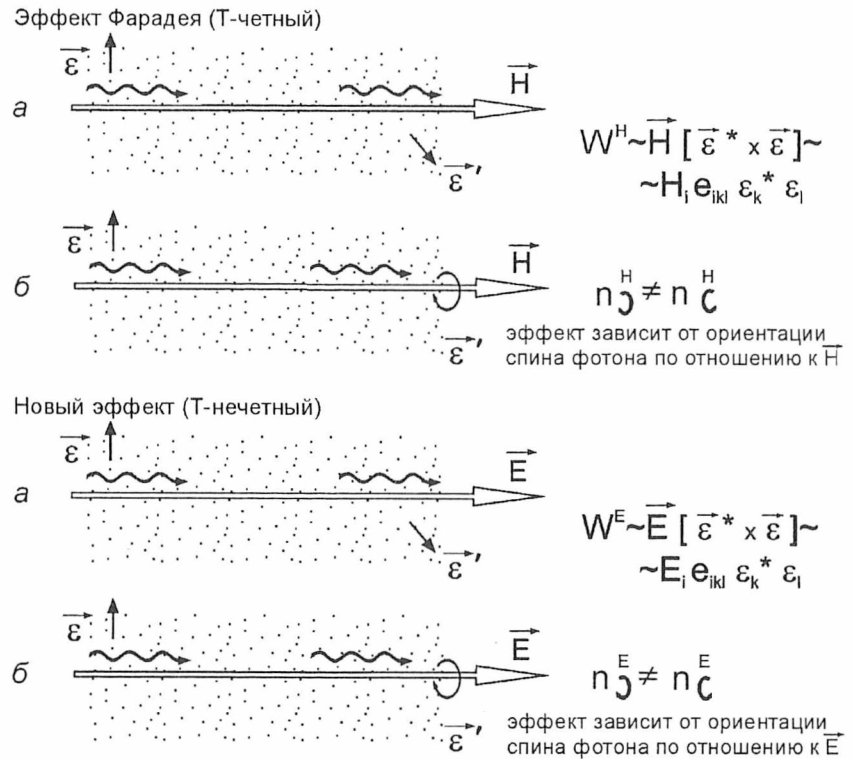
Нарушение симметрии законов природы при обращении знака времени наблюдалось только в распаде K_0 -мезонов [1] и по-прежнему остается одной из самых больших нерешенных проблем в физике элементарных частиц. После обнаружения CP-нарушения в распаде K_0 -мезонов было предпринято множество попыток экспериментально обнаружить это явление в различных процессах. Однако эти эксперименты не были успешны. В настоящее время активно обсуждается возможность новых более точных экспериментов: отметим здесь эксперименты, направленные на обнаружение электрического дипольного момента (ЭДМ) атома [2] и нейтрона [3] при прецессии спина частицы в электрическом поле, подготовку экспериментов по обнаружению вращения плоскости поляризации света, вызванного псевдосемянным расщеплением уровней атома (молекулы) внешним электрическим полем, возникающим при взаимодействии ЭДМ \vec{d}_a с электрическим полем $W = -\vec{d}_a \cdot \vec{E}$ [4–8] (этот эффект подобен магнитооптическому эффекту Макалузо–Корбино [9]) (рис. 1, 2).

Следует отметить, что указанные эксперименты предполагают наличие у атомов (нейтронов и других элементарных частиц) такой внутренней квантовой характеристики, как статический ЭДМ. В работах [10–12] было показано, что наряду с ЭДМ существует еще одна характеристика атома (нейтрона, элементарной частицы), описывающая отклик на воздействие внешнего поля – T - и P -нечетная поляризуемость частицы β^T . Эта поляризуемость отлична от нуля, даже если ЭДМ частицы равен нулю. Например, у атомов (молекул) эта поляризуемость отлична от нуля, даже если ЭДМ электрона равен нулю и, как следствие, отсутствует псевдосемянное расщепление уровней атома в электрическом поле.

Как было показано, T -нечетная поляризуемость β^T и ЭДМ ответственны за появление некоторых новых оптических явлений:

а) T -нечетное двулучепреломление [13]: явление, при котором плоско поляризованный фотон превращается в циркулярно поляризованный и наоборот. Это явление аналогично магнито-оптическому двулучепреломлению (эффект Коттона–Мутона [14], рис. 3);

б) вызываемые штарковским расщеплением уровней атома (молекулы) вращение плоскости поляризации и циркулярный дихроизм света в оптически однород-

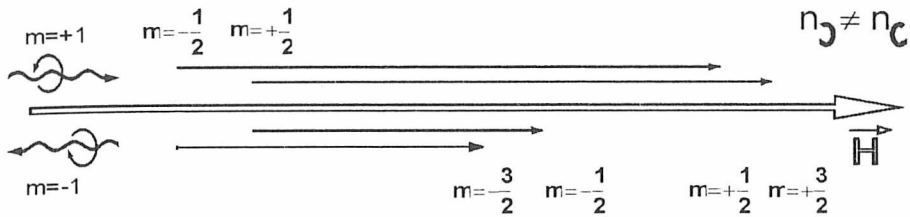


W^H (W^E) – энергия взаимодействия фотона с веществом
 n_D (n_C) – показатели преломления фотона

Рис. 1. Т-нечетное вращение плоскости поляризации (а) и циркулярный дихроизм (б) в электрическом поле

ной изотропной среде, помещенной в электрическое поле [16, 17], рис. 4. Этот Т-нечетный эффект является кинематическим аналогом хорошо известного Т-четного эффекта Фарадея, т. е. явления вращения плоскости поляризации фотонов в среде, помещенной в магнитное поле, благодаря механизму Ван-Флека. Подобно Р-нечетному, Т-четному эффекту вращения плоскости поляризации света, за который ответственна внутренняя спиновая спираль атома [15], Т-нечетный эффект вращения вызван намагничением атома, возникающим при воздействии внешнего электрического поля (см. раздел 3). Более того, согласно [16] и разделу 3, Т-неинвариантное намагничение атома, возникающее при воздействии на атом (молекулу) внешнего статического электрического, индуцирует появление магнитного поля \vec{H}_{ind} . Энергия взаимодействия магнитного момента атома $\vec{\mu}_a$ с этим полем $W = -\vec{\mu}_a \cdot \vec{H}_{ind}(\vec{E})$. Поэтому полное расщепление атомных уровней определяется энергией $W(T) = -\vec{d}_a \cdot \vec{E} - \vec{\mu}_a \cdot \vec{H}_{ind}(\vec{E})$. И следовательно, вращение плоскости поляризации (двулучепреломление), связанное с расщеплением энергетических уров-

Эффект Макалузо-Корбино $W^H = -\bar{\mu}_a \bar{H}_{\text{external}}$



T-нечетный эффект, вызванный взаимодействием ЭДМ атома $\bar{d}_a \neq 0$ с электрическим полем $W^E = -\bar{d}_a \bar{E}_{\text{external}}$

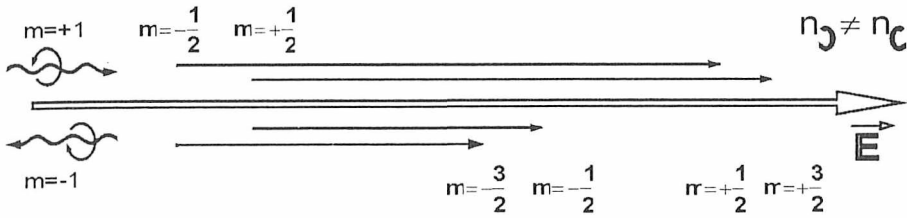


Рис. 2. Эффект вращения плоскости поляризации Макалузо-Корбино и T-нечетный эффект

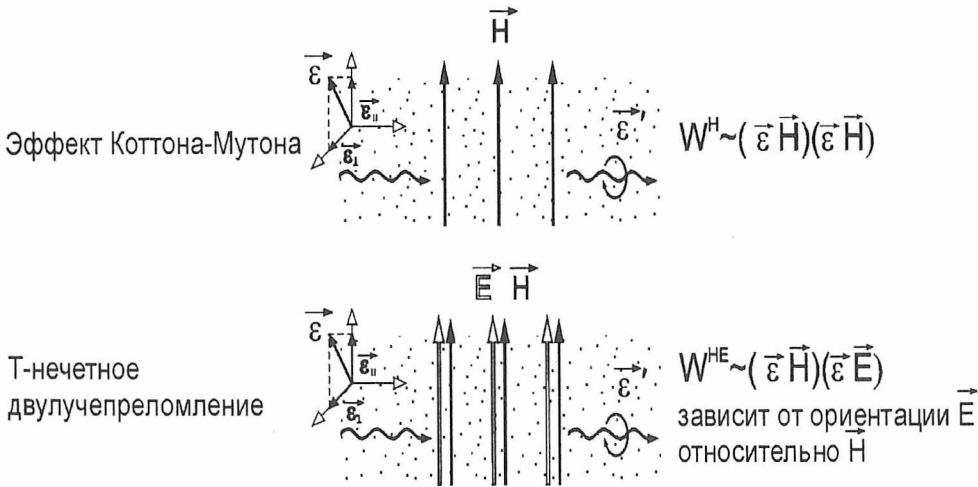


Рис. 3. Эффект Коттона-Муттона и T-нечетное двулучепреломление

ней вызвано не только взаимодействием \bar{d}_a с электрическим полем, но и взаимодействием $\bar{H}_{ind}(\bar{E})$ с $\bar{\mu}_a$.

Легко увидеть, что даже при $\bar{d}_a = 0$ энергия расщепления отлична от нуля и существует T-нечетное вращение плоскости поляризации и T-нечетное двулуче-

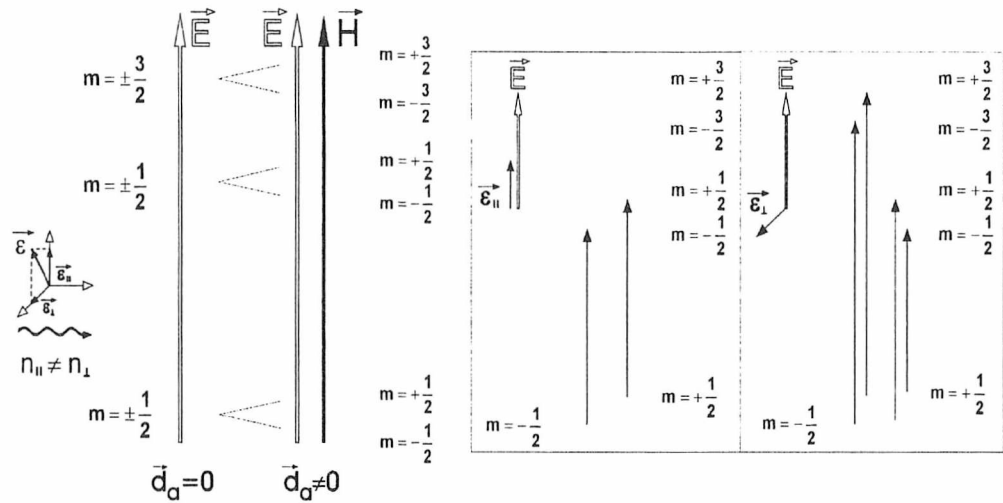


Рис. 4. Расщепление уровней

преломление. T -нечетное вращение плоскости поляризации и циркулярный дихроизм появляются также при прохождении фотонов через нецентросимметричную дифракционную решетку [12].

1. ТЕНЗОР ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СРЕДЫ В ПРИСУТСТВИИ T -НЕИНВАРИАНТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Пусть электромагнитная волна распространяется в однородной изотропной среде, помещенной в постоянное электрическое \vec{E} и магнитное \vec{H} поля. Тензор диэлектрической проницаемости среды ϵ_{ik} является некой функцией этих полей

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_{ik}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H}),$$

где ω — частота, а \vec{k} — волновой вектор фотона.

Тензор ϵ_{ik} может быть представлен в виде суммы

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H}) + \epsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H}),$$

где $\epsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ — тензор диэлектрической проницаемости среды в отсутствие P - и T -нечетных взаимодействий, а $\epsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ — слагаемое, обусловленное T -, P -нечетными взаимодействиями.

Разложим ϵ_{ik} на неприводимые представления:

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_0 \delta_{ik} + \epsilon_{ik}^s + \epsilon_{ik}^a, \quad (1)$$

где δ_{ik} – символ Кронекера; индексы $i, k = 1, 2, 3$ соответствуют (x, y, z) ;

$\epsilon_0 = \frac{1}{3} \sum_i \epsilon_{ii}$ – скаляр; $\epsilon_{ik}^s = \frac{1}{2} (\epsilon_{ik} + \epsilon_{ki}) - \epsilon_0 \delta_{ik}$ – симметричный тензор второго

ранга (с равным нулю следом); $\epsilon_{ik}^a = \frac{1}{2} (\epsilon_{ik} - \epsilon_{ki})$ – антисимметричный тензор второго ранга.

Любой антисимметричный тензор второго ранга может быть представлен в виде (см., например, [13])

$$\epsilon_{ik}^a = i e_{ikl} \vec{g}_l,$$

где \vec{g} – аксиальный вектор, дуальный антисимметричному тензору ϵ_{ik}^a ; ϵ_{ikl} – полностью антисимметричный единичный тензор третьего ранга.

Тензоры $\epsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ и $\epsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ тоже могут быть представлены в виде (1).

Тензор $\epsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ описывает оптическую анизотропию среды во внешних полях для P -, T -четного мира. В частности, симметричная часть $\epsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ ответственна за эффекты двулучепреломления, обусловленные внешними полями \vec{E} и \vec{H} (т. е. эффекты Керра и Коттона–Мутона), а антисимметричная часть описывает эффекты Фарадея и Макалузо–Корбино.

Рассмотрим $\epsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$. Слабые взаимодействия слабее электромагнитных, поэтому в разложении ϵ_{ik}^{odd} по константе слабого взаимодействия нужно учитывать только линейные члены. В результате, ϵ_{ik}^{odd} линейно зависит от P -, T -нечетных скалярных и тензорных линейных комбинаций векторов \vec{E} , \vec{H} и \vec{k} :

$$\begin{aligned} \epsilon_{ik}^{odd} &= \epsilon_0^{odd} \delta_{ik} + \epsilon_{ik}^{(s)odd} + i e_{ikl} \vec{g}_l^{odd} = \\ &= \left[\chi_{sEH}^T (\vec{n}_E \vec{n}_H) + \chi_{sE}^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E) + \chi_{sH}^P (\vec{n}_\gamma \vec{n}_H) \right] \delta_{ik} + \\ &+ \chi_l^T \left[\frac{1}{2} (n_{Ei} n_{Hk} + n_{Hi} n_{Ek}) - \frac{1}{3} (\vec{n}_E \vec{n}_H) \right] + \\ &+ i \chi_{sEH}^P e_{ikl} n_{EHi} + i \chi_s^P e_{ikl} n_{\gamma l} + i \chi_E^T e_{ikl} n_{El}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\vec{n}_\gamma = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$, $\vec{n}_E = \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|}$, $\vec{n}_H = \frac{\vec{H}}{|\vec{H}|}$ и $\vec{n}_{EH} = \frac{[\vec{E} \times \vec{H}]}{[|\vec{E} \times \vec{H}|]}$ – единичные векторы, повто-

ряющиеся индексы означают суммирование. Член, содержащий δ_{ik} , описывает вклад P -, T -нечетных взаимодействий в скалярную часть диэлектрической поляри-

зуюмости, при этом χ_{sEH}^T определяет вклад T - P -нечетных взаимодействий, χ_{sE}^T описывает T -нечетные, P -четные взаимодействия (этот вклад впервые рассмотрен в [27]), а χ_{sH}^P — P -нечетные, T -четные. Второй член в (2), который пропорционален χ_l^T , отвечает за T - P -нечетный эффект двулучепреломления, предсказанный в работе [13]. Члены, пропорциональные тензору e_{ikl} , описывают вращение плоскости поляризации света вокруг \vec{n}_{EH} (P -нечетное, T -четное), вокруг направления электрического поля \vec{n}_E (P - T -нечетное) и вокруг \vec{n}_γ (P -нечетное, T -четное). Последнее — это хорошо известное и активно изучаемое явление вращения плоскости поляризации и дихроизма, обусловленное P -нечетными, T -четными взаимодействиями [15, 23, 24]. Если спины атомов (молекул) определенным образом ориентированы, то появляется дополнительный вклад в ϵ_{ik}^{odd} [11].

В дальнейшем будем предполагать, что диэлектрическая проницаемость среды мало отлична от единицы ($\epsilon_{ik} - \delta_{ik} \ll 1$, δ_{ik} — символ Кронекера). В этом случае тензор ϵ_{ik} связан с амплитудой упругого когерентного рассеяния фотона атомом (молекулой) среды [10–12] простым соотношением:

$$\epsilon_{ik} = \delta_{ik} + \chi_{ik} = \delta_{ik} + \frac{4\pi\rho}{k^2} f_{ik}(0),$$

где χ_{ik} — тензор поляризуемости среды, ρ — число атомов (молекул) в см^3 , k — волновое число фотона; $f_{ik}(0)$ — тензорная часть амплитуды упругого когерентного рассеяния фотона атомом (молекулой) на угол 0. Индексы $i = 1, 2, 3$ соответствуют координатам x, y, z , повторяющиеся индексы подразумевают суммирование.

Так же как и ϵ_{ik} , тензор $f_{ik}(0)$ можно разложить на неприводимые части:

$$\begin{aligned} f_{ik}(0) &= f_{ik}^{even} + f_{ik}^{odd} = f_{ik}^{even} + \frac{\omega^2}{c^2} \alpha_{ik}^{odd} = \\ &= f_{ik}^{even} + \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ \left[\beta_{sEH}^T (\vec{n}_E \vec{n}_H) + \beta_{sE}^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E) + \beta_{sH}^P (\vec{n}_\gamma \vec{n}_H) \right] \delta_{ik} + \right. \\ &\quad \left. + \beta_l^T \left[\frac{1}{2} (n_{Ei} n_{Hk} + n_{Hi} n_{Ek}) - \frac{1}{3} (\vec{n}_E \vec{n}_H) \right] + \right. \\ &\quad \left. + i\beta_{sEH}^P e_{ikl} n_{EHl} + i\beta_s^P e_{ikl} n_{\gamma l} + i\beta_E^T e_{ikl} n_{El} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где α_{ik}^{odd} — тензор динамической поляризуемости атома (молекулы), а величины β — динамические поляризуемости атома (молекулы).

Амплитуда упругого когерентного рассеяния фотона атомом (молекулой) на нулевой угол

$$f(0) = f_{ik}(0) e_i^* e_k.$$

Здесь \vec{e} и \vec{e}' – векторы поляризации начального и рассеянного фотонов. Единичные векторы, описывающие циркулярную поляризацию фотонов: $\vec{e}_+ = -\frac{\vec{e}_1 + i\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$ для правополяризованного фотона и $\vec{e}_- = \frac{\vec{e}_1 - i\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$ для фотона с левой циркулярной поляризацией, где $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2$, $\vec{e}_2 = [\vec{n}_\gamma \times \vec{e}_1]$ – единичные векторы поляризации линейно поляризованных фотонов, $[\vec{e}_1 \times \vec{e}_2] = \vec{n}_\gamma$, $\vec{e}_1 = -\frac{\vec{e}_+ - \vec{e}_-}{\sqrt{2}}$, $\vec{e}_2 = -\frac{\vec{e}_+ + \vec{e}_-}{i\sqrt{2}}$.

Показатель преломления определяется:

$$\hat{N} = N_{ik} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f_{ik}.$$

Предположим, что $\vec{H} = 0$ и электромагнитная волна распространяется в газе вдоль направления \vec{E} . Показатели преломления для фотонов с правой (N_+) и левой (N_-) циркулярной поляризацией можно записать:

$$N_{\pm} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f_{\pm}(0) = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} \left\{ f^{ev}(0) + \frac{\omega^2}{c^2} \beta_{sE}^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E) \mp \frac{\omega^2}{c^2} \left[\beta_s^P + \beta_E^T (\vec{n}_E \vec{n}_\gamma) \right] \right\}, \quad (4)$$

где $f_+(0)(f_-(0))$ – амплитуда упругого когерентного рассеяния на угол 0 фотона с правой (левой) циркулярной поляризацией на атоме (молекуле).

Пусть линейно поляризованные фотоны $\vec{e}_1 = -\frac{\vec{e}_+ - \vec{e}_-}{\sqrt{2}}$ падают на газовую мишень. Вектор поляризации фотона в газе \vec{e}_1' можно записать в виде

$$\begin{aligned} \vec{e}_1' &= -\frac{\vec{e}_+}{\sqrt{2}} e^{ikN_+L} + \frac{\vec{e}_-}{\sqrt{2}} e^{ikN_-L} = \\ &= e^{ik(N_++N_-)L} \left\{ \vec{e}_1 \cos \frac{1}{2}k(N_+ - N_-)L - \vec{e}_2 \sin \frac{1}{2}k(N_+ - N_-)L \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где L – длина распространения фотона в среде.

Легко увидеть, что плоскость поляризации фотона в газе вращается. Угол поворота ϑ :

$$\vartheta = \frac{1}{2}k \operatorname{Re}(N_+ - N_-)L = \frac{\pi\rho}{k} \operatorname{Re}[f_+(0) - f_-(0)] L =$$

$$= -\frac{2\pi\rho\omega}{c} \left[\beta_s^P + \beta_E^T (\vec{n}_E \vec{n}_\gamma) \right] L, \quad (6)$$

где $\text{Re } N_\pm$ – вещественная часть N_\pm . Следует заметить, что $\vartheta > 0$ соответствует правому повороту плоскости поляризации, а $\vartheta < 0$ – левому, где правое (положительное) вращение воспринимается наблюдателем как вращение по часовой стрелке.

В соответствии с (6) T -нечетное взаимодействие приводит к повороту плоскости поляризации вокруг направления электрического поля \vec{E} . Угол поворота пропорционален поляризуемости β_E^T и произведению $(\vec{n}_\gamma \vec{n}_E)$. Наряду с T -нечетным явлением существует T -четный, P -нечетный поворот плоскости поляризации, определяемый поляризуемостью β_s^P и независящий от $(\vec{n}_\gamma \vec{n}_E)$. Зависимость T -нечетного вращения от направления электрического поля \vec{E} относительно \vec{n}_γ позволяет экспериментально различить T -нечетное и T -четное, P -нечетное явления. Показатель преломления $N_+(N_-)$ имеет и действительную и мнимую части. Мнимая часть показателя преломления $\text{Im } N_\pm \sim \text{Im } \beta_E^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E)$ ответственна за T -нечетный циркулярный дихроизм. Благодаря этому процессу, линейно поляризованный фотон приобретает циркулярную поляризацию, причем знак циркулярной поляризации зависит от знака скалярного произведения $(\vec{n}_\gamma \vec{n}_E)$, что позволяет отличить T -нечетный циркулярный дихроизм от T -четного, P -нечетного. Последний пропорционален $\text{Im } \beta_s^P$.

Прежде чем подробно описать эффект, рассмотрим простые соображения, позволяющие понять его происхождение [18]. Пусть атом с одним валентным электроном, находящийся в основном состоянии $S_{1/2}$, помещен в электрическое поле. P - и T -нечетные взаимодействия и взаимодействие с электрическим полем приводят к примешиванию состояний с противоположной четностью к основному состоянию. Рассматривая только смешивание с ближайшим $nP_{1/2}$ состоянием, атомную волновую функцию $|\tilde{s}_{1/2}\rangle$ можно записать в виде:

$$|\tilde{s}_{1/2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left(R_0(r) - R_1(r) (\vec{\sigma} \vec{n}) \eta - R_1(r) (\vec{\sigma} \vec{n}) (\vec{\sigma} \vec{E}) \delta \right) |\chi_{1/2}\rangle, \quad (7)$$

где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули; $\vec{n} = \frac{\vec{r}}{r}$ – единичный вектор в направлении \vec{r} ; R_0 и R_1 – радиальные части волновых функций $nS_{1/2}$ и $nP_{1/2}$ соответственно; $|\chi_{1/2}\rangle$ – спиновая часть волновой функции; η – коэффициент смешивания состояний $S_{1/2}$, $P_{1/2}$, обусловленный P -, T -нечетным взаимодействием; δ – коэффициент смешивания, обусловленный наличием электрического поля.

Рассмотрим ориентацию спина электрона в атоме. Для того чтобы найти пространственное распределение спина электрона в атоме, нужно усреднить оператор спина по спиновой части волновой функции атома. В *T*-нечетный поворот плоскости поляризации света дают вклад только члены, содержащие одновременно δ и η . Пространственное распределение спина, обусловленное этими членами, имеет вид:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{s}(\vec{r}) &= \frac{\eta \delta}{8\pi} R_1^2 \left\langle \chi_{1/2} \left| (\vec{\sigma} \vec{n}) \vec{\sigma} (\vec{\sigma} \vec{n}) (\vec{\sigma} \vec{E}) + (\vec{\sigma} \vec{E}) (\vec{\sigma} \vec{n}) \vec{\sigma} (\vec{\sigma} \vec{n}) \right| \chi_{1/2} \right\rangle = \\ &= \frac{\eta \delta R_1^2}{8\pi} (4\vec{n}(\vec{n}\vec{E}) - 2\vec{E}). \end{aligned} \tag{8}$$

Векторное поле $(4\vec{n}(\vec{n}\vec{E}) - 2\vec{E})$ показано на рис. 5.

Поскольку $\Delta \vec{s}(\vec{r})$ не зависит от начального направления спина атома, такая спиновая структура имеется и в неполяризованном атоме. Важная особенность такого распределения состоит в том, что вектор спина, усредненный по пространственным переменным, отличен от нуля и направлен вдоль электрического поля \vec{E} , т. е. атом оказывается намагниченным под действием электрического поля. Фотоны с угловым моментом, параллельным и антипараллельным направлению такого намагничивания, по-разному взаимодействуют с атомом, что и вызывает вращение плоскости поляризации света.

Чтобы оценить величину эффекта, нужно найти *T*-нечетный тензор поляризуемости α_{ik}^{odd} и *T*-нечетные поляризуемости атома (молекулы) или (что то же самое, см. (3),(6)) *T*-нечетную часть амплитуды $f(0)$ упругого когерентного рассеяния фотона на атоме (молекуле). В соответствии с квантовой электродинамикой упругое когерентное рассеяние на угол 0 может рассматриваться как последовательность двух процессов: 1) поглощение начального фотона с моментом \vec{k} и переход атома (молекулы) из начального состояния $|N_0\rangle$ с энергией E_{N_0} в промежуточное состояние $|F\rangle$ с энергией E_F ; 2) переход атома (молекулы) из промежуточного состояния $|F\rangle$ в конечное состояние $|F'\rangle = |N_0\rangle$ и испускание фотона с моментом $\vec{k}' = \vec{k}$.

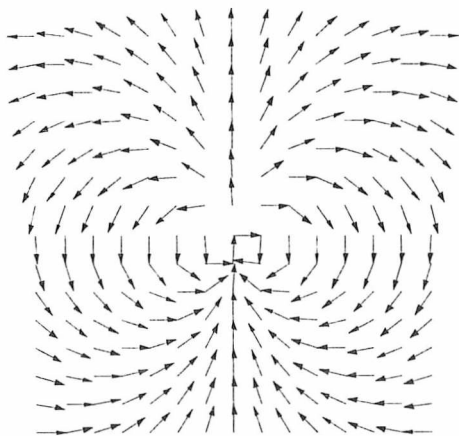


Рис. 5. Векторное поле $(4\vec{n}(\vec{n}\vec{E}) - 2\vec{E})$. Векторы на рисунке показывают направление спина атома в состоянии $S_{1/2}$ с примесью состояния $P_{1/2}$, обусловленного *P*-*T*-нечетными взаимодействиями и внешним электрическим полем

Пусть H_A – гамильтониан атома (молекулы), учитывающий слабое взаимодействие между электронами и ядрами и электромагнитное взаимодействие атома (молекулы) с внешним электрическим \vec{E} и магнитным \vec{H} полями. Он определяет систему собственных функций $|F\rangle$ и собственных значений

$$\begin{aligned} E_F &= E_F(\vec{E}, \vec{H}), \\ H_A |F\rangle &= E_F |F\rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

F – набор квантовых чисел, описывающих состояние $|F\rangle$.

Согласно [17], T -нечетные эффекты в газе, помещенном во внешние электрическое и магнитное поля, проявляются даже в электрическом дипольном приближении в отличие от P -нечетного, T -четного вращения плоскости поляризации. Поляризуемость, описывающая последнее явление, пропорциональна произведению матричных элементов электрического дипольного и магнитного дипольного переходов.

Матричный элемент процесса, определяющего амплитуду рассеяния вперед в дипольном приближении, получен в работе [20]:

$$M_{N_0} = \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | \vec{d}\vec{e}^* | F \rangle \langle F | \vec{d}\vec{e} | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} - \hbar\omega} + \frac{\langle N_0 | \vec{d}\vec{e} | F \rangle \langle F | \vec{d}\vec{e}^* | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} + \hbar\omega} \right\}, \quad (10)$$

где \vec{d} – оператор электрического дипольного момента, ω – частота фотона, $|N_0\rangle$ – волновая функция начального состояния атома (молекулы) с энергией E_{N_0} , $|F\rangle$ – волновая функция промежуточного состояния с энергией E_F .

Для газов энергия атома E_F складывается из внутренней энергии атома, его кинетической энергии и энергии взаимодействия атома с внешними полями. Очень важно отметить, что кроме взаимодействия с внешними полями \vec{E} и \vec{H} атом испытывает воздействие, вызванное когерентным рассеянием атома на других атомах газа. Потенциальная энергия такого взаимодействия [10, 11, 28]:

$$U_F = -\frac{4\pi\hbar^2}{M_A} \rho f_F(\vec{k}, \vec{k}),$$

где ρ – плотность атомов газа, M_A – масса атома, $f_F(\vec{k}, \vec{k})$ – амплитуда упругого когерентного рассеяния вперед атома в состоянии $|F\rangle$ атомом газа (если атомы одинаковы, то нужно учитывать также влияние обменных эффектов при рассеянии). Энергия U_F зависит от состояния атома $|F\rangle$ и ориентации полного момента атома в этом состоянии. Исключительно важно учитывать U_F при подробных расчетах, потому что она может давать вклад в обсуждаемые явления.

Движение атомов газа приводит к доплеровскому уширению уровней и для получения окончательного выражения нужно усреднить (6) по распределению им-

пульсов атомов в газе. Мы не будем явно рассматривать здесь эту стандартную процедуру [15].

Следует напомнить также, что возбужденные уровни атома (молекулы) квазистационарны: $E_F = E_F^{(0)} - \frac{i}{2}\Gamma_F$, $E_F^{(0)}$ – энергия атомного уровня, Γ_F – ширина уровня. Матричный элемент (10) можно записать:

$$M_{N_0} = \alpha_{ik}^{N_0} e_i^* e_k, \quad (11)$$

где $\alpha_{ik}^{N_0}$ – тензор динамической поляризуемости атома (молекулы)

$$\alpha_{ik}^{N_0} = \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_k | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} - \hbar\omega} + \frac{\langle N_0 | d_k | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} + \hbar\omega} \right\}. \quad (12)$$

В общем случае атомы распределены по уровням основного состояния N_0 с вероятностью $P(N_0)$. Поэтому $\alpha_{ik}^{N_0}$ должен быть усреднен по всем состояниям N_0 . В результате поляризуемость можно записать:

$$\alpha_{ik} = \sum_{N_0} P(N_0) \alpha_{ik}^{N_0}. \quad (13)$$

Тензор α_{ik} может быть разложен на неприводимые части:

$$\alpha_{ik} = \alpha_0 \delta_{ik} + \alpha_{ik}^s + \alpha_{ik}^a, \quad (14)$$

где $\alpha_0 = \frac{1}{3} \sum_i \alpha_{ii}$ – скаляр, $\alpha_{ik}^s = \frac{1}{2}(\alpha_{ik} + \alpha_{ki}) - \alpha_0 \delta_{ik}$ – симметричный тензор второго ранга, $\alpha_{ik}^a = \frac{1}{2}(\alpha_{ik} - \alpha_{ki})$ – антисимметричный тензор второго ранга,

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{2}{3} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_{iF} \frac{\omega_{N_0} \langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle}{\hbar(\omega_{FN_0}^2 - \omega^2)}, \\ \alpha_{ik}^s &= \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \omega_{N_0} \frac{[\langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_k | N_0 \rangle - \langle N_0 | d_k | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle]}{\hbar(\omega_{FN_0}^2 - \omega^2)} - \alpha_0 \delta_{ik}, \\ \alpha_{ik}^a &= \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_k | N_0 \rangle - \langle N_0 | d_k | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle}{\omega_{FN_0}^2 - \omega^2} \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\omega_{FN_0} = \frac{E_F - E_{N_0}}{\hbar}$.

Пусть атомы (молекулы) не поляризованы. Антисимметричная часть поляризуемости (15) равна нулю в отсутствие T -, P -нечетных взаимодействий и внешнего магнитного поля. Следует напомнить, что для P -нечетных, T -четных взаимодействий антисимметричная часть поляризуемости отлична от нуля только для магнитных и электрических дипольных переходов [15].

Как уже было показано, скалярная, симметричная и антисимметричная части ε_{ik} (а значит, и α_{ik}) описывают новые T -нечетные явления. К примеру, явление T -нечетного вращения плоскости поляризации в электрическом поле описывается антисимметричной частью α_{ik}^a тензора динамической поляризуемости атома (молекулы), связанной с поляризуемостью β_E^T .

Выражение для β_E^T можно получить следующим образом. Согласно выражениям (4), (6) величина рассматриваемого T -нечетного эффекта определяется поляризуемостью β_E^T или (что то же самое, см. (4), (6)) амплитудой упругого когерентного рассеяния фотона на атоме (молекуле) $f_{\pm}(0)$. Если $\vec{n}_E \parallel \vec{n}_\gamma$, то амплитуда $f_{\pm}(0)$ в дипольном приближении может быть записана в виде $f_{\pm} = \mp \frac{\omega^2}{c^2} \beta_E^T$. Чтобы найти амплитуду f_{\pm} , нужно найти матричный элемент (10), (11) для состояний поляризации фотона $\vec{e} = \vec{e}_{\pm}$.

Оператор электрических дипольных переходов \vec{d} может быть записан в виде:

$$\vec{d} = d_+ \vec{e}_+ + d_- \vec{e}_- + d_z \vec{n}_\gamma, \quad (16)$$

$$\text{где } d_+ = -\frac{d_x - id_y}{\sqrt{2}}, \quad d_- = \frac{d_x + id_y}{\sqrt{2}}.$$

Пусть состояние поляризации фотона $\vec{e} = \vec{e}_+$.

Используя (10), (11), можно представить β_E^T в виде:

$$\beta_E^T = \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | d_- | F \rangle \langle F | d_+ | N_0 \rangle - \langle N_0 | d_+ | F \rangle \langle F | d_- | N_0 \rangle}{\omega_{FN_0}^2 - \omega^2} \right\}. \quad (17)$$

Для дальнейшего анализа необходимы более подробные выражения для волновой функции атома (молекулы). Постоянная слабого взаимодействия очень мала, поэтому можно применить теорию возмущений. Пусть $|f, \vec{E}\rangle$ – волновая функция атома (молекулы), взаимодействующего с электрическим полем \vec{E} в отсутствие слабых взаимодействий. Включим слабые взаимодействия $V_W \neq 0$. В соответствии с теорией возмущений [20] волновая функция $|F\rangle$ в этом случае может быть записана в виде:

$$|F\rangle = |f, \vec{E}\rangle + \sum_n \frac{\langle n, \vec{E} | V_W | f, \vec{E} \rangle}{E_f - E_n} |n, \vec{E}\rangle. \quad (18)$$

Следует отметить, что V_W входит и в числитель, и в знаменатель (17). Пусть V_W мало, тогда полная поляризуемость β_E^T может быть представлена в виде суммы двух слагаемых:

$$\beta_E^T = \beta_{mix}^T + \beta_{split}^T, \quad (19)$$

где

$$\beta_{mix}^T = \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_f \frac{1}{\omega_{fn_0}^2 - \omega^2} \sum_l, \quad (20)$$

$$\left\{ \frac{2\text{Re} \left[\left\{ \langle n_0 \vec{E} | d_- | f \vec{E} \rangle \langle f \vec{E} | d_+ | l \vec{E} \rangle - \langle n_0 \vec{E} | d_+ | f \vec{E} \rangle \langle f \vec{E} | d_- | l \vec{E} \rangle \right\} \langle n_0 \vec{E} | d_- | f \vec{E} \rangle \langle l \vec{E} | V_w | n_0 \vec{E} \rangle \right]}{E_{n_0} - E_l} + \frac{2\text{Re} \left[\langle n_0 \vec{E} | d_- | l \vec{E} \rangle \langle l \vec{E} | V_w | f \vec{E} \rangle \langle f \vec{E} | d_+ | n_0 \vec{E} \rangle - \langle n_0 \vec{E} | d_+ | l \vec{E} \rangle \langle l \vec{E} | V_w | f \vec{E} \rangle \langle f \vec{E} | d_- | n_0 \vec{E} \rangle \right]}{E_f - E_l} \right\}$$

и

$$\begin{aligned} \beta_{split}^T &= \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle n_0 | d_- | f \rangle \langle f | d_+ | n_0 \rangle - \langle n_0 | d_+ | f \rangle \langle f | d_- | n_0 \rangle}{\omega_{FN_0}^2 - \omega^2} \right\} = \\ &= \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle n_0 | d_- | f \rangle \langle f | d_+ | n_0 \rangle - \langle n_0 | d_+ | f \rangle \langle f | d_- | n_0 \rangle}{(\omega_{FN_0} - \omega)(\omega_{FN_0} + \omega)} \right\} = \\ &= \frac{1}{2\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle n_0 | d_- | f \rangle \langle f | d_+ | n_0 \rangle - \langle n_0 | d_+ | f \rangle \langle f | d_- | n_0 \rangle}{(\omega_{FN_0} - \omega)} \right\}, \quad (21) \end{aligned}$$

$$\omega_{FN_0} = \frac{E_F(\vec{E}) - E_{N_0}(\vec{E})}{\hbar}.$$

Нужно напомнить, что согласно всему сказанному выше (см. также раздел 3) энергетические уровни E_F и E_{N_0} содержат сдвиг, обусловленный взаимодействием электрического дипольного момента уровня с электрическим полем \vec{E} и магнитного момента уровня с T -нечетным индуцированным магнитным полем $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$.

Следует отметить, что радиальные части атомной волновой функции действительны [20, 21], поэтому матричные элементы операторов d_{\pm} тоже действительны. В результате P -нечетная, T -четная части взаимодействия V_W не дают вклада в β_{mix}^T , т. к. P -нечетные, T -четные матричные элементы V_W мнимы [15]. В то же время T - и P -нечетные матричные элементы V_W действительны [15], поэтому поляризуемость $\beta_{mix}^T \neq 0$.

В отсутствие электрического поля $\vec{E} = 0$ поляризуемость $\beta_E^T = 0$, поэтому вращение плоскости поляризации отсутствует. Действительно, электрическое поле \vec{E} смешивает атомные уровни с противоположной четностью: атомные уровни имеют определенную четность при $\vec{E} = 0$, а операторы d_{\pm} и V_W изменяют четность состояний атома. В результате четность конечного состояния $|N_0'\rangle = d_- d_+ V_W |N_0\rangle$ оказывается противоположной четности начального состояния $|N_0\rangle$. Но в выражении для β_E^T начальное и конечное состояния одинаковы, поэтому β_E^T не может быть отличным от нуля при $\vec{E} = 0$. Следует еще раз подчеркнуть, что поляризуемость β_E^T отлична от нуля, даже если ЭДМ электрона равен нулю. Взаимодействие ЭДМ электрона с электрическим полем — только часть вклада в полную поляризуемость атома (молекулы). Обсуждаемый здесь новый эффект вызван штарковским смешиванием уровней атома (молекулы) и слабым T - и P -нечетным взаимодействием электронов с ядрами (и друг с другом). Итак, согласно (19) полный угол T -нечетного поворота плоскости поляризации включает два слагаемых $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_{mix} + \mathfrak{S}_{split}$, где $\mathfrak{S}_{mix} \sim \beta_{mix}^T$ обусловлен штарковским смешиванием уровней, а $\mathfrak{S}_{split} \sim \beta_{split}^T$ вызван расщеплением уровней атома в электрическом поле \vec{E} и магнитном поле $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$. Вклады, даваемые β_{mix}^T и β_{split}^T , можно различить, изучая частотную зависимость $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}(\omega)$. Согласно (20), (21) вдали от резонанса $\mathfrak{S}_{mix} \sim \frac{1}{\omega_{fn_0} - \omega}$, тогда как $\mathfrak{S}_{split} \sim \frac{1}{(\omega_{fn_0} - \omega)^2}$. Следовательно, \mathfrak{S}_{split} с ростом частоты убывает и выходит из резонанса быстрее, чем \mathfrak{S}_{mix} .

Оценим величину T -нечетного поворота плоскости поляризации, обусловленного β_{mix}^T . В соответствии с анализом [10–12], основанном на расчете величины T -

и P -нечетных взаимодействий [15], отношение $\frac{\langle V_W^T \rangle}{\langle V_W^P \rangle} \leq 10^{-3} \div 10^{-4}$, где V_W^T — T - и

P -нечетный матричный элемент, а V_W^P — T -четный и P -нечетный матричный элемент.

P -нечетная T -четная поляризуемость β_r^P пропорциональна электрическому дипольному матричному элементу, магнитному дипольному матричному элементу и V_W^P : $\beta_s^P \sim \langle d \rangle \langle \mu \rangle \langle V_W^P \rangle$ [15]. В то же время $\beta_{mix}^T \sim \langle d(\vec{E}) \rangle \langle d(\vec{E}) \rangle \langle V_W^T \rangle$. В результате:

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \frac{\langle d(\vec{E}) \rangle \langle d(\vec{E}) \rangle \langle V_W^T \rangle}{\langle d \rangle \langle \mu \rangle \langle V_W^P \rangle}. \quad (22)$$

Рассмотрим T -нечетное вращение плоскости поляризации в электрическом поле \vec{E} для перехода $n_0 \rightarrow f$ между уровнями n_0 и f , которые имеют одинаковую четность при $\vec{E} = 0$. Матричный элемент $\langle n_0, \vec{E} | d_{\pm} | f, \vec{E} \rangle$ отличен от нуля только при $\vec{E} \neq 0$. Пусть энергия взаимодействия атома с электрическим полем $V_E = d\vec{E}$ много меньше расстояния Δ между энергетическими уровнями, смешиваемыми полем \vec{E} . В этом случае можно применить теорию возмущений для волновой функции $|f, \vec{E}\rangle$:

$$|f, \vec{E}\rangle = |f\rangle + \sum_m \frac{\langle m | -d_z E | f \rangle}{E_f - E_m} |m\rangle, \quad (23)$$

где $z \parallel \vec{E}$.

В результате матричный элемент $\langle n_0, \vec{E} | d_{\pm} | f, \vec{E} \rangle$ можно записать в виде:

$$\begin{aligned} & \langle n_0, \vec{E} | d_{\pm} | f, \vec{E} \rangle = \\ & = - \left\{ \sum_m \frac{\langle n_0 | d_{\pm} | m \rangle \langle m | d_z | f \rangle}{E_f - E_m} + \sum_p \frac{\langle n_0 | d_z | p \rangle \langle p | d_{\pm} | f \rangle}{E_{n_0} - E_p} \right\} E. \end{aligned} \quad (24)$$

Видно, что в этом случае матричный элемент $\langle d(\vec{E}) \rangle \sim \frac{\langle d \rangle E}{\Delta} \langle d \rangle$, остальные матричные элементы в (20) можно оценить при $\vec{E} = 0$, что позволяет получить для β_{mix}^T оценку:

$$\beta_{mix}^T \sim \langle d \rangle \langle d \rangle \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \langle V_W^T \rangle. \quad (25)$$

Отсюда выражение (22) можно записать следующим образом:

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \frac{\langle d \rangle \langle d \rangle \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \langle V_W^T \rangle}{\langle d \rangle \langle \mu \rangle \langle V_W^P \rangle}. \quad (26)$$

Учитывая то, что матричный элемент $\langle \mu \rangle \sim \alpha \langle d \rangle$ [20, 21], где $\alpha = \frac{1}{137}$ — постоянная тонкой структуры, равенство (26) можно записать в виде:

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \alpha^{-1} \frac{\langle dE \rangle \langle V_W^T \rangle}{\Delta \langle V_W^P \rangle}. \quad (27)$$

Для случая $\frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \sim 1$ соотношение (27) дает

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^T} \sim \alpha^{-1} \frac{\langle V_W^T \rangle}{\langle V_s^P \rangle} \leq 10^{-1} \div 10^{-2}. \quad (28)$$

Это условие может быть реализовано для возбужденных состояний атомов и двухатомных молекул (TlF, BiS, HgF), имеющих пару почти вырожденных состояний противоположной четности. Легко заметить, что отношение $\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^T}$ на два по-

рядка больше, чем простая оценка $\frac{\langle V_W^T \rangle}{\langle V_s^P \rangle} \leq 10^{-3} \div 10^{-4}$, благодаря тому, что β_{mix}^T

определяется только электрическими дипольными переходами, тогда как β_s^P определяется электрическими и магнитными дипольными переходами одновременно.

Пусть теперь пучок фотонов падает ортогонально направлению электрического поля \vec{E} . Как было показано ранее, при этом возникает T -нечетный вклад в эффект двулучепреломления, зависящий от \vec{d}_a и $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$, который определяется только симметричной частью динамической поляризуемости атома (молекулы) α_{ik} (14). Наблюдать T -нечетное двулучепреломление наиболее удобно, исследуя атом, помещенный и в электрическое и в магнитное поле. В этом случае величина эффекта пропорциональна $(\vec{E}\vec{H})$ и можно выделить T -нечетный эффект на фоне T -четных, изменяя направление \vec{E} по отношению к \vec{H} . T -нечетное двулучепреломление также определяется двумя вкладками: расщеплением уровней и смешиванием уровней основного и возбужденных состояний во внешних полях.

2. T-НЕЧЕТНОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ

Еще один интересный эффект возникает при прохождении фотонов через дифракционную решетку, элементарная ячейка которой не обладает центральной симметрией. Как было показано в [10, 11], энергия взаимодействия атома с двумя когерентными электромагнитными волнами зависит от *T*-нечетной скалярной поляризуемости β_s^T . Взаимодействие атома (молекулы) с двумя волнами может рассматриваться как процесс перерассеяния одной волны в другую и наоборот. Амплитуда рассеяния фотона атомом (молекулой) на ненулевой угол $f(\vec{k}', \vec{k})$ имеет вид [12]:

$$f(\vec{k}', \vec{k}) = f_{ik} e_i^* e_k = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\alpha_s \vec{e}'^* \vec{e} + i \frac{1}{2} \beta_s^P (\vec{n}' + \vec{n}) \left[\vec{e}'^* \vec{e} \right] + \beta_s^T (\vec{n}' - \vec{n}) \left[\vec{e}'^* \vec{e} \right] \right), \quad (29)$$

где \vec{k} – волновой вектор рассеянного фотона, $\vec{n} = \vec{k}/k$, $\vec{n}' = \vec{k}'/k'$; α_s – скалярная *P*-, *T*-неинвариантная поляризуемость атома (молекулы). Выражение (29) справедливо в отсутствие внешних электрического и магнитного полей.

Амплитуда упругого рассеяния (29) может быть получена из общих соображений симметрии. Действительно, в нашем распоряжении есть четыре независимых

единичных вектора: $\vec{v}_1 = \frac{\vec{k}' + \vec{k}}{|\vec{k}' + \vec{k}|}$, $\vec{v}_2 = \frac{\vec{k}' - \vec{k}}{|\vec{k}' - \vec{k}|}$, \vec{e} и \vec{e}' , которые полностью описывают

геометрию процесса упругого рассеяния. Амплитуда упругого рассеяния $f(\vec{k}', \vec{k})$ зависит от этих векторов и при этом является скалярной величиной. Очевидно, что из этих единичных векторов можно сконструировать три независимых скалярных величины: (\vec{e}', \vec{e}) , $(\vec{v}_1 \left[\vec{e}'^* \vec{e} \right])$, $(\vec{v}_2 \left[\vec{e}'^* \vec{e} \right])$. Как следствие, амплитуду рассеяния можно записать в виде:

$$f(\vec{k}', \vec{k}) = f_s(\vec{k}', \vec{k}) \vec{e}'^* \vec{e} + i f_s^P(\vec{k}', \vec{k}) \vec{v}_1 \left[\vec{e}'^* \vec{e} \right] + f_s^T(\vec{k}', \vec{k}) \vec{v}_2 \left[\vec{e}'^* \vec{e} \right], \quad (30)$$

где f_s – *P*-, *T*-инвариантная скалярная амплитуда, f_s^P – *P*-нечетная скалярная амплитуда и f_s^T – *P*-, *T*-нечетная скалярная амплитуда.

Из выражений (29), (30) легко получить, что член, пропорциональный $\beta_s^T (f_s^T)$, исчезает при рассеянии вперед ($\vec{n}' \rightarrow \vec{n}$). И наоборот, в случае обратного рассеяния ($\vec{n}' \rightarrow -\vec{n}$) член, пропорциональный $\beta_s^P (f_s^P)$, становится равным нулю.

Итак, можно заключить, что *T*-нечетные взаимодействия проявляются в процессах рассеяния атомами (молекулами). Однако процессы рассеяния обычно некогерентны и их сечения слишком малы, чтобы *T*-нечетные явления можно было наблюдать. Другая ситуация возникает в дифракционной решетке вблизи брэгговского резонанса, когда процессы рассеяния когерентны: интенсивность рассеянных волн заметно возрастает. Например, в брэгговской геометрии дифракции (отраже-

ния) амплитуда дифрагированной (отраженной) волны может достигать единицы. Это позволяет изучать T -нечетные процессы рассеяния [11, 12, 22].

Для того чтобы включить P - и T -нечетные процессы в дифракционную теорию, рассмотрим микроскопические уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{curl} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \operatorname{curl} \vec{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi\rho, & \operatorname{div} \vec{B} &= 0, & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} &= 0. \end{aligned} \quad (31)$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля; \vec{B} – индукция магнитного поля; ρ и \vec{j} – микроскопическая плотность электрического заряда и ток, индуцируемый электромагнитной волной; c – скорость света. Фурье-преобразование этих уравнений (т. е. $\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \vec{E}(\vec{k}, \omega) e^{i\vec{k}\vec{r}} e^{-i\omega t} d^3 k d\omega$ и т. д.) приводит к следующему уравнению для $\vec{E}(\vec{k}, \omega)$:

$$\left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \vec{E}(\vec{k}, \omega) = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} \left[\vec{j}(\vec{k}, \omega) - \frac{c^2 k^2}{\omega^2} \vec{n}(\vec{n} \vec{j}(\vec{k}, \omega)) \right], \quad (32)$$

где $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k}$.

В линейном приближении ток $\vec{j}(\vec{r}, \omega)$ связан с $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ хорошо известным соотношением: $j_i(\vec{r}, \omega) = \int d^3 r' \sigma_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) E_j(\vec{r}', \omega)$, где $\sigma_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', \omega)$ – микроскопический тензор проводимости, представляющий собой сумму тензоров проводимости атомов (молекул), составляющих дифракционную решетку: $\sigma_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) = \sum_{A=1}^N \sigma_{ij}^A(\vec{r}, \vec{r}', \omega)$, σ_{ij}^A – тензор проводимости рассеивателей типа A . Суммирование проводится по всем атомам (молекулам), составляющим решетку.

Тензор $\sigma_{ik}(\vec{r}, \vec{r}', \omega)$ для дифракционной решетки является пространственно-периодической функцией. Поэтому $j_i(\vec{k}, \omega)$ можно записать в виде

$$j_i(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{V_0} \sum_{\vec{\tau}} \sigma_{ik}^c(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}, \omega) E_j(\vec{k} - \vec{\tau}, \omega), \quad (33)$$

где σ_{ik}^c – Фурье-образ тензора проводимости элементарной ячейки решетки, $\vec{\tau}$ – вектор обратной решетки дифракционной решетки. Пользуясь представлением тока (33), из (32) можно получить:

$$(-k^2 + k_0^2) E_i(\vec{k}, \omega) = -\frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{\tau}} \hat{\chi}_{ij}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}) E_j(\vec{k} - \vec{\tau}). \quad (34)$$

Тензор восприимчивости диэлектрической решетки:

$$\hat{\chi}_{ij}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}) = (\delta_{ik} - n_i n_k) \chi_{kj}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}), \quad (35)$$

где

$$\chi_{kj}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}) = \frac{4\pi i}{V_0 \omega} \sigma_{kj}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}) = \frac{4\pi c^2}{V_0 \omega^2} F_{kj}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}).$$

Здесь $F_{kj}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}) = \frac{i\omega}{c^2} \sigma_{kj}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau})$ – амплитуда упругого когерентного рассеяния электромагнитной волны элементарной ячейкой дифракционной решетки из состояния с волновым вектором $\vec{k} - \vec{\tau}$ в состояние с волновым вектором \vec{k} .

Амплитуда F_{ik} получена суммированием упругих когерентных амплитуд рассеяния атома (молекулы) элементарной ячейкой решетки:

$$F_{ik}(\vec{k}' = \vec{k} + \vec{\tau}, \vec{k}) = \left\langle \sum_{A=1}^{N_c} f_{ik}^A(\vec{k}' = \vec{k} + \vec{\tau}, \vec{k}) e^{-i\vec{\tau}\vec{R}_A} \right\rangle, \quad (36)$$

где f_{ik}^A – упругая когерентная амплитуда рассеяния атома (молекулы) типа А; \vec{R}_A – координата центра тяжести атома (молекулы) типа А; N_c – число атомов (молекул в элементарной ячейке; угловые скобки означают усреднение по распределению рассеивателей по координате в элементарной ячейке решетки. Амплитуда f_{ik} определяется уравнениями (29), (30).

Из (35), (36) и (30) можно получить выражение для восприимчивости χ_{kj} элементарной ячейки оптически изотропного вещества:

$$\chi_{kj}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}) = \chi_{s\vec{\tau}} \delta_{kj} + i\chi_{s\vec{\tau}}^P \varepsilon_{kij} v_{1f}^{\vec{\tau}} + \chi_{s\vec{\tau}}^T \varepsilon_{kij} v_{2f}^{\vec{\tau}}, \quad (37)$$

где

$$\chi_{s\vec{\tau}}^{(P,T)} = \frac{4\pi c^2}{V_0 \omega^2} \left\langle \sum_{A=1}^{N_c} f_s^{A(P,T)}(\vec{k}, \vec{k} - \vec{\tau}) e^{-i\vec{\tau}\vec{R}_A} \right\rangle, \quad \vec{v}_1^{\vec{\tau}} = \frac{2\vec{k} - \vec{\tau}}{|2\vec{k} - \vec{\tau}|}, \quad \vec{v}_2^{\vec{\tau}} = \frac{\vec{\tau}}{\tau},$$

$\chi_{s\vec{\tau}}$ – скалярная P -, T -четная восприимчивость элементарной ячейки; $\chi_{s\vec{\tau}}^P$ – P -нечетная T -четная восприимчивость элементарной ячейки; $\chi_{s\vec{\tau}}^T$ – P -, T -нечетная восприимчивость элементарной ячейки. Пользуясь (34), (35), (37), можно получить систему уравнений, описывающих P -, T -нечетное взаимодействие электромагнитной волны с дифракционной решеткой:

$$\left(-\frac{k^2}{k_0^2} + 1 \right) E_i(\vec{k}) = -(\delta_{ij} - n_i n_j) \chi_{s0}^P E_j(\vec{k}) - i\chi_{s0}^P (\delta_{il} - n_l n_l) \varepsilon_{ijl} n_f E_j(\vec{k}) - \\ - \sum_{\vec{\tau} \neq 0} \left\{ (\delta_{ij} - n_i n_j) \chi_{s\vec{\tau}} E_j(\vec{k} - \vec{\tau}) + \right.$$

$$+i\chi_{s\bar{\tau}}^P(\delta_{il}-n_i n_l)\varepsilon_{ijf}v_{1f}^{\bar{\tau}}E_j(\bar{k}-\bar{\tau})+\chi_{s\bar{\tau}}^T(\delta_{il}-n_i n_l)\varepsilon_{ijf}v_{2f}^{\bar{\tau}}E_j(\bar{k}-\bar{\tau})\}, \quad (38)$$

здесь $k_0 = \frac{\omega}{c}$.

В предположении PT -инвариантности взаимодействий уравнения (38) преобразуются в обычную систему уравнений динамической теории дифракции [19].

Согласно [12], угол поворота плоскости поляризации фотона вдали от выполнения условий Брэгга определяется соотношением:

$$\vartheta = -k_0 \operatorname{Re} \chi_s^P(0)L + 2k_0 \alpha_\tau^{-1} \operatorname{Re} [\chi_{1s}^T(\bar{\tau})\chi_{2s}^T(\bar{\tau}) - \chi_{2s}^T(\bar{\tau})\chi_{1s}^T(\bar{\tau})] L. \quad (39)$$

Итак, T -нечетный поворот возникает при отличной от нуля нечетной части восприимчивости: $\chi_2(\bar{\tau}) \neq 0$. Это становится возможным, когда элементарная ячейка дифракционной решетки не обладает центром симметрии.

В соответствии с (39) угол T -нечетного поворота растет при $\alpha_\tau \rightarrow 0$. Однако при $\alpha_\tau \rightarrow 0$ условие $\alpha_\tau^{-1} |\chi_s(\bar{\tau})| \ll 1$ нарушается. Амплитуды дифрагированной и падающей волн оказываются сравнимыми ($E(\bar{k}-\bar{\tau}) \approx E(\bar{k})$), и теория возмущений не применима. В этом случае нужно пользоваться строгой динамической теорией дифракции.

Пусть условие Брэгга выполняется только для дифрагированной волны. Тогда можно воспользоваться двухволновым приближением динамической теории дифракции [19], и система уравнений (32) превращается в два связанных уравнения, которые в случае дифракции назад ($\bar{k}_0 \parallel \bar{\tau}$) имеют вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{k^2}{k_0^2} - 1 \right) E_j(\bar{k}) &= \chi_s(0) E_j(\bar{k}) + i\chi_s^P(0) \varepsilon_{jmf} E_m(\bar{k}) n_f + \\ &+ \chi_s(\bar{\tau}) E_j(\bar{k}-\bar{\tau}) + i\chi_s^P(\bar{\tau}) \varepsilon_{jmf} E_m(\bar{k}-\bar{\tau}) v_{2f}^{\bar{\tau}}, \\ \left(\frac{(\bar{k}-\bar{\tau})^2}{k_0^2} - 1 \right) E_j(\bar{k}-\bar{\tau}) &= \chi_s(0) E_j(\bar{k}-\bar{\tau}) + i\chi_s^P(0) \varepsilon_{jmf} E_m(\bar{k}-\bar{\tau}) n_f(\bar{k}-\bar{\tau}) + \\ &+ \chi_s(-\bar{\tau}) E_j(\bar{k}) + i\chi_s^P(-\bar{\tau}) \varepsilon_{jmf} E_m(\bar{k}) v_{2f}^{\bar{\tau}}, \end{aligned} \quad (40)$$

$$\bar{n}(\bar{k}-\bar{\tau}) = \frac{(\bar{k}-\bar{\tau})}{|\bar{k}-\bar{\tau}|}.$$

Эта система уравнений может быть приведена к диагональному виду для фотона с определенной поляризацией. Предположим, что на дифракционную решетку

падает фотон с правой круговой поляризацией (\vec{e}_+). Тогда процесс дифракции приводит к появлению рассеянного назад фотона с левой круговой поляризацией (\vec{e}_-) (это происходит потому, что импульс рассеянного назад фотона $\vec{k}' = \vec{k} - \vec{\tau}$ антипараллелен импульсу падающего фотона \vec{k}). И наоборот, фотон с левой круговой поляризацией приводит к появлению рассеянного назад фотона с правой круговой поляризацией.

Итак, для циркулярно поляризованных фотонов система векторных уравнений (40) может быть представлена в виде двух независимых систем скалярных уравнений [12]. Явное решение этих уравнений позволяет получить следующее выражение для амплитуды падающей волны [12] (здесь использованы обозначения, принятые в [12]):

$$\vec{E}_\pm = \vec{e}_\pm (-1)^b e^{i\varphi_\pm}, \text{ где } \varphi_\pm = k_0 \left[\frac{1}{2} \varepsilon^\pm(\alpha_{1,2}) - \frac{k_0(\alpha_{1,2} - 2\chi_s(0))L}{8\pi b} \Delta^\pm \right] L.$$

С помощью этого равенства можно найти угол поворота плоскости поляризации:

$$\vartheta = \text{Re}(\varphi_+ - \varphi_-) = \vartheta^P + \vartheta_{1,2}^T,$$

где $\vartheta^P = -k_0 \text{Re}\chi_s^P(0)L$ – P -нечетный T -четный угол поворота, а $\vartheta_{1,2}^T$ – соответствует T -нечетному вращению:

$$\begin{aligned} \vartheta_{1,2}^T = \mp \frac{k_0^3 L^3}{8\pi^2 b^2} \sqrt{4(\chi_{1s}^2 + \chi_{2s}^2) + \left(\frac{4\pi b}{k_0 L}\right)^2} \times \\ \times \left[\chi_{1s}(\bar{\tau}) \text{Re}\chi_{2s}^T(\bar{\tau}) - \chi_{2s}(\bar{\tau}) \text{Re}\chi_{1s}^T(\bar{\tau}) \right], \end{aligned} \quad (41)$$

знак (-) соответствует α_1 , а (+) – α_2 .

Мнимая часть T -нечетной поляризуемости $\text{Im}\chi_{s1,2}^T$ отвечает за T -нечетный циркулярный дихроизм, благодаря которому линейно поляризованный фотон на выходе из дифракционной решетки приобретает циркулярную поляризацию. Степень циркулярной поляризации фотона определяется соотношением:

$$\begin{aligned} \delta_{1,2} = \frac{|\vec{E}_+|^2 - |\vec{E}_-|^2}{|\vec{E}_+|^2 + |\vec{E}_-|^2} \approx \text{Im}\varphi_- - \text{Im}\varphi_+ = k_0 \text{Im}\chi_s^P(0)L \pm \\ \pm \frac{k_0^3 L^3}{8\pi^2 b^2} \sqrt{4(\chi_{1s}^2 + \chi_{2s}^2) + \left(\frac{4\pi b}{k_0 L}\right)^2} \left[\chi_{1s}(\bar{\tau}) \text{Re}\chi_{2s}^T(\bar{\tau}) - \chi_{2s}(\bar{\tau}) \text{Re}\chi_{1s}^T(\bar{\tau}) \right]. \end{aligned} \quad (42)$$

Следует заметить, что условия резонансного пропускания для данного m удовлетворяют два различных значения α . Это обусловлено тем, что в зону Бриллюэна (полосу полного брэгговского отражения) можно войти из высоких и из низких частот. T -нечетные составляющие угла поворота для α_1 и α_2 противоположны по знаку, что дает дополнительную возможность отличить T -нечетное вращение от P -нечетного T -четного. P -нечетное вращение не зависит от амплитуды брэгговской дифракции назад, т. к. P -нечетная амплитуда рассеяния назад равна нулю. В соответствии с (19), (20) T -нечетное вращение плоскости поляризации и дихроизм резко усиливаются вблизи условий резонансного брэгговского пропускания. На первый взгляд, для \mathcal{G}^T следовало бы ожидать зависимости $\mathcal{G}^T \sim k_0 \operatorname{Re} \chi_{s1,2}^T(\bar{\tau}) L$ (см.(39)). Однако вблизи резонанса угол поворота \mathcal{G}^T нужно умножить на

$$B = \frac{k_0}{8\pi^2 b^2} \sqrt{4(\chi_{1s}^2 + \chi_{2s}^2) + \left(\frac{4\pi b}{k_0 L}\right)^2} L k_0 \chi_{s1,2} L,$$

который и обеспечивает указанный рост (к примеру, при $\chi_s \approx 10^{-1}$, $k_0 \approx 10^4 \div 10^5$ см⁻¹, $L = 1$ см, $b = 1$, $B \sim 10^5$).

Оценим величину эффекта. Для этого нужно определить (в соответствии с (41)) T -нечетную восприимчивость $\chi_{s1,2}^T$, которая пропорциональна T -нечетной поляризуемости атома β_s^T . Оценка, сделанная в [10, 11, 15], дает $\beta_s^T \sim 10^{-3} \div 10^{-4} \beta_s^P$, где β_s^P — P -нечетная T -четная скалярная поляризуемость, которая теоретически и экспериментально исследовалась в [15]. В частности, теоретическая оценка для атомов типа Вi, Tl, Рb $\beta_s^P \cong 10^{-30}$ см³, что приводит к оценке для T -нечетной поляризуемости $\beta_s^T \cong 10^{-33} \div 10^{-34}$ см³. Поляризуемость β_s^P в газе с плотностью $\rho = 10^{16} \div 10^{17}$ см⁻³ вызывает P -нечетный поворот плоскости поляризации на угол $\mathcal{G}^P = k \operatorname{Re} \chi_s^P(0) L \cong 10^{-7}$ рад/см \times L. Следовательно, параметр $\varphi = k \chi_s^T(\tau) L$ в нашем случае $10^{-10} \div 10^{-11}$ рад/см \times L и даже может быть в h/d раз меньше, где h — глубина насечки дифракционной решетки, а d — расстояние между зеркалами волновода. Полагая, что $h/d \sim 10^{-1}$, можно получить $\varphi \cong 10^{-11} \div 10^{-12}$ рад/см \times L, поэтому окончательная оценка для T -нечетного угла поворота:

$$\mathcal{G}^T \cong 10^{-11} \div 10^{-12} \frac{\text{rad}}{\text{cm}} k_0^2 \chi_s^2(\tau) L^3. \quad (43)$$

В реальной ситуации восприимчивость решетки $\chi_s(\tau)$ может быть больше 1, однако мы предполагали, что $\chi_s \ll 1$. Пусть $\chi_s = 10^{-1}$, $k_0 = 10^4$, тогда $\mathcal{G}^T \approx 10^{-6} \div 10^{-7} L^3$ и, следовательно, для $L = 1$ см получаем $\mathcal{G}^T \cong 10^{-6} \div 10^{-7}$ рад.

Очевидно, что полученный угол T -нечетного поворота \mathcal{G}^T по порядку величины совпадает с \mathcal{G}^P , что позволяет наблюдать T -нечетное вращение плоскости поляризации на эксперименте. Следует заметить, что изготовить дифракционные решетки для длин волн больших, чем видимого света, несложно. Поэтому особенно привлекательной кажется возможность изучения T -нечетного вращение плоскости поляризации вблизи частот сверхтонких атомных (молекулярных) переходов, например, для Cs $\lambda = 3,26$ см и для Tl $\lambda = 1,42$ с.

Итак, мы показали, что при рассеянии фотонов объемной дифракционной решеткой возникает T -нечетное вращение плоскости поляризации. Величина эффекта резко возрастает вблизи условия резонансного пропускания. Для проведения экспериментов, позволяющих наблюдать T -нечетное вращение плоскости поляризации, предлагается использовать наполненный газом волновод, содержащий дифракционную решетку. Показано, что величина угла поворота $\mathcal{G}^T \approx 10^{-6} \div 10^{-7} L^3$, где L — длина волновода (толщина эквивалентной объемной дифракционной решетки).

3. ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ T -НЕЧЕТНЫХ ЭФФЕКТОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С АТОМАМИ И МОЛЕКУЛАМИ

Рассмотрим теперь возможность экспериментального обнаружения эффектов. В соответствии с выражением (6) можно оценить величину угла T -нечетного поворота плоскости поляризации в электрическом поле:

$$\mathcal{G}_{mix}^T \sim \frac{2\pi\rho\omega}{c} \beta_{mix}^T L \sim \frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \mathcal{G}^P \sim \alpha^{-1} \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \frac{\langle V_w^T \rangle}{\langle V_w^P \rangle} \mathcal{G}^P. \quad (44)$$

Согласно экспериментальным данным [23, 24], которые хорошо согласуются с расчетами работы [15], типичное значение \mathcal{G}^P для длины L , составляющей несколько длин поглощения (L_a) фотона в газе, $\mathcal{G}^P \sim 10^{-6}$ рад.

Для электрического поля $E \sim 10^4$ В·см⁻¹ можно оценить параметр $\frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \sim 10^{-5}$ для Cs и Tl и $\frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \sim 10^{-4}$ для Yb и свинца. Поэтому легко получить $\mathcal{G}_{mix}^T \sim 10^{-13}$ рад для Cs и Tl и $\mathcal{G}_{mix}^T \sim 10^{-12}$ рад для Yb и свинца. Для двухатомных молекул (TlF, BiS, HgF) угол \mathcal{G}_{mix}^T может быть еще больше, потому что у них есть пара вырожденных состояний противоположной четности.

Следует отметить, что современная классическая техника позволяет измерять углы поворота плоскости поляризации до $4,3 \cdot 10^{-11}$ рад [25].

Увеличить угол поворота \mathcal{G}^T можно, увеличив длину пути фотона в среде L (см. (6)), например, поместив среду (газ в электрическом поле или нецентросимметричную дифракционную решетку) в резонатор или внутри лазерного гироскопа (рис. 6).

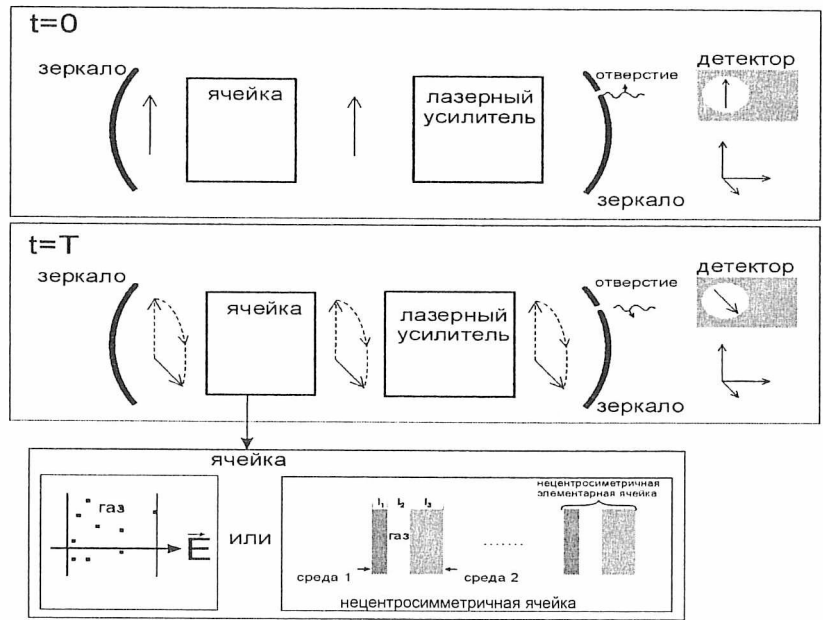


Рис. 6. Вращение плоскости поляризации в среде, помещенной в резонатор

Это возможно благодаря тому факту, что в отличие от P -нечетного вращения, T -нечетное вращение плоскости поляризации фотона в электрическом поле (и в дифракционной решетке) накапливается как при движении фотона в прямом, так и в обратном направлении. Использование резонатора дает большое преимущество: даже несколько нецентросимметричных элементарных ячеек (см. рис. 7), помещенных в резонатор, могут обеспечить эффект, эквивалентный обеспечиваемому длиной дифракционной решеткой (рис. 8, 9). На первый взгляд, переотражение волны в резонаторе (или многократное прохождение в кольцевом резонаторе лазерного гироскопа) не может обеспечить существенного увеличения длины пути фотона L по сравнению с длиной поглощения L_a из-за поглощения фотонов в среде. Эту трудность можно преодолеть, когда часть резонатора заполнена усиливающей средой.

В результате электромагнитная волна, поглощаемая исследуемым газом, когерентно усиливается в усилителе и затем опять отражается в газ. При идеальных условиях световой импульс может существовать в таком резонаторе-усилителе неограниченно долго. Возникает своеобразная «фотонная ловушка», в которой плоскость поляризации волны вращается вокруг направления \vec{E} (в случае эффекта двойного лучепреломления линейная поляризация переходит в круговую и наоборот). Разность фаз между волнами с правой (левой)

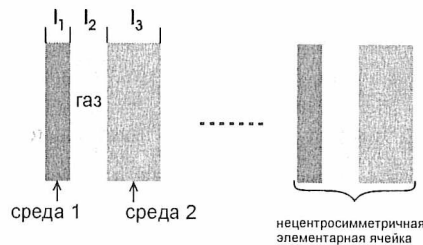


Рис. 7. Нецентросимметричная ячейка

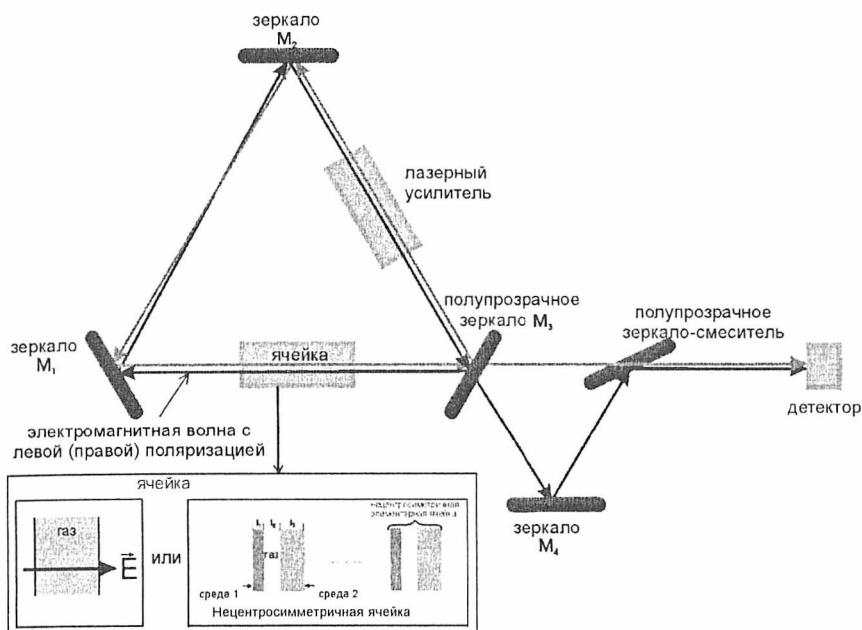


Рис. 8. Схема эксперимента, позволяющего наблюдать T -нечетное вращение плоскости поляризации в резонаторе

поляризацией, движущимися в противоположных направлениях в лазерном гироскопе, или, в случае эффекта двулучепреломления, разность фаз между волнами, имеющими ортогональные плоскости поляризации, возрастает со временем. Если мы изучаем явление вращения плоскости поляризации, то угол поворота $\vartheta_t^T = \Omega^T \cdot t$, где Ω^T — частота вращения плоскости поляризации вокруг направления электрического поля \vec{E} , t — время нахождения фотона в «ловушке».

Частоту Ω^T легко найти из (6): $\Omega^T = c\vartheta^T / L = 2\pi\rho\omega\beta_E^T$. Из оценок ϑ^T видно, что для $\vartheta^T \sim 10^{-12}$ рад (свинец, Yb) частота $\Omega^T = c\vartheta^T / L_a \sim 10^{-4}$ с $^{-1}$.

Следовательно, $\vartheta_t^T \sim 10^{-4} t$ и за время порядка трех часов можно получить $\vartheta_t^T \sim 1$ рад. Аналогичные оценки для атомов Cs и Tl ($\vartheta^T \sim 10^{-13}$ рад) позволяют ожидать за то же время угла поворота $\vartheta_t^T \sim 10^{-1}$ рад. Время t ограничено, в частности, спонтанным излучением фотонов в усилителе, что постепенно приводит к деполаризации фотонного газа в резонаторе. Разумеется, описанный метод идеален, но он может быть применен для увеличения чувствительности эксперимента. Достигнутая в измерениях набег фазы чувствительность позволяет наблюдать эффект и в лазерном гироскопе. Лазерные интерферометры, используемые как детекторы гравитационных волн, также могут обеспечить необходимую чувствительность. Полагая необходимым измерить угол поворота $\sim 10^{-6}$ рад в «фотонной ловушке» и принимая во внимание, что существующая техника позволяет измерять

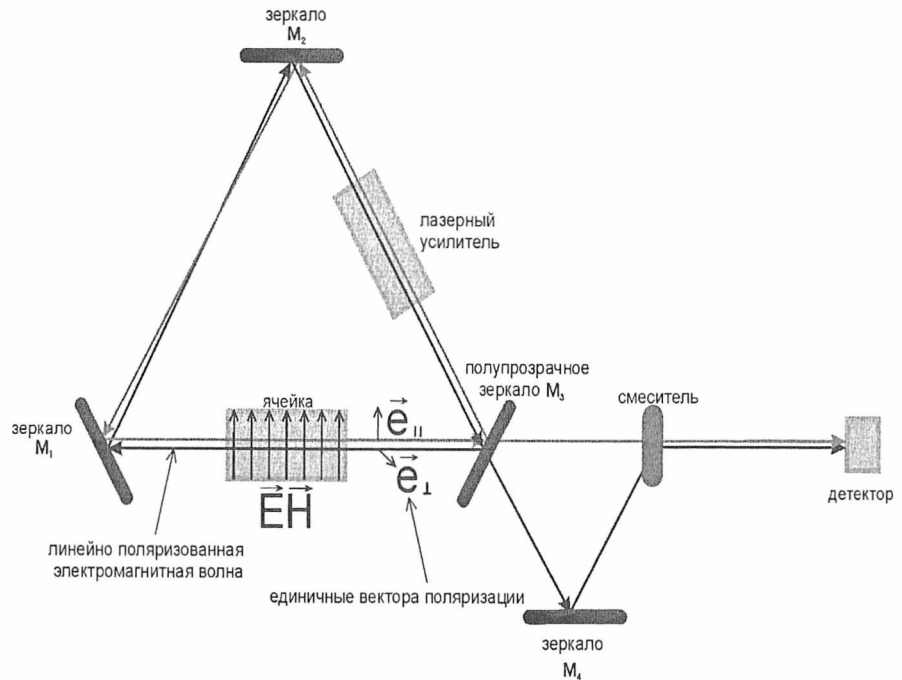


Рис. 9. Схема эксперимента, позволяющего наблюдать T -нечетное вращение плоскости поляризации в резонаторе, содержащем газ, помещенный в электрическое и магнитное поля

значительно меньшие углы, можно ожидать, что удастся увидеть эффект даже на уровне $\frac{V_T}{V_P} \sim 10^{-9} \div 10^{-10}$, т. е. если современные теории дают правильные оценки V_T , эффект заведомо будет обнаружен (напомню, что согласно теоретическим оценкам $V_T/V_P \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$).

Все сделанные выше оценки для явления вращения плоскости поляризации могут быть полностью отнесены и к эффекту двулучепреломления, который описывается симметричной частью T -нечетного тензора поляризуемости. В поворот плоскости поляризации также как и в эффект двулучепреломления делают вклад два процесса: расщепление уровней атома (молекулы) и смешивание состояний противоположной четности во внешних полях.

Эффект двулучепреломления появляется при движении фотона ортогонально электрическому и магнитному полям, величина эффекта пропорциональна произведению $(\vec{E}\vec{H})$. Поэтому можно выделить T -нечетное двулучепреломление на фоне T -четного эффекта, меняя направление \vec{E} относительно \vec{H} . Нужно отметить, что при наличии двулучепреломления в «фотонной ловушке» происходит изменение состояния поляризации со временем: циркулярная поляризация преобразуется в линейную, затем линейная преобразуется в циркулярную и так далее (рис. 10).

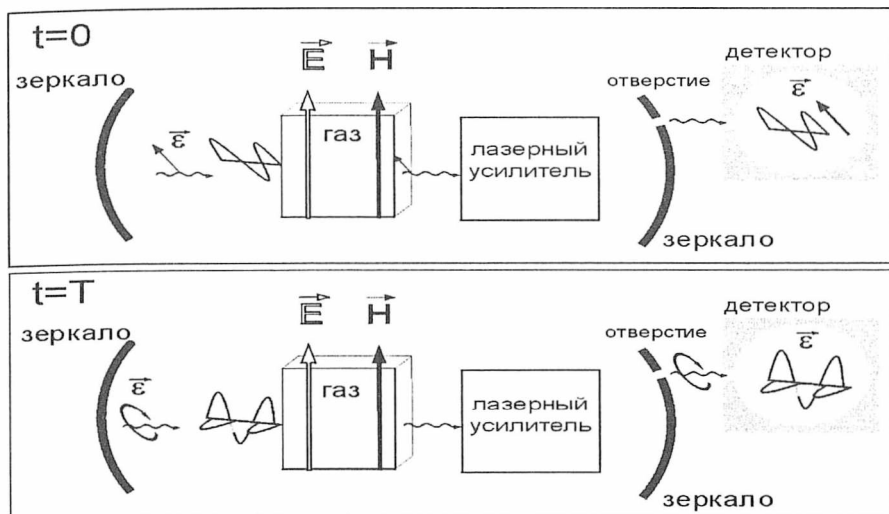


Рис. 10. Преобразование линейной поляризации в циркулярную и наоборот благодаря эффекту двулучепреломления в «фотонной ловушке»

Оценим теперь возможную точность измерения ЭДМ при помощи T-неинвариантных эффектов вращения плоскости поляризации и двулучепреломления в фотонной ловушке. Пусть мы измеряем угол поворота с точностью $\sim 10^{-6}$ рад/ч (степень циркулярной поляризации при наличии двулучепреломления $\delta \sim 10^{-6}$ рад/ч). Угол поворота $\delta\vartheta = k \operatorname{Re}(N_+ - N_-)L = k \operatorname{Re}(N_+ - N_-) cT$, где T – время наблюдения (степень циркулярной поляризации при преобразовании от линейной поляризации к круговой $\delta\vartheta = k(n_{\parallel} - n_{\perp})L = k(n_{\parallel} - n_{\perp}) cT$, здесь N_{\parallel} – показатель преломления для фотона с линейной поляризацией параллельной электрическому полю, а N_{\perp} – показатель преломления для фотона с линейной поляризацией, перпендикулярной электрическому полю). Представив $\delta\vartheta$ в виде

$$\delta\vartheta = \frac{\rho c T \lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma_e d_a E}{\hbar \Gamma^2}, \tag{45}$$

где ρ – плотность атомов, Γ_e – радиационная ширина уровня, Γ – ширина уровня (включая доплеровское уширение), E – напряженность электрического поля, можно получить следующую оценку для d_a :

$$d_a = \frac{2\pi \hbar \Gamma^2}{\rho c T \lambda^2 \Gamma_e E} \delta\vartheta \approx 10^{-33} e, \tag{46}$$

Здесь $\lambda \sim 10^{-4}$ см, $E = 10^2$ CGSE, $\rho = 10^{17}$ атомов/см³, $\delta\vartheta \approx 10^{-6}$, $T = 1$ ч = $3,6 \cdot 10^3$ с.

Для сравнения интересно отметить, что в последних публикациях [4] максимальный предел измерения ЭДМ $d_a \approx 10^{-28} e$, так что преимущества описываемого метода становятся очевидными.

Все вышесказанное может быть отнесено не только к оптической части спектра, но и к радиочастотной области, в которой описанное явление можно наблюдать для указанных атомов (молекул) [12].

4. ЯВЛЕНИЕ НАРУШАЮЩЕЙ ВРЕМЕННУЮ ИНВАРИАНТНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СТАТИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В СРЕДЕ И ВАКУУМЕ

Как уже было показано, P -, T -нечетные взаимодействия вызывают смешивание уровней противоположной четности атома (молекулы), что приводит к появлению P -, T -нечетных членов в поляризуемости атома (молекулы) [10]. Это позволяет наблюдать многие оптические явления, например, вращение плоскости поляризации, двулучепреломление и циркулярный дихроизм фотонов в оптически однородной среде, помещенной в электрическое поле.

Энергия атома (молекулы) во внешнем электромагнитном поле содержит член, обусловленный T -нечетными взаимодействиями [10]:

$$\Delta U = -\frac{1}{2}\beta_s^T \vec{E} \vec{H}, \quad (47)$$

где β_s^T — скалярная T -нечетная поляризуемость атома (молекулы); \vec{E} , \vec{H} — напряженности внешнего электрического и магнитного поля, соответственно.

Хорошо известно [20], что когда частота внешнего поля $\omega \rightarrow 0$ поляризуемости тогда описывают процесс намагничивания среды постоянным магнитным полем и электрической поляризации среды постоянным электрическим полем. Энергия взаимодействия магнитного момента $\vec{\mu}$ с магнитным полем \vec{H} :

$$W_H = -\vec{\mu} \vec{H}. \quad (48)$$

Сравнение (47) и (48) позволяет заключить, что воздействие стационарного электрического поля на атом (молекулу) индуцирует магнитный момент атома

$$\vec{\mu}_{ind}(\vec{E}) = \frac{1}{2}\beta_s^T \vec{E}. \quad (49)$$

С другой стороны, энергия взаимодействия электрического дипольного момента \vec{d} с электрическим полем \vec{E}

$$W_E = -\vec{d} \vec{E}. \quad (50)$$

Как следует из (47) и (50), магнитное поле вызывает появление электрического дипольного момента атома

$$\vec{d}_{ind}(\vec{H}) = \frac{1}{2} \beta_s^T \vec{H}. \quad (51)$$

Таким образом, из вышесказанного следует, что атом (молекула), помещенный в электрическое поле, приобретает индуцированный магнитный момент, который в свою очередь порождает магнитное поле. И аналогично, если атом помещен в магнитное поле, то индуцированный дипольный момент приводит к появлению соответствующего электрического поля.

Рассмотрим простейший эксперимент. Пусть однородная изотропная среда (жидкость или газ) помещена в электрическое поле \vec{E} . Из сказанного выше следует, что нарушение четности по отношению к обращению знака времени приводит к появлению магнитного поля $\vec{H}_T = 4\pi r \vec{\mu}(\vec{E})$, параллельного \vec{E} (r – число атомов (молекул) в $см^3$). И наоборот, в среде, помещенной в магнитное поле \vec{H} , появляется электрическое поле $\vec{E}_T = 4\pi r \vec{d}(\vec{H})$. Оценим величину эффекта. Это легко сделать, оценив величину β_s^T . Явное выражение для поляризуемостей в общем случае зависящих от времени полей было получено в [10] (см. (12)–(20) в [10]).

Кратко рассмотрим процедуру расчета. Пусть атом помещен в произвольные периодические по времени электрическое и магнитное поля. Энергия взаимодействия атома (молекулы) с этими полями имеет обычный вид:

$$W = -\vec{d}\vec{E} - \vec{\mu}\vec{H} + \dots, \quad (52)$$

где \vec{d} и $\vec{\mu}$ – операторы электрического и магнитного дипольного момента атома соответственно:

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \{ \vec{E}_0 e^{-i\omega t} + \vec{E}_0^* e^{i\omega t} \}, \vec{H} = \frac{1}{2} \{ \vec{H}_0 e^{-i\omega t} + \vec{H}_0^* e^{i\omega t} \}. \quad (53)$$

Взаимодействие атома с электромагнитным полем описывается уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\xi, t)}{\partial t} = [H_A(\xi) + W(\xi, t)] \psi(\xi, t), \quad (54)$$

где $H_A(\xi)$ – гамильтониан атома, учитывающий слабые взаимодействия электронов с ядром в центре масс системы; ξ – набор пространственных и спиновых переменных электронов и ядра; W – энергия взаимодействия атома с электромагнитным полем частоты ω :

$$W = V e^{-i\omega t} + V^+ e^{i\omega t},$$

$$V = -\frac{1}{2} (\vec{d}\vec{E}_0 + \vec{\mu}\vec{H}_0), V^+ = -\frac{1}{2} (\vec{d}\vec{E}_0^* + \vec{\mu}\vec{H}_0^*). \quad (55)$$

Осуществим преобразование $\psi = \exp\left(-\frac{iH_A t}{\hbar}\right)\varphi$. Пусть $H_A\psi_n = E_n\psi_n$ ($E_n = E_n^{(0)} - \frac{1}{2}i\Gamma_n$, $E_n^{(0)}$ – энергия атомного уровня, Γ_n – ширина атомного уровня), тогда $\varphi = \sum_n b_n(t)\psi_n$. Из (55) можно получить:

$$i\hbar \frac{\partial b_n(t)}{\partial t} = \sum_f \left\{ \langle n|V|f\rangle e^{i\frac{(E_n - E_f - \hbar\omega)t}{\hbar}} + \langle n|V^+|f\rangle e^{i\frac{(E_n - E_f + \hbar\omega)t}{\hbar}} \right\} b_f(t),$$

$$\langle \psi_n | \psi_m \rangle \ll 1. \quad (56)$$

Пусть b_{n0} – амплитуда основного состояния. Подставим амплитуду b_f , описывающую возбужденное состояние атома, в уравнение для b_{n0} и изучим это уравнение при $t \gg \tau_f = \hbar/\Gamma_f$ (или $\tau_f = \hbar/\Delta E$); $\Delta E = E_f^{(0)} - E_{n0} - \hbar\omega$; $\Gamma_f \gg \langle n|V|f\rangle$ (или $\Delta E \gg \langle n|V|f\rangle$). Следовательно, b_{n0} определяется уравнением $i\hbar \frac{\partial b_{n0}(t)}{\partial t} = \hat{U}_{eff} b_{n0}$, где

$$\hat{U}_{eff} = -\sum_f \left(\frac{\langle n_0|V|f\rangle \langle f|V^+|n_0\rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0|V^+|f\rangle \langle f|V|n_0\rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right). \quad (57)$$

Подставляя в (57) выражения для V и V^+ , получаем:

$$\hat{U}_{eff} = -\frac{1}{2} \hat{g}_{ik}^E E_{0i} E_{0k}^* - \frac{1}{2} \hat{g}_{ik}^H H_{0i} H_{0k}^* - \frac{1}{2} \hat{g}_{ik}^{EH} E_{0i} H_{0k}^* - \frac{1}{2} \hat{g}_{ik}^{HE} H_{0i} E_{0k}^*, \quad (58)$$

где поляризуемости атома (молекулы):

$$\hat{g}_{ik}^E = -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0|d_i|f\rangle \langle f|d_k|n_0\rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0|d_k|f\rangle \langle f|d_i|n_0\rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right),$$

$$\hat{g}_{ik}^H = -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0|\mu_i|f\rangle \langle f|\mu_k|n_0\rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0|\mu_k|f\rangle \langle f|\mu_i|n_0\rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right),$$

$$\hat{g}_{ik}^{EH} = -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0|d_i|f\rangle \langle f|\mu_k|n_0\rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0|\mu_k|f\rangle \langle f|d_i|n_0\rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right),$$

$$\hat{g}_{ik}^{HE} = -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0|\mu_i|f\rangle \langle f|d_k|n_0\rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0|d_k|f\rangle \langle f|\mu_i|n_0\rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right).$$

Следует отметить, что \hat{g}_{ik}^E и \hat{g}_{ik}^H — P -, T -инвариантные тензоры электрической и магнитной поляризуемости, а \hat{g}_{ik}^{EH} и \hat{g}_{ik}^{EH} — P -, T -неинвариантные тензоры поляризуемости.

Пусть атом помещен в статические ($\omega \rightarrow 0$) магнитное и электрическое поля \vec{E} и \vec{H} , имеющие одинаковые направления. Тогда легко можно получить эффективную энергию P -, T -нечетного взаимодействия атома с этими полями:

$$\hat{U}_{eff}^{T,P} = -\frac{1}{2} \sum_f \left(\frac{\langle n_0 | d_z | f \rangle \langle f | \mu_z | n_0 \rangle + \langle n_0 | \mu_z | f \rangle \langle f | d_z | n_0 \rangle}{E_f - E_{n_0}} \right) EH. \quad (59)$$

Ось z параллельна \vec{E} . Тогда из (47)

$$\beta_s^T = \sum_f \frac{\langle n_0 | d_z | f \rangle \langle f | \mu_z | n_0 \rangle + \langle n_0 | \mu_z | f \rangle \langle f | d_z | n_0 \rangle}{E_f - E_{n_0}}. \quad (60)$$

Оценим порядок величины β_s^T . Атомное состояние $|f\rangle$ не обладает определенной четностью из-за присутствия T -нечетных взаимодействий, благодаря слабости которых состояние $|f\rangle$ смешивается с состоянием противоположной четности с коэффициентом $\eta_T = \frac{V_W^T}{E_f - E_n}$. Согласно сказанному ранее

$$\beta_s^T \sim \frac{\langle d \rangle \langle \mu \rangle}{E_f - E_{n_0}} \eta_T. \quad (61)$$

Для тяжелых атомов коэффициент смешивания может достигать значений $\eta_T \approx 10^{-14}$. Учитывая, что $\langle \mu \rangle \sim \alpha \langle d \rangle$ (где $\alpha = \frac{1}{137}$ — постоянная тонкой структуры), можно получить $\beta_s^T \sim \eta_T \alpha \frac{\langle d \rangle^2}{\Delta} \approx 10^{-16} \cdot \frac{8 \cdot 10^{-36}}{10^{-12}} \approx 10^{-40}$. Следовательно, электрическое поле $E = 10^2 CGSE$ вызывает магнитный момент $\mu_T \approx 10^{-38}$. Тогда для магнитного поля в жидкой мишени можно получить оценку:

$$H = 4\pi r \mu_T \approx 10^{23} \cdot 10^{-38} = 10^{-15} gauss. \quad (62)$$

Напряженность магнитного поля можно увеличить, например, сжимая магнитное поле сверхпроводящим экраном. Таким образом, измеряемая напряженность поля может быть увеличена на 4 порядка при уменьшении площади пронизываемой силовыми линиями с 1 м^2 до 1 см^2 (рис. 11).

Индукцированный магнитный момент вызывает появление магнитного поля на электроде (ядре) атома. Это поле $H^T(E) \sim \mu \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle \sim 10^{-38} \cdot 10^{26} = 10^{-12} gauss$. Сле-

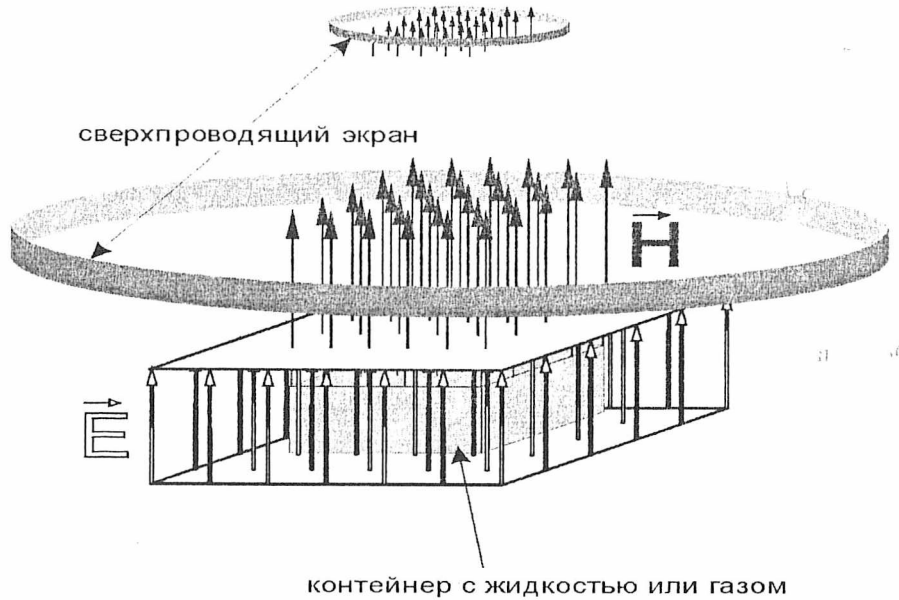


Рис. 11. Измеряемая напряженность поля может быть увеличена на 4 порядка при уменьшении площади, пронизываемой силовыми линиями с 1 м^2 до 1 см^2

довательно, частота прецессии магнитного момента атома μ_A в магнитном поле, индуцированном внешним электрическим полем

$$\Omega_E \sim \frac{\mu_A \beta E \langle 1/r^3 \rangle}{\hbar} = \frac{10^{-20} \cdot 10^{-12}}{10^{-27}} = 10^{-5} \text{ с}^{-1}. \quad (63)$$

Следует напомнить, что для измерения электрического дипольного момента атома исследуется сдвиг частоты прецессии спина атома в магнитном и электрическом полях. Т-нечетный сдвиг частоты прецессии спина атома включает два члена: сдвиг частоты, обусловленный взаимодействием электрического дипольного момента атома с электрическим полем $\omega_E \sim d_a E / \hbar$, и описанный выше сдвиг частоты $\Omega \sim \mu H^T(E) / \hbar$. Этот сдвиг должен быть учтен при интерпретации подобных экспериментов. Нужно также обратить внимание на то, что коэффициент смешивания η_T существенно увеличивается, когда уровни противоположной четности близки друг к другу или даже вырождены. Тогда эффект может возрасти на несколько порядков $10^5 \div 10^6$ (это имеет место, например, для Dy, TlF, BiS, HgF).

5. T, P-НЕЧЕТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМЕ

Следует заметить, что обсуждавшиеся выше новые T-, P- нечетные явления имеют общее значение. Благодаря квантовомеханическому эффекту рождения пар, в сильных электрических, магнитных и гравитационных полях вакуум описывается тензором диэлектрической проницаемости ϵ_{ik} , зависящим от этих полей [21, 26]. Теория ϵ_{ik} [21, 26] не учитывает слабого взаимодействия электрона и позитрона друг с другом. Рассматривая слабое взаимодействие между электроном и позитроном в процессе создания пар в электрическом (гравитационном и магнитном) поле, можно обнаружить, что тензор проницаемости вакуума в этих полях содержит члены, аналогичные содержащимся в (2). В частности, он содержит член $\epsilon_{ik}^{vac} \sim i\beta_{vac\vec{E}}^T \epsilon_{ikl} n_{lE}$ ($\epsilon_{ik}^{vac} \sim i\beta_{vac\vec{g}}^T \epsilon_{ikl} n_{lg}$), $\vec{n}_g = \frac{\vec{g}}{g}$, \vec{g} — ускорение свободного падения, т. е. и для фотона, движущегося в электрическом (гравитационном, магнитном) поле в вакууме существуют явления вращения плоскости поляризации и циркулярного дихроизма. И наоборот, γ -квант, возникающий при однофотонной аннигиляции электрона и позитрона в электрическом (гравитационном, магнитном) поле, имеет примесь циркулярной поляризации, обусловленной T-, P-нечетными слабыми взаимодействиями.

Точно так же в вакууме возникает и явление индукции магнитного поля электрическим и наоборот. Благодаря квантовомеханическому эффекту рождения электрон-позитронных пар в сильных электрическом, магнитном или гравитационном полях, вакуум описывается тензорами диэлектрической ϵ_{ik} и магнитной μ_{ik} проницаемости, зависящими от этих полей. Теория ϵ_{ik} [21] не учитывает слабого взаимодействия электрона и позитрона друг с другом. Рассматривая слабое взаимодействие между электроном и позитроном в процессе создания пар в электрическом (магнитном, гравитационном) поле можно обнаружить, что плотность электромагнитной энергии вакуума содержит член $\beta_{vac}^T (\vec{E}\vec{H})$ подобно (47) (в случае поляризации вакуума статическим гравитационным полем $\beta_g^T (\vec{H}\vec{n}_g)$, $\vec{n}_g = \frac{\vec{g}}{g}$, \vec{g} — ускорение свободного падения).

Это означает, что вокруг электрического заряда могут существовать как электрическое, так и магнитное коллинеарные поля. Но в этом случае $\oint \vec{B}d\vec{S} \neq 0$ (\vec{B} — магнитная индукция), что невозможно в рамках классической электродинамики. Существование такого поля означало бы существование индуцированного магнитного монополя. Если же условие $\oint \vec{B}d\vec{S} = 0$ выполняется, то в сферически симметричном случае это означает равенство нулю этого поля.

Величина такого индуцированного в вакууме магнитного поля очень мала, но возможность его существования сама по себе замечательна.

Приведенные выше результаты могут быть получены и в рамках общего лагранжева формализма. Плотность лагранжиана может зависеть только от инвариантов полей. Для квазистатического электромагнитного поля известны два инвари-

анта $(\vec{E}\vec{H})$ и $(E^2 - H^2)$. В обычной T -инвариантной теории эти инварианты входят в лагранжиан только как $(\vec{E}\vec{H})^2$ и $(E^2 - H^2)$, т. е. $L = L(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2)$ [21]. Но лагранжиан, учитывающий T -нечетные взаимодействия, может включать разные степени инварианта $(\vec{E}\vec{H})$:

$$L_T = L_T(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2, (\vec{E}\vec{H})). \quad (64)$$

Учитывая малость слабых взаимодействий, получаем из (64):

$$L_T = L(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2) + \beta_T (\vec{E}\vec{H}), \quad (65)$$

где L — плотность лагранжиана в P , T -четной электродинамике; $\beta_T = \beta_T(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2)$ — постоянная, которая должна быть получена в конкретной теории. Явное выражение для L приведено в работе [21].

Вклады, обусловленные поляризацией вакуума, могут быть описаны электрической и магнитной восприимчивостью вакуума, зависящей от этих полей. Согласно [21] векторы электрической и магнитной индукции определяются выражениями:

$$\vec{D} = \frac{\partial L}{\partial \vec{E}}, \quad \vec{B} = \frac{\partial L}{\partial \vec{H}}. \quad (66)$$

Аналогично можно найти электрическую поляризацию \vec{P} и намагничение \vec{M} вакуума [21]:

$$\vec{P} = \frac{\partial(L_T - L_0)}{\partial \vec{E}}, \quad \vec{M} = -\frac{\partial(L_T - L_0)}{\partial \vec{H}},$$

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}, \quad \vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}. \quad (67)$$

В соответствии со сказанным выше T -неинвариантность приводит к появлению новых T -нечетных слагаемых в электрической поляризации \vec{P} и намагничении \vec{M} : появляется пропорциональная напряженности магнитного поля \vec{H} добавка к вектору электрической поляризации \vec{P} и пропорциональная напряженности электрического поля \vec{E} добавка к вектору намагничения \vec{M} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный выше анализ показывает, что T -неинвариантные взаимодействия приводят к существованию многочисленных макроскопических оптических эффектов, обусловленных T -неинвариантной оптической анизотропией и оптической гиротропией. Хотя эффекты малы, использование фотонных ловушек, содержащих усилители волны, позволяет не только обнаружить эти новые физические

ские явления, но и получить с их помощью сведения о константах, определяющих T-неинвариантные взаимодействия. Одним из главных требований к усилителям электромагнитной волны в фотонной ловушке является сохранение поляризации усиливаемой волны. С этой точки зрения весьма перспективным представляется черенковский (квазичеренковский) лазер на свободных электронах с резонатором, обладающим цилиндрической симметрией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L. and Turlay R. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 3. P. 1138.
2. CPLEAR Collaboration // Phys. Lett. 1998. V. B444. P. 43.
3. Lamoreaux S. K. // Nucl. Instrum. Methods. 1989. V. A284. P.43.
4. Forte M. J. // J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. G. 1983. V. 9. P. 745.
5. Yashchuk V., Budker D., Zolotarev M. // Preprint LBNL-42228. August 1998.
6. Barkov L. M., Melik-Pashayev D., Zolotarev M. // Opt. Commun. 1989. V. 70, № 6. P. 467.
7. Барков Л. М., Золотарев М. С., Мелик-Пашаев Д. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48, № 3. С. 144.
8. Сушков О. П., Фламбаум В. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75, № 4. С. 1208.
9. Баранова Н. В., Богданов Ю. И., Зельдович Б. Я. // УФН. 1977. Т. 123. С. 349.
10. Macaluso D., Corbino O. M. // Nuovo Cimento. 1998. V. 8. P.257; Ibid. 1999. V. 9. P. 384.
11. Baryshevsky V. G. // Phys. Lett. 1993. V. A177, P. 38.
12. Baryshevsky V. G., Baryshevsky D. V. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1994. V. 27. P. 4421.
13. Baryshevsky V. G. // J. High Energy Phys. 1998. V. 4. P. 18.
14. Baryshevsky V. G. // LANL e-print archive hep-ph/9912438; LANL e-print archive hep-ph/0007353.
15. Landau A., Lifshitz E. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
16. Khriflovich I. B. Parity Nonconservation in Atomic Phenomena. London, 1991.
17. Baryshevsky V. G. // LANL e-print archive hep-ph/9912270.
18. Baryshevsky V. G. // Phys. Lett. 1999. V. A260. P. 24.
19. Baryshevsky V. G., Matsukevich D.N. // LANL e-print archive hep-ph/0002040.
20. Shi-Lin Chang. Multiple Diffraction of X-rays in Crystals. Berlin; New-York; Tokyo, 1984.
21. Landau A., Lifshitz E. Квантовая механика. М., 1989.
22. Берестецкий В., Лифшиц Е., Питаевский А. Квантовая электродинамика. М., 1989.
23. Барышевский В. Г. // Труды XXXII зимней школы по физике ядра и элементарных частиц СПб., 1998. С. 117.
24. Meekhof D. H., Vetter P. A., Majumder P. K. et al. // Phys. Rev. 1995. V. A52. P. 1895.
25. Edwards N. H., Phipp S. J., Baird G., Nakayama S. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 2654.
26. Cameron R., Cantatore G., Melissinos A.C. et. al. // Phys. Rev. D 1993. V. 47. P. 3707.
27. Bunch T. S., Davies P. C. W. // Proc. Roy. Soc. Lond. A 1977. V. 356. P. 569.
28. Kozlov M. G., Porsev S. G. // Phys. Lett. A 1989. V. 142. P. 233.
29. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред. М., 1995.