EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED.
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА
PROCEEDINGS OF THE ACADEMY OF SCIENCES OF THE ESTONIAN SSR.
PHYSICS * MATHEMATICS

1986, 35, 2

УДК 539.33 : 612.373.8 : 530.182

В. ХИЖНЯКОВ, М. РОЗМАН

КВАНТОВОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА КОЛЛЕКТИВОМ ОРИЕНТИРОВАННЫХ АТОМОВ

V. HIZNIAKOV, M. ROZMAN. VALGUSE POLARISATSIOONI KVANTMUUTUS ORIENTEERITUD AATOMITE KOLLEKTIIVI TOIMEL

V. HIZHNYAKOV, M. ROZMAN. COOPERATIVE QUANTUM EFFECT OF ORIENTED ATOMS ON LIGHT POLARIZATION

1. Данная работа посвящена изучению взаимодействия коллектива ориентированных атомов с когерентным поляризованным световым импульсом. Исследуется поляризация прошедших (не рассеянных) фотонов. Подобная задача в случае одного атома рассматривалась ранее в [1]. Было показано, что в процессе взаимодействия частота фотонов перенормируется. Это приводит к конечному приращению фазы взаимодействующей с атомом поляризационной компоненты излучения, вследствие чего линейная поляризация фотонов изменяется на эллиптическую. При соответствующей дифракционному пределу полной фокусировке излучения на атом приращение фазы может достигать величин $\sim 10^\circ$ [1]. Ниже будет показано, что в случае коллектива тождественных атомов это приращение фазы может быть и большим: для достаточно длинных световых импульсов оно линейно возрастает с увеличением числа атомов.

2. Рассмотрим две моды излучения одинаковой частоты ω, но разной поляризации и N_0 одинаковых двухуровневых атомов, помещенных в объем с линейными размерами, меньшими, чем длина волны света $\lambda = 2\pi^0 c\omega^{-1}$. Поляризации мод таковы, что одна из них не взаимодействует с атомом, а другая взаимодействует. Гамильтониан этой системы имеет вид

$$H=\omega(\hat{N}+\hat{N}_\perp)+H_1, \tag{1}$$

где

$$H_1=2\Delta S_z+\gamma(S_+a_\parallel+S_-a_\parallel^+), \tag{2}$$

$\hat{N}=\hat{N}_\parallel+S_+S_-$, $\hat{N}_{\perp(\parallel)}=a^+_{\perp(\parallel)}a_{\perp(\parallel)}$ — оператор числа фотонов, $a^+_{\perp(\parallel)}$ и $a_{\perp(\parallel)}$ — операторы рождения и уничтожения фотонов невзаимодействующей (взаимодействующей) моды, $S_\pm = S_x \pm iS_y$, S_α — декартовы компоненты вектора квазиспина ($\alpha = x, y, z$) [2]; $\Delta = (\omega_0 - \omega)/2$, ω_0 — частота атомных возбуждений, γ — константа взаимодействия атома с модой $\parallel$, $\hbar = 1$. Гамильтонианы H и H_1 коммутируют с операторами $\hat{N}$ и $\hat{N}_\perp$. Поэтому число фотонов плюс число атомных возбуждений (число частиц) сохраняется. Классифицируемые по этому квантовому числу собственные состояния гамильтониана H_1 называются одетыми состояниями.

Рассмотрим подпространство одетых состояний, характеризующееся большим числом частиц $N \gg N_0$. Используем в качестве базиса состояния $|m\rangle = |S, m\rangle\, |N - S - m\rangle_{\parallel}$, где $|N\rangle_{\parallel}$ — N-фотонные состояния моды $\parallel$, $|S, m>$ — коллективные состояния Дикке [2], описывающие систему N_0 двухуровневых атомов с суммарным квазиспином S и его проекцией на ось z равную m; $S = N_0/2,\ N_0/2-1, \ldots, 1/2\ (0)$, $m = -S, -S+1, \ldots, S$. (Если все атомы возбуждены, то $S = m = N_0/2$, а если не возбуждены, то $S = -m = N_0/2$). В этом базисе гамильтониан H_1 имеет вид трехдиагональной матрицы с отличными от нуля элементами $(H_1)_{m,m} = 2\Delta m$, $(H_1)_{m,m+1} = (H_1)_{m+1,m} = \gamma C_m (N_1 - m)^{1/2}$, где $C_m = [(S-m)(S+m+1)]^{1/2}$, $N_1 = N - S$. В данном случае $N \gg N_0 \geqslant 2S$ можно принять $(H_1)_{m,m+1} \approx \Gamma C_m (1 - m/2N)$, где $\Gamma = \gamma N^{1/2}$. В этом приближении

$$H_1 = 2\Delta S_z + 2\Gamma S_x - \frac{\Gamma}{N} S_z S_x, \tag{3}$$

причем последнее слагаемое можно рассматривать как малое возмущение.

Перейдем к новому представлению с помощью унитарного преобразования поворота вокруг оси y на угол $\varphi = \arctan(\Gamma/\Delta)$. В этом представлении

$$H_1 = 2\Omega\sigma_z - \frac{\Gamma}{2N}\left[\sigma_x\sigma_z \cos 2\varphi + i\sigma_y \cos^2\varphi + (\sigma_x^2 - \sigma_z^2)\sin 2\varphi\right], \tag{4}$$

где $\Omega = (\Delta^2 + \Gamma^2)^{1/2}$ — частота Раби, σ_α — компоненты векторного оператора квазиспина в повернутой системе отсчета; правила коммутации и собственные значения операторов σ_α, естественно, те же что и для S_α. Поэтому собственные значения H_1 в первом приближении по Γ/N равны

$$E_{S,M} = 2\Omega M + \frac{\Gamma \sin 2\varphi}{4N}\left(S(S+1) - 3M^2\right), \quad M = -S, \ldots S. \tag{5}$$

В этой формуле основным является первое слагаемое, второе дает лишь малую поправку. Следовательно, N-частичные одетые состояния образуют систему $2S + 1$ приближенно эквидистантных уровней. Расстояние между соседними уровнями практически такое же, как в случае одного атома, однако расстояние между крайними уровнями возрастает в $2S$ раз.

3. Предположим, что до взаимодействия с атомами линейно поляризованный световой импульс находится в глауберовском когерентном состоянии

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n,n'} \frac{\alpha_{\parallel}^{n} \alpha_{\perp}^{n'}}{\sqrt{n!n'!}}\, |n\rangle_{\parallel} |n'\rangle_{\perp}\, e^{i\omega(n+n')t}, \quad t \to -\infty, \tag{6}$$

где $|n\rangle_{\parallel}$ и $|n\rangle_{\perp}$ — n-фотонные состояния мод $\parallel$ и $\perp$, t — время, $\alpha_{\parallel} = \alpha\cos\beta$, $\alpha_{\perp} = \alpha\sin\beta$, β — угол между векторами поляризации возбужденной моды и моды $\parallel$, $|\alpha|^2 = \overline{N}$ — среднее число фотонов; $\overline{N} \gg N_0$. Предположим также, что до взаимодействия атомы не возбуждены, т. е. заняты уровни с $M = S = N_0/2$, если $\Delta > 0$, либо уровни с $M = -S = -N_0/2$, если $\Delta < 0$. Считаем, что спектральная ширина импульса $\Delta\omega$ мала ($\Delta\omega \ll \Delta \leqslant \Omega$). В таком случае реализуется адиабатически медленный режим включения и выключения взаимодействия (т. е. $\gamma = \gamma(t)$ есть медленная функция времени). Поэтому после прохождения импульсом атомов последние останутся в основном состоянии, а импульс перейдет в состояние

$$|\bar{\alpha}\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n,n'} \frac{\alpha_{\|}^{n} \alpha_{\perp}^{n'}}{\sqrt{n!n'!}} \, |n\rangle_{\|} \, |n'\rangle_{\perp} \, e^{-i\varphi_n - i\omega(n+n')t}, \quad t \to \infty, \tag{7}$$

где приращения фаз φ_n определяются интегралом энергий уровней $E_{S,M}$, $S = N_0/2 = \pm M$ по времени взаимодействия [3]:

$$\varphi_n = \pm N_0 \int_{-\infty}^{\infty} \Omega(t)\,dt = \pm N_0 \int_{-\infty}^{\infty} [\Delta^2 + (n - N_0/2)\gamma^2(t)]^{1/2} dt \tag{8}$$

$(n \geqslant N_0/2)$. Определим разность фаз мод $\|$ и $\perp$ в состоянии (7)

$$\Delta\varphi = i \ln \langle\bar{\alpha}| e^{-i\varphi_{\perp}} e^{i\varphi_{\|}} |\bar{\alpha}\rangle =$$

$$= -|\alpha|^2 + i \ln \sum_{n,n'} \frac{|\alpha_{\|}|^{2n-1} |\alpha_{\perp}|^{2n'+1}}{(n-1)!n'!\sqrt{n(n'+1)}} e^{-i(\varphi_n - \varphi_{n-1})}, \tag{9}$$

где $e^{i\hat{\varphi}} = (a^+a + \perp)^{-1/2} a$ — оператор фазы. Учитывая, что основной вклад в суммы по n и n^1 дают слагаемые с большими n и n' $(n \approx |\alpha_{\|}|^2 \sim \bar{N} \gg N_0,\ n' \approx |\alpha_{\perp}|^2 \sim \bar{N} \gg 1)$, находим

$$\Delta\varphi \approx \pm N_0 \varphi_0, \tag{10}$$

где

$$\varphi_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma^2(t)\,dt}{\sqrt{\Delta^2 + \bar{N}\cos^2\beta \cdot \gamma^2(t)}}. \tag{11}$$

Таким образом, после прохождения когерентным световым импульсом атомов возникает разность фаз $\|$ и $\perp$ компонент поляризации, что соответствует превращению линейно поляризованного света в эллиптически поляризованный. Отмеченная разность линейно растет с ростом числа атомов N_0.

4. В приведенном выше анализе не учитывалось радиационное затухание возбужденных состояний атомов. Это оправдано в том случае, когда частота Раби велика по сравнению с радиационной шириной возбужденного уровня атома γ_0 $(\Omega \gg \gamma_0)$. Использованные выше монохроматическое и диабатическое приближения предполагают также выполнимость условия $\Delta\omega \ll \Omega$. В [1] показано, что эти условия ограничивают φ_0 величиной $\sim 3\lambda/2\pi S^{1/2} \lesssim 3/2\pi \approx 27°$, где S — сечение фокусировки. Поэтому в случае N_0 атомов

$$|\Delta\varphi| \lesssim 3N_0\lambda/2\pi S^{1/2} \lesssim 3N_0/2\pi. \tag{12}$$

Отсюда следует, что для большого числа атомов разность фаз мод $\|$ и $\perp$ может принимать практически любые значения. Поэтому, если N_0 существенно флуктуирует, то свет заметно деполяризуется. Деполяризация света должна происходить также в случае импульса с коротким передним и (или) задним фронтом вследствие неадиабатических эффектов при включении и выключении взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Хижняков В. В., Розман М. Г.* Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 34, № 2, 226—228 (1985).
2. *Dicke, R. H.* Phys. Rev., 93, № 1, 99—112 (1954).
3. *Бом Д.* Квантовая теория. М., ГИФМЛ, 1961, 573.

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
24/IV 1985