Известия НАН Армении. Физика, т. 30, №1, с. 36—40 (1995)

УДК 535.375

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЯНИИ ФОТОНОВ ДВУХУРОВНЕВЫМ АТОМОМ С ПЕРЕХОДОМ 1/2—1/2 В РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ

В. Е. МКРТЧЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 30 августа 1993 г.)

Рассмотрено рассеяние фотонов атомом в поле сильного резонансного излучения. Приводятся выражения параметров Стокса рассеянного фотона в зависимости от поляризации падающего фотона, атома и излучения накачки.

Поляризационные явления в основных квантово-электродинамических процессах интенсивно исследовались в пятидесятых годах в связи с развитием техники соответствующего эксперимента; были измерены, в частности, ядерные и атомные константы.

В связи с появлением лазеров возникла необходимость изучения эффектов поляризации в различных процессах во внешних, сильных полях.

На отдельном атоме во внешнем поле излучения поляризационные эффекты хорошо исследованы в случае однофотонного испускания системы (см., например, [1, 2]), а также в случае резонансной флуоресценции с точки зрения статистики фотонов [3]. Однако с точки зрения получаемой информации более богаты процессы второго порядка. Поляризационные эффекты при двухфотонном испускании во внешнем поле были рассмотрены в [4], где была обрисована пестрая картина эволюции всевозможных поляризационных состояний системы двух фотонов в зависимости от поляризации самой накачки и импульсов излученных фотонов.

В настоящей работе приводится аналогичная картина для процесса рассеяния фотона атомом во внешнем поле и при решении задачи сохранены все обозначения и метод вычислений [4].

Задача решается следующим образом: двухуровневый атом с полными моментами верхнего и нижнего состояния, равными 1/2, находится в поле интенсивного излучения и в слабом квантованном поле. До включения взаимодействия с полями атом находится в основном состоянии с весами p и $1-p$ на подуровнях $m=\pm 1/2$ соответственно. Вычисляется матрица плотности $\rho(t)$ системы атом в сильном поле во втором порядке теории возмущений по взаимодействию с полем квантованного излучения при условии, что до включения взаимодействия с атомом квантованное поле излучения находится в состоянии $|k_a\rangle$, т. е. имеется один фотон с импульсом $\mathbf{k}_a$, состояние поляризации которого описывается матрицей Стокса.

$$\hat{\rho}^{(a)}=\frac{1}{2}\left(\hat{I}^{(a)}+\zeta^{(a)}\hat{\sigma}^{(a)}\right).$$

Поляризационная матрица $\hat{\rho}^{(b)}$ получается из матрицы $\hat{\rho}(t)$ по формуле

$$\rho^{(b)}_{\alpha\beta}=\frac{1}{w(t)}\left\langle e^{(b)}_{\alpha}\right|Sp_{at}\hat{\rho}(t)\left|e^{(b)}_{\beta}\right\rangle,$$

где $w(t)$ есть полная вероятность перехода с рассеянием.

Приведем основные результаты вычислений в различных случаях поляризации накачки.

1. *Циркулярно поляризованная накачка*

В этом случае $V^{(-)}=0$ (см. [4]). Тогда частота рассеянного фотона связана с частотой падающего следующим образом:

$$\omega_b-\omega_a=\{0,\ \lambda_{12},-\lambda_1,\lambda_1,-\lambda_2\}. \tag{1}$$

Рассмотрим переход, в котором частоты фотонов связаны соотношением $\omega_b-\omega_a=\lambda_{12}$. Параметры Стокса фотона b $\zeta^{(b)}_j$ выражаются через параметры фотона a $\zeta^{(a)}_j$ следующим образом:

$$\zeta^{(b)}_1=\frac{2F_a}{w_{ab}}\sin\theta_a\sin\theta_b\{\zeta^{(a)}_1\cos(\varphi_b-\varphi_a)-[\zeta^{(a)}_2+(1+\zeta^{(a)}_3)\cos\theta_a]\sin(\varphi_b-\varphi_a)\},$$

$$\begin{aligned}\zeta^{(b)}_2=\frac{2F_a}{w_{ab}}\{&F_a\cos\theta_b[1+\cos^2\theta_a-\zeta^{(a)}_3\sin^2\theta_a+2\cos\theta_a\zeta^{(a)}_2]+\\&+\sin\theta_a\sin\theta_b\{\zeta^{(a)}_1\sin(\varphi_b-\varphi_a)+[\zeta^{(a)}_2+(1+\zeta^{(a)}_3)\cos\theta_a]\cos(\varphi_b-\varphi_a)\},\end{aligned} \tag{2}$$

$$\zeta^{(b)}_3=1-\frac{2F^2_a}{w_{ab}}[1+\cos^2\theta_a-\zeta^{(a)}_3\sin^2\theta_a+2\zeta^{(a)}_2\cos\theta_a],$$

где

$$F_a=\frac{\omega_a-\omega-\lambda_2}{2}\left\{\frac{1+\Delta/\Omega}{\omega_a-\omega-\lambda_{21}}+\frac{1-\Delta/\Omega}{\omega_a-\omega}\right\}, \tag{3}$$

а w_{ab} определяется выражением

$$\begin{aligned}w_{ab}=&(1+\cos^2\theta_b)[1+\cos^2\theta_a+2\zeta^{(a)}_2\cos\theta_a-\zeta^{(a)}_3\sin^2\theta_a]F^2_a+\\&+F_a\sin\theta_a\sin2\theta_b\{[\zeta^{(a)}_2+(1+\zeta^{(a)}_3)\cos\theta_a]\cos(\varphi_b-\varphi_a)+\zeta^{(a)}_1\sin(\varphi_b-\varphi_a)\}+\\&+(1+\zeta^{(a)}_3)\sin^2\theta_a\sin^2\theta_b.\end{aligned} \tag{4}$$

Функция w_{ab} описывает угловую зависимость вероятности рассеяния.

Полученные формулы показывают, что даже если падающий фотон не поляризован ($\zeta^{(a)}=0$), то рассеянный фотон в общем случае частично поляризован. Например, при $\theta_a=\theta_b=\pi/2$ параметры Стокса фотона b равны $\zeta^{(b)}_1=\zeta^{(b)}_2=0$,

$$\zeta^{(b)}_3=\frac{1-F^2_a}{1+F^2_a}.$$

Если же неполяризованный фотон падает на систему под углом $\theta_a=0; \pi$, т.е. вдоль направления распространения накачки, то рассеянный фотон полностью поляризован при любом θ_b. При полностью поляризованном фотоне a вычисления показывают, что таким же является и фотон b.

Интересна также частотная зависимость формул (1—4). Например, если частота фотона a равна $\omega_a=\omega-\lambda_1$, то функция F_a и вместе с нею параметры $\xi_1^{(b)}$, $\xi_2^{(b)}$ обращаются в ноль, а параметр $\xi_3^{(b)}=1$. Это означает, что фотоны с частотой $\omega_b=\omega-\lambda_2$ независимо от поляризационного состояния фотона a всегда линейно поляризованы (в плоскости, содержащей $\mathbf{k}_b$ и ось z).

Рассмотрим теперь рассеяние фотонов, частоты которых удовлетворяют соотношению $\omega_b-\omega_a=-\lambda_2$. Как показывают вычисления, и в этом случае $\xi_j^{(b)}$ не зависят от поляризационного состояния атома:

$$\xi_1^{(b)}=\frac{2F_a}{w_{ab}}\sin\theta_a\sin\theta_b\{[(1+\xi_3^{(a)})\cos\theta_a-\xi_2^{(a)}]\sin(\varphi_b-\varphi_a)-\xi_1^{(a)}\cos(\varphi_b-\varphi_a)\},$$

$$\xi_2^{(b)}=\frac{2F_a}{w_{ab}}\sin\theta_a\sin\theta_b\{[\xi_2^{(a)}-(1+\xi_3^{(a)})\cos\theta_a]\cos(\varphi_b-\varphi_a)-\xi_1^{(a)}\sin(\varphi_b-\varphi_a)\}+$$

$$+\frac{2F_a}{w_{ab}}(1+\xi_3^{(a)})\cos\theta_b\sin^2\theta_a,$$

$$\xi_3^{(b)}=1-\frac{2F_a^2}{w_{ab}}(1+\xi_3^{(a)})\sin^2\theta_a, \tag{5}$$

где

$$F_a=\frac{\omega_a-\omega}{2}\left\{\frac{1-\Delta/\Omega}{\omega+\lambda_1-\omega_a}+\frac{1+\Delta/\Omega}{\omega+\lambda_2-\omega_a}\right\}, \tag{6}$$

а угловое распределение определяется выражением

$$w_{ab}=F_a^2(1+\xi_3^{(a)})\sin^2\theta_a(1+\cos^2\theta_b)+\sin^2\theta_b[1+\cos^2\theta_b-\xi_3^{(a)}\sin^2\theta_a-2\xi_2^{(a)}\cos\theta_a]-$$
$$-F_a\sin\theta_a\sin2\theta_b\{\xi_1^{(a)}\sin(\varphi_b-\varphi_a)-[\xi_2^{(a)}-(1+\xi_3^{(a)})\cos\theta_a]\cos(\varphi_b-\varphi_a)\}. \tag{7}$$

В отличие от случая (2), здесь при $\theta_a=0$ фотон a с произвольной поляризацией преобразуется в фотон b с $\xi_3^{(b)}=1$, а при рассеянии неполяризованных фотонов ($\xi^{(a)}=0$), падающих под произвольным углом, при $\theta_b=0$ рождаются циркулярно поляризованные фотоны.

Анализ частотной зависимости в (5—7) показывает, что при рассеянии фотонов с частотой накачки ($\omega_a=\omega$) фотоны b ($\omega_b=\omega-\lambda_2$) линейно поляризованы ($\xi_3^{(b)}=1$) независимо от поляризации фотона a и от углов $\theta_{a,b}$.

Зависимость от поляризационного состояния атома появляется в случае когерентного рассеяния, т.е. когда $\omega_a=\omega_b$. В этом случае параметры Стокса имеют громоздкий вид. Рассмотрим некоторые частные случаи.

Если падающий фотон a является неполяризованным и падает на систему под углом $\theta_a=\pi/2$, то $\zeta^{(b)}$ определяется формулами:

$$\zeta_1^{(b)}=0,$$

$$\zeta_2^{(b)}=\frac{2\cos\theta_b}{w_{ab}}\left[(1+p)F_a^{(1)^2}-pF_a^{(2)^2}\right],$$

$$\zeta_3^{(b)}=1-\frac{2}{w_{ab}}\left[(1-p)F_a^{(1)^2}+pF_a^{(2)^2}\right], \tag{8}$$

$$w_{ab}=\sin^2\theta_b+(1+\cos^2\theta_b)\left[(1-p)F_a^{(1)^2}+pF_a^{(2)^2}\right],$$

$$F_a^{(1)}=\frac{1}{2}\left[\frac{(1-\Delta/\Omega)^2}{\omega_a-\omega+\Omega}+\frac{(1+\Delta/\Omega)^2}{\omega+\Omega-\omega_a}\right]\Big/\left[\frac{1-\Delta/\Omega}{\omega_a-\omega-\lambda_1}+\frac{1+\Delta/\Omega}{\omega+\lambda_2-\omega_a}\right],$$

$$F_a^{(2)}=\frac{2}{\omega+\Omega-\omega}\Big/\left[\frac{1-\Delta/\Omega}{\omega_a-\omega-\lambda_1}+\frac{1+\Delta/\Omega}{\omega+\lambda_2-\omega_a}\right].$$

2. *Неполяризованная накачка*

В поле неполяризованной накачки штарковские сдвиги разных подуровней одного и того же уровня равны $\lambda_1=\lambda_3$, $\lambda_2=\lambda_4$, поэтому частоты поглощенного и рассеянного фотонов связаны соотношениями

$$\omega_b-\omega_a=\{\lambda_{21},0\}. \tag{9}$$

Вычисления показывают, что в этом случае параметры Стокса рассеянного фотона имеют громоздкий вид. Поэтому рассмотрим эти параметры для направлений $\theta_a=\theta_b=\pi/2$, $\varphi_b-\varphi_a=\pi$.

В случае некогерентного рассеяния, т. е. когда выполняется первое из выражений (9), имеем формулы

$$\zeta_1^{(b)}=-\frac{1}{3}\zeta_1^{(a)},$$

$$\zeta_2^{(b)}=-\zeta_2^{(a)}, \tag{10}$$

$$\zeta_3^{(b)}=\frac{1}{3}\zeta_3^{(a)}.$$

Из этих выражений видно, что при рассеянии в поле неполяризованной накачки степень поляризации уменьшается и лишь при рассеянии циркулярно поляризованного фотона она не меняется.

3. *Линейно поляризованная накачка.*

В поле линейно поляризованной накачки также имеем соотношения для частот (9). В случае для углов $\theta_a=\theta_b=\pi/2$, $\varphi_b-\varphi_a=\pi$ параметры поляризации некогерентно рассеянного фотона даются формулами

$$\zeta_1^{(b)}=\frac{2(2p-1)\zeta_3^{(a)}\sin\varphi_a-\zeta_1^{(a)}\cos^2\varphi_a}{1+\sin^2\varphi_a},$$

$$\zeta_2^{(b)}=-\zeta_2^{(a)}, \tag{11}$$

$$\xi_3^{(s)}=\frac{2(2\rho-1)\xi_1^{(a)}\sin\varphi_a+\xi_3^{(a)}\cos^2\varphi_a}{1+\sin^2\varphi_a}.$$

Выражения (11) показывают, что при рассеянии в поле линейно поляризованной накачки круговая поляризация меняет знак и происходит поворот плоскости линейной поляризации, угол которого определяется положением плоскости рассеяния (φ_a) и поляризационным состоянием атома (ρ). В частности, если плоскость рассеяния фотонов перпендикулярна к направлению поляризации накачки (т. е. $\varphi_a=\pi/2$), то при $\rho=0;1$ происходит поворот эллипса поляризации фотона на $\pm\pi/4$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В. М. Арутюнян, Э. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян.** Оптика и спектр., 35, 320 (1973).
2. **Б. А. Глушко, В. О. Чалтыкян.** Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 260 (1978).
3. **G. Cohen-Tannoudji.** Phil. Trans. Roy. Soc., 293A, 223 (1979).
4. **В. Е. Мкртчян, В. О. Чалтыкян.** Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 297 (1987).

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ 1/2—1/2 ԱՆՑՈՒՄՈՎ ԱՏՈՄԻ ԿՈՂՄԻՑ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ՑՐՄԱՆ ԸՆԹԱՑՔՈՒՄ

Վ. Ե. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Վ. Հ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ

Դիտարկվում է ֆոտոնների ցրումը ռեզոնանսային դաշտում գտնվող, 1/2-1/2 անցումով ատոմի վրա։ Բերվում են ցրված ֆոտոնի Ստոքսի պարամետրերի արտահայտությունները՝ կախված ընկնող ֆոտոնի, ատոմի և մղման դաշտի բևեռացումներից։

POLARISATION EFFECTS IN THE SCATTERING OF PHOTONS BY A TWO—LEVEL ATOM WITH 1/2—1/2 TRANSITION IN RESONANT FIELD

V. E. MKRTCHIAN, V. O. CHALTYKYAN

Scattering of photons by an atom with 1/2—1/2 transition in the field of strong resonant radiation is considered. The formulas of Stokes parameters of the scattered photon depending on the polarization of the incident photon, of the atom and of the pumping radiation are presented.