

DOI: 10.18721/JPM.10307

УДК 535.3

## ФОРМИРОВАНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА, РАССЕЯННОГО НА ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОМ АТОМНОМ АНСАМБЛЕ

**Н.В. Ларионов**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Российская Федерация

Теоретически исследуется рассеяние пробного излучения на оптически плотном холодном атомном ансамбле. Для описания многократного рассеяния света атомами ансамбля используется квантово-электродинамический подход, основанный на диаграммной технике Константинова – Переля – Келдыша. С помощью этого подхода, для случая неподвижных двухуровневых атомов (переход  $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ ) выводится явное аналитическое выражение для сечения  $n$ -кратного некогерентного рассеяния. Численный анализ полученного выражения, проведенный методом Монте-Карло, позволил проследить роль различных порядков рассеяния в формировании угловой зависимости интенсивности рассеянного света.

**Ключевые слова:** холодный атомный ансамбль; многократное рассеяние света; диаграммная техника Константинова – Переля – Келдыша; некогерентное рассеяние

**Ссылка при цитировании:** Ларионов Н.В. Формирование угловой зависимости интенсивности света, рассеянного на оптически плотном атомном ансамбле // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2017. Т. 10. № 3. С. 75–83. DOI: 10.18721/JPM.10307

## FORMATION OF THE ANGULAR DEPENDENCE OF INTENSITY OF THE LIGHT SCATTERED ON THE OPTICALLY DENSE ATOMIC ENSEMBLE

**N.V. Larionov**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russian Federation

The probe light scattering on the cold optically dense atomic ensemble is studied theoretically in the paper. In order to describe the multiple scattering of light in the context of quantum electrodynamics the Konstantinov – Perel – Keldysh diagram technique has been used. This technique allows one to rewrite the considered case of the light scattering in terms of diagram series where each term describes the incoherent scattering of certain order. Decoding of these terms allowed us to obtain the explicit analytical expression for the cross-section of multiple incoherent scattering for the case of moveless two level atoms (transition  $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ ). The numerical analysis of this expression carried out by applying the Monte-Carlo simulation made possible to find out an influence of different orders of scattering on forming the angular dependence of scattered light intensity.

**Keywords:** cold atomic ensemble; Konstantinov – Perel – Keldysh diagram technique; incoherent scattering

**Citation:** N.V. Larionov, Formation of the angular dependence of intensity of the light scattered on the optically dense atomic ensemble, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 10 (2) (2017) 75–83. DOI: 10.18721/JPM.10307

### Введение

В настоящее время проводятся различные эксперименты по изучению взаимодействия пробного оптического излучения с холодными ансамблями щелочных или щелочноземельных атомов. Данные ансамбли приготавливаются в магнитооптических ловушках (МОЛ), позволяющих контролировать такие важные характеристики атомного облака, как его размер и форма, температура, концентрация атомов, а также заселенность энергетических уровней. Благодаря этому, такие ансамбли представляют собой удобные модельные объекты в экспериментах, направленных, в частности, на исследование и нахождение способов мониторинга различных эффектов. В основе последних могут лежать как процессы многократного рассеяния света (например, когерентное обратное рассеяние света (КОР), деструктивная интерференция при КОР), так и процессы, связанные с интерференцией атомных состояний (электромагнитно-индуцированная прозрачность, когерентное пленение населенностей).

Пробное излучение, рассеянное атомной средой, содержит кроме когерентной составляющей (ее сечение пропорционально второй степени числа рассеивателей) некогерентный вклад, обусловленный актами некогерентного рассеяния света (рассеяния не в моду падающего излучения) на атомах ансамбля.

Корректное описание вышеупомянутых эффектов для случая оптически плотного ансамбля возможно лишь при учете всех кратностей рассеяния, существенных при данных параметрах облака. Так, в работе [1], посвященной КОР, исследовалась форма конуса обратного рассеяния света ансамблем покоящихся атомов  $^{85}\text{Rb}$ . Авторы провели анализ влияния числа учтенных в расчетах порядков рассеяния на скорость сходимости фактора усиления для рассеяния строго назад. Напомним, что этот фактор есть отношение интерферен-

ционной составляющей, обусловленной наложением двух встречных волн и ответственной за эффект КОР, к неинтерференционной фоновой подложке. В этой работе показано, что для получения фактора усиления с точностью до нескольких процентов, при определенных оптических толщинах  $b$  ( $b = 1 - 6$ ) и концентрациях  $n_0$  ( $n_0 \approx 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ), необходимо учитывать число порядков рассеяния, приблизительно равное удвоенной оптической толщине.

В данном исследовании мы будем рассматривать сходимость только неинтерференционной компоненты рассеянного света и, следовательно, ограничимся углами рассеяния, лежащими вне узкого конуса обратного рассеяния, куда основной вклад вносит интерференционная компонента.

### Теоретическое описание рассеяния света

Рассмотрим атомный ансамбль, приготовленный в МОЛ, который облучается пробным светом; источником этого света служит излучение перестраиваемого лазера. Интенсивность излучения мала настолько, что всеми нелинейными эффектами можно пренебречь. Спектральная ширина излучения и поперечные размеры луча лазера такие, что падающая на атомный ансамбль волна может считаться плоской и монохроматической.

Свет от лазера пропускается через поляризатор  $P$ , а рассеянное ансамблем поле проходит перед детектированием поляризационный анализатор  $A$ . Путем использования различных типов поляризатора и анализатора можно организовать несколько поляризационных схем эксперимента. Здесь будет рассмотрена схема  $H \parallel H$ , соответствующая анализу рассеянного света с такой же спиральностью, как и у падающего фотона.

С помощью фотодетекторов, установленных под нужным углом, исследуется угловая зависимость рассеянного света. Квантовая теория фотодетектирования, развитая Р. Глаубером [2], позволяет вы-

разить ток фотодетектора в условиях спектрального и поляризационного анализов рассеянного света в следующем виде:

$$i(\omega) = \int d\tau e^{i\omega\tau} \sum_{\mu_1, \mu_2} \frac{\zeta e c}{2\pi\hbar\omega} \int_S d^2r f_{\mu_1, \mu_2} \times \quad (1)$$

$$\times D_{\mu_1, \mu_2}^{(E)}(\mathbf{r}, t + \tau / 2; \mathbf{r}, t - \tau / 2),$$

где  $i(\omega)$  – Фурье-образ тока фотодетектора, причем величина  $\omega$  определяется частотой спектрального фильтра, расположенного перед ним;  $\zeta$  – квантовая эффективность фотоприемника;  $e, c$  – заряд электрона и скорость света; матрица  $f_{\mu_1, \mu_2}$  характеризует свойства поляризационного анализатора; поляризационные индексы  $\mu_1, \mu_2 = (x, y)$  определены в декартовой системе координат с осью  $z$ , направленной вдоль волнового вектора света;  $D_{\mu, \mu'}^{(E)}(\mathbf{r}, t_1; \mathbf{r}, t_2)$  – корреляционная функция электромагнитного поля второго порядка.

Функция  $D_{\mu, \mu'}^{(E)}(\mathbf{r}, t_1; \mathbf{r}, t_2)$  выражается через отрицательно-частотную  $\widehat{E}_{\mu}^{(-)}(\mathbf{r}, t)$  и положительно-частотную  $\widehat{E}_{\mu'}^{(+)}(\mathbf{r}, t)$  компоненты операторов напряженностей электрического поля, записанных в представлении Гейзенберга и определенных на поверхности фотодетектора в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ , соответственно:

$$D_{\mu, \mu'}^{(E)}(\mathbf{r}, t_1; \mathbf{r}, t_2) = \left\langle \widehat{E}_{\mu}^{(-)}(\mathbf{r}, t_1) \widehat{E}_{\mu'}^{(+)}(\mathbf{r}, t_2) \right\rangle. \quad (2)$$

Угловые скобки в этом выражении соответствуют квантовому статистическому усреднению по оператору плотности всей рассматриваемой системы. Интегрирование в выражении (1) ведется по поверхности  $S$  фотодетектора.

Анализ корреляционной функции, входящей в это выражение, проводился с помощью диаграммной техники Константинова – Переля – Келдыша для неравновесных систем [3]. Применение этой техники к исследованию атомных ансамблей рассмотрено в работах [4 – 7], а в работах [8, 9] эта теория была модифицирована для ряда практически важных случаев. Здесь же приведем ключевые моменты теории, которые будут использоваться в данной статье.

Все диаграммы, описывающие процесс рассеяния света, можно разбить на две группы. Первая соответствует интерференционным вкладам; сюда же можно отнести вклад, описывающий когерентное рассеяние (рассеяние в моду падающего излучения), а также специфический вклад, отвечающий за эффект КОР света. Нас будет интересовать вторая группа, соответствующая неинтерференционному вкладу, который описывается так называемыми лестничными диаграммами (рис. 1). Этот диаграммный ряд представлен в виде разложения по числу актов некогерентного

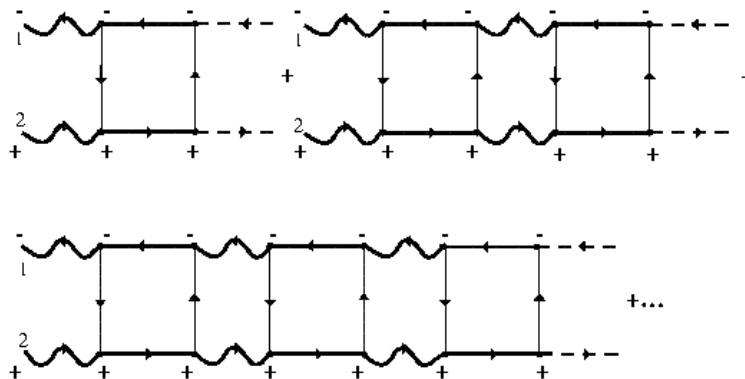


Рис. 1. Лестничный диаграммный ряд.

Представлены первые три диаграммы из бесконечного диаграммного ряда, соответствующие однократному, двукратному и трехкратному некогерентным рассеяниям; входящее пробное излучение (жирный пунктир), функции Грина основного и возбужденного состояний атома (тонкая и жирная прямые линии, соответственно) и фотонная функция Грина (жирная волнистая линия). Индексы 1 и 2 соответствуют следующей паре аргументов в формуле (2):  $(\mathbf{r}_1, t_1)$  и  $(\mathbf{r}_2, t_2)$

рассеяния (при таком рассеянии происходит изменение волнового вектора фотона).

На диаграммах рис. 1 жирная пунктирная линия соответствует пробному излучению, испытывавшему когерентное рассеяние на пути от источника до атома; на этом атоме происходит акт некогерентного рассеяния. Жирная прямая линия соответствует функции Грина возбужденного состояния атома, учитывающей взаимодействие с вакуумным термостатом, который обуславливает спонтанный распад. Жирная волнистая линия соответствует фотонной функции Грина. Тонкая прямая линия соответствует функции Грина основного состояния, в котором атомы были приготовлены с помощью МОЛ. Таким образом, первой диаграмме в бесконечном ряду на рис. 1 соответствует однократное некогерентное рассеяние, второй диаграмме с двумя атомными петлями – двукратное некогерентное рассеяние и т. д. Каждой такой диаграмме можно сопоставить аналитическое выражение для дифференциального сечения рассеяния  $d\sigma^{(n)} / d\Omega$ , представляющее собой  $n$ -кратный вклад в полное сечение.

**Характеристики атомного ансамбля.** Запишем конкретные характеристики атомного ансамбля, исследуемого в статье, и приведем аналитическое выражение для  $d\sigma^{(n)} / d\Omega$ .

Будем рассматривать неподвижные атомы, что оправдано низкими температурами атомного ансамбля в соответствующих экспериментах ( $T \approx 50$  мК [10]), когда характерные доплеровские сдвиги частот во много раз меньше ширины линии рассматриваемого перехода. Энергетическая структура атома представлена двумя уровнями:

основной уровень с энергией  $E_g$ , он характеризуется квантовыми числами  $J_g = 0$ ,  $M_g = 0$ ;

возбужденный уровень  $E_e$ , характеризуется квантовыми числами  $J_e = 1$ ,  $M_e = 0, \pm 1$ .

Частота перехода между этими уровнями выражается как

$$\omega_0 = (E_e - E_g) / \hbar.$$

Атомы в облаке приготовлены в основном состоянии, частота пробного излучения

$\omega \approx \omega_0$ . Одноатомная матрица плотности (межатомные корреляции предполагаются отсутствующими) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho_{J_g, J_g}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) &= \frac{1}{(2J_g + 1)} n(\mathbf{r}) f(\mathbf{v}) = \\ &= n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right) \delta(\mathbf{v})(2\pi\hbar)^3, \end{aligned} \quad (3)$$

где пространственное распределение атомов  $n(\mathbf{r})$  принимается гауссовым, с концентрацией атомов в центре облака  $n_0$  и «радиусом» облака  $r_0$ .

При этом предполагаем, что  $n_0 \lambda^3 \ll 1$ , т. е., как и отмечено выше, не рассматривается случай, когда необходимо учитывать зависимое рассеяние (см., например, работы [11, 12]). Распределение по скоростям  $f(\mathbf{v})$  дается  $\delta$ -функцией Дирака, центрированной на нулевом векторе скорости центра масс атома.

Если рассматривать предельный случай рассеяния на одном атоме, то легко получить следующее выражение для дифференциального сечения:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\omega_0^4}{c^4} |\alpha_{s,p}(\omega)|^2, \quad (4)$$

где матрица рассеяния

$$\begin{aligned} \alpha_{s,p}(\omega) &= \frac{1}{\hbar(\omega - \omega_0) + i\hbar\gamma / 2} \times \\ &\times \sum_{M_e} (\mathbf{e}_s^* \cdot \mathbf{d}_{J_g M_g, J_e M_e}) (\mathbf{d}_{J_e M_e, J_g M_g} \cdot \mathbf{e}_p). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\mathbf{d}_{J_g M_g, J_e M_e} = (\mathbf{d}_{J_e M_e, J_g M_g})^*$  – матричный элемент дипольного момента перехода  $J_e, M_e \rightarrow J_g, M_g$ ;  $\mathbf{e}_p, \mathbf{e}_s$  – векторы поляризации падающего и рассеянного фотонов, соответственно;  $\gamma$  – ширина линии возбужденного состояния атома.

Выражение (4) соответствует первой диаграмме в ряду (см. рис. 1) с тонкими «фотонными» линиями (волнистой и пунктирной).

Учет когерентного распространения света вперед, между актами некогерентного рассеяния, проводится в пределах геометрической оптики. Для этого (см. работу [6]) положительно частотную часть функции Грина фотона в среде записывают в

следующем виде:

$$D_{\mu,\mu'}^{(R)}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) = X_{\mu,\mu'}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \omega) \frac{\exp\left(i \frac{\omega}{c} |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|\right)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|}, \quad (6)$$

где медленно меняющаяся амплитуда  $X_{\mu,\mu'}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \omega)$  удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz_2} X_{\mu,\mu'}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \omega) = \\ = -\frac{1}{2} \sum_{\mu''} \chi_{\mu,\mu''}(\mathbf{r}_2, \omega) X_{\mu'',\mu'}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \omega) \end{aligned} \quad (7)$$

и поляризационные индексы  $\mu, \mu'$  в системе координат с осью  $z$  в направлении вектора  $\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ , могут принимать значения  $(x, y)$ .

Функция  $\chi_{\mu,\mu'}(\mathbf{r}, \omega)$ , связанная с диэлектрической проницаемостью атомного ансамбля, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \chi_{\mu,\mu'}(\mathbf{r}, \omega) = i \frac{4\pi\omega}{\hbar c} \sum_{M_e} (\mathbf{d}_{J_g M_g, J_e M_e})_{\mu} \times \\ \times (\mathbf{d}_{J_e M_e, J_g M_g})_{\mu'} \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\rho_{J_g, J_g}(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{(\omega - \omega_0) + i\gamma/2} = \quad (8) \\ = i \frac{4\pi\omega}{3\hbar c} \delta_{\mu,\mu'} \left\| d_{J_g J_e} \right\|^2 \frac{n(\mathbf{r})}{(\omega - \omega_0) + i\gamma/2}, \end{aligned}$$

где  $\left\| d_{J_g J_e} \right\|$  – приведенный дипольный матричный элемент, не зависящий от магнитных квантовых чисел  $M_e, M_g$ .

Решая уравнение (7), получаем

$$\begin{aligned} X_{\mu,\mu'}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \omega) = X(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \omega) \cdot \delta_{\mu,\mu'} = \\ = \exp \left[ -i \frac{2\pi\omega}{3\hbar c} \left\| d_{J_g J_e} \right\|^2 \frac{1}{(\omega - \omega_0) + i\gamma/2} \times \right. \quad (9) \\ \left. \times \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} n(\mathbf{r}) ds \right] \cdot \delta_{\mu,\mu'}, \end{aligned}$$

где интеграл берется вдоль распространения луча света от  $\mathbf{r}_1$  до  $\mathbf{r}_2$ , и в нашем случае он равен

$$\begin{aligned} \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} n(\mathbf{r}) ds = \\ = n_0 \sqrt{\frac{\pi r_0^2}{2}} \exp \left[ -\frac{1}{2r_0^2} (r_1^2 - (\mathbf{r}_1 \mathbf{n}_{21})^2) \right] \times \quad (10) \end{aligned}$$

$$\times \left\{ \operatorname{erf} \left( \frac{r + \mathbf{r}_1 \mathbf{n}_{21}}{\sqrt{2} r_0} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{\mathbf{r}_1 \mathbf{n}_{21}}{\sqrt{2} r_0} \right) \right\}, \quad (10)$$

где  $\mathbf{n}_{21} = (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) / r$ ,  $r = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ .

В пределе, при формальном устремлении  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  к минус- и плюс- бесконечности, соответственно, в случае рассматриваемого гауссова облака и точного резонанса  $\omega = \omega_0$ , получаем выражение

$$X(\infty, -\infty, \omega_0) = \exp(-b/2), \quad (11)$$

где  $b = \sqrt{2\pi} n_0 \sigma_0 r_0$  – оптическая плотность;  $\sigma_0 = 6\pi\lambda^2$  – резонансное сечение рассеяния на одном атоме (для случая  $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$  и  $\omega_0 = ck_0 = c/\lambda$ ).

Используя выражение (9), мы можем обобщить формулу (4) на случай плотной среды:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega} = \frac{\omega_0^4}{c^4} \int d^3 r \cdot n(\mathbf{r}) \times \\ \times \left| X(\infty, \mathbf{r}, \omega) \alpha_{s,p}(\omega) X(\mathbf{r}, -\infty, \omega) \right|^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь функция  $X(\mathbf{r}, -\infty, \omega)$  описывает распространение фотона от источника, формально удаленного на минус-бесконечность, до атома внутри ансамбля, на котором происходит акт некогерентного рассеяния, и интеграл (10) равен

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\mathbf{r}} n(\mathbf{r}) ds = n_0 \sqrt{\frac{\pi r_0^2}{2}} \exp \left[ -\frac{1}{2r_0^2} (r^2 - (\mathbf{r} \mathbf{e}_z)^2) \right] \times \\ \times \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\mathbf{r} \mathbf{e}_z}{\sqrt{2} r_0} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

где предполагается, что фотон распространяется вдоль оси  $z$  лабораторной системы координат.

Функция  $X(\infty, \mathbf{r}, \omega)$  описывает распространение рассеянного фотона до детектора в направлении  $\mathbf{n}$ , и соответствующий интеграл

$$\begin{aligned} \int_{\mathbf{r}}^{+\infty} n(\mathbf{r}) ds = n_0 \sqrt{\frac{\pi r_0^2}{2}} \exp \left[ -\frac{1}{2r_0^2} (r^2 - (\mathbf{r} \mathbf{n})^2) \right] \times \\ \times \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{\mathbf{r} \mathbf{n}}{\sqrt{2} r_0} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Для двукратного рассеяния сечение

принимает следующий вид:

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega} = \left(\frac{\omega_0^4}{c^4}\right)^2 \int d^3r_1 \int d^3r_2 \cdot n(\mathbf{r}_1) \times$$

$$\times n(\mathbf{r}_2) \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^2} \left| \sum_{\mu} X(\infty, \mathbf{r}_2, \omega) \alpha_{s,\mu}(\omega) \times \right. \quad (15)$$

$$\left. \times X(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \omega) \alpha_{\mu,p}(\omega) X(\mathbf{r}_1, -\infty, \omega) \right|^2,$$

где суммирование по  $\mu$  предполагает суммирование по поляризациям промежуточного фотона.

Теперь легко можно записать явное выражение для дифференциального сечения  $n$ -кратного рассеяния:

$$\frac{d\sigma^{(n)}}{d\Omega} = \left(\frac{\omega_0^4}{c^4}\right)^n \int d^3r_1 \int d^3r_2 \dots$$

$$\dots \int d^3r_n \cdot n(\mathbf{r}_1) n(\mathbf{r}_2) \dots n(\mathbf{r}_n) \frac{1}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n-1}|^2} \dots \quad (16)$$

$$\dots \frac{1}{|\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2|^2} \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^2} \cdot \left| \sum_{\{\mu_i\}} X(\infty, \mathbf{r}_n, \omega) \alpha_{s,\mu_{n-1}}(\omega) \times \right.$$

$$\times X(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_{n-1}, \omega) \alpha_{\mu_{n-1},\mu_{n-2}}(\omega) X(\mathbf{r}_{n-1}, \mathbf{r}_{n-2}, \omega) \dots$$

$$\dots \alpha_{\mu_2,\mu_1}(\omega) X(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \omega) \alpha_{\mu_1,p}(\omega) X(\mathbf{r}_1, -\infty, \omega) \left. \right|^2.$$

При расчете полного сечения расчет вкладов от различных порядков рассеяния

сводился к взятию  $3n$ -кратных интегралов по координатам  $n$  атомов. Вычисления проводились методом Монте-Карло, с использованием гауссовой плотности вероятности (метод существенной выборки). Для лучшей сходимости метода, путем введения относительных векторов

$$\mathbf{R}_1 = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, \mathbf{R}_2 = \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{R}_n = \mathbf{r}_n,$$

избавлялись от разностей  $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ , стоящих в знаменателе сечений (см. выражения (15) и (16)).

### Результаты расчетов и их обсуждение

На рис. 2 представлены графики зависимости интенсивности рассеянного света (нормирована на полную интенсивность) от учтенных в расчетах порядков рассеяния. Видно, что интенсивность света, рассеянного вбок, в основном сформирована первым порядком рассеяния, тогда как для рассеяния в направлении, близком к направлению строго назад, основной вклад будут давать порядки рассеяния, начиная со второго. Такую зависимость легко понять, если сравнить угловые распределения парциальных вкладов первых нескольких порядков (рис. 3). Из этого рисунка видно, что для данной поляризационной схемы эксперимента  $H \parallel H$ , вероятность рассеяния назад, в случае однократного акта, близка к нулю, тогда как для двукратного рассеяния эта вероятность уже существенна.

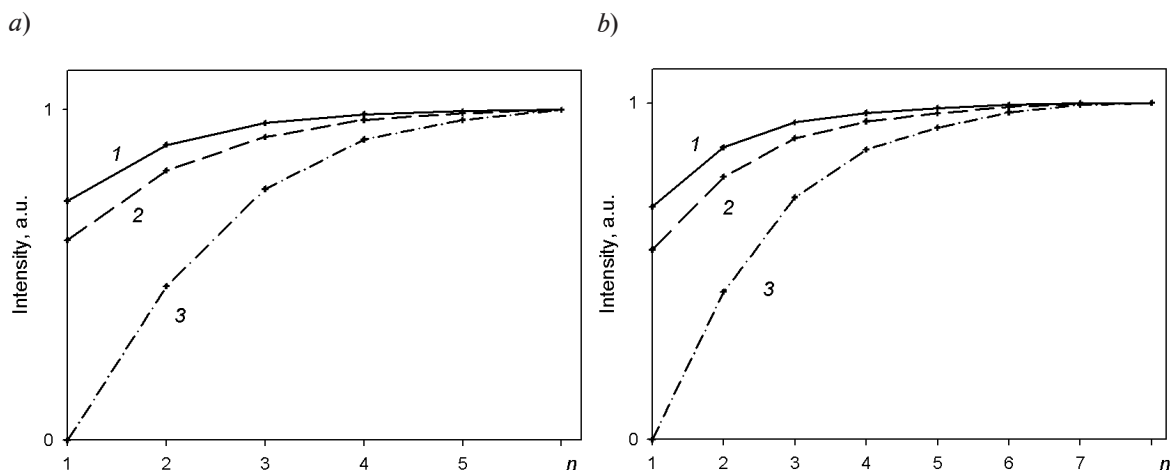


Рис. 2. Зависимости нормированной интенсивности рассеянного света от числа учтенных в расчете порядков некогерентного рассеяния для следующих параметров:  $n_0\lambda^3 = 0,0015$ ;  $b = 3$  (a), 4 (b). Углы рассеяния  $\theta = \pi/4$  (1),  $\pi/2$  (2) и  $0,9\pi$  (3)

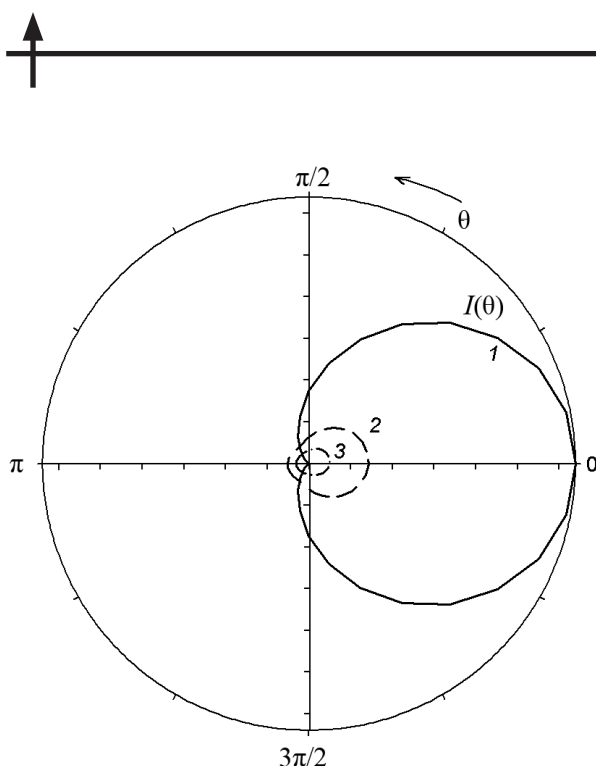


Рис. 3. Зависимости интенсивностей  $I$  одно-  
кратного (1), двукратного (2) и трехкратно-  
го (3) рассеяний от угла рассеяния  $\theta$ ;  $b = 3$ ,  
 $n_0\lambda^3 = 0,0015$

Сходимость интенсивности для всех трех углов (см. рис. 2 *a, b*) наблюдается при учете числа порядков рассеяния, примерно равного удвоенной оптической плотности  $2b$ . Так, для рассеяния вбок, для случая  $b = 3$ , вклад шестого порядка составляет примерно 0,5 % от полной интенсивности, а для рассеяния в направлении, близком к направлению назад, — 2,5 %. Более медленная сходимость для последнего из указанных направлений обусловлена тем, что основную роль в этом случае играют атомы, расположенные на поверхностном слое облака, где уменьшение амплитуды поля при когерентном распространении света между

рассеивателями (см. равенство (9)) не такое значительное, как для атомов, лежащих ближе к центру облака.

Увеличение оптической плотности атомного ансамбля усиливает роль многократного рассеяния. Из графиков на рис. 2 видно, что при большей оптической плотности ( $b = 4$ ) для сходимости интенсивности необходимо учитывать больше порядков рассеяния, чем в случае с  $b = 3$ , но их число по-прежнему приблизительно равно  $2b$ .

### Заключение

С использованием диаграммной техники Константинова — Переля — Келдыша и полученного на ее основе аналитического выражения для сечения многократного рассеяния, в работе проанализировано влияние различных порядков рассеяния на формирование угловой зависимости интенсивности света, рассеянного холодным гауссовым атомным ансамблем. Показано, что для корректного описания угловой зависимости интенсивности рассеянного света (кроме направления, попадающего в узкий конус обратного рассеяния) необходимо учитывать число порядков рассеяния, приблизительно равное удвоенной оптической плотности  $b$ .

Автор выражает искреннюю признательность В.В. Дубову, профессору Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, за ценные замечания и многочисленные обсуждения полученных автором результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, проект № 17-12-01085.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kupriyanov D.V., Sokolov I.M., Kulatunga P., Sukenik C.I., Havey M.D. Coherent backscattering of light in atomic systems: Application to weak localization in an ensemble of cold alkali atoms // *Phys. Rev. A*. 2003. Vol. 67. No. 1. Pp. 013814 (1–13).
2. Глаубер Р. Оптическая когерентность и статистика фотонов // *Квантовая оптика и радиофизика*. Под ред. О.В. Богданкевича, О.Н. Крохина. М.: Мир, 1966. С. 1–189.
3. Константинов О.В., Перель В.И. Графическая техника для вычисления кинетических

величин // *ЖЭТФ*. 1960. Т. 39. С. 197–210.

4. Batygin V.V., Kupriyanov D.V., Sokolov I.M. Polarization-sensitive correlation spectroscopy of an atomic medium polarized in angular momentum: I. General formalism // *Quant. Semicl. Opt.* 1997. Vol. 9. No. 4. Pp. 529–557.

5. Batygin V.V., Kupriyanov D.V., Sokolov I.M. Polarization-sensitive correlation spectroscopy of an atomic medium polarized in angular momentum: II. Application to the spin ground state // *Quant. Semicl. Opt.* 1997. Vol. 9. No. 4. Pp. 559–573.

6. **Куприянов Д.В., Соколов И.М., Субботин С.В.** Влияние поляризации атомов на процесс распространения квазирезонансного излучения в газовой среде // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 1. С. 127–140.

7. **Куприянов Д.В., Соколов И.М., Субботин С.В.** О наблюдении в прошедшем свете корреляций между поляризацией угловых моментов и пространственной анизотропией атомных фотофрагментов // Оптика и спектроскопия. 1996. Т. 80. № 5. С. 728–742.

8. **Куприянов Д.В., Ларионов Н.В., Соколов И.М.** Когерентное обратное рассеяние некогерентного света ансамблем холодных атомов // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96. № 5. С. 812–819.

9. **Дацюк В.М., Соколов И.М.** Когерентное

обратное рассеяние в условиях пленения импульсного излучения // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. № 5. С. 830–843.

10. **Kulatunga P., Sukenik C.I., Balik S., Havey M.D., Kupriyanov D.V., Sokolov I.M.** Measurement of correlated multiple light scattering in ultracold atomic  $^{85}\text{Rb}$  // Phys. Rev. A. 2003. Vol. 68. No. 3. P. 033816 (1–10).

11. **Fofanov Ya.A., Kuraptsev A.S., Sokolov I.M., Havey M.D.** Spatial distribution of optically induced atomic excitation in a dense and cold atomic ensemble // Phys. Rev. A. 2013. Vol. 87. No. 6. P. 063839.

12. **Fofanov Ya.A., Kuraptsev A.S., Sokolov I.M., Havey M.D.** Dispersion of the dielectric permittivity of dense and ultracold atomic gases // Phys. Rev. A. 2011. Vol. 84. P. 053811.

*Статья поступила в редакцию 20.06.2017, принята к публикации 07.07.2017.*

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

**ЛАРИОНОВ Николай Владимирович** — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
larionov.nickolay@gmail.com

#### REFERENCES

[1] **D.V. Kupriyanov, I.M. Sokolov, P. Kulatunga, C.I. Sukenik, M.D. Havey,** Coherent backscattering of light in atomic systems: application to weak localization in an ensemble of cold alkali atoms, Phys. Rev. A. 67 (1) (2003) 013814.

[2] **R. Glauber,** Opticheskaya kogerentnost i statistika fotonov [Optical coherence and photon statistics], In: Kvantovaya optika i radiofizika. Eds. O.V. Bogdankevich, O.N. Krokhin, Moscow, Mir, 1966.

[3] **O.V. Konstantinov, V.I. Perel,** Graficheskaya tekhnika dlya vychisleniya kineticheskikh velichin [Graphical technique for calculation of kinetic quantities], JETP. 39 (1960) 197–210.

[4] **V.V. Batygin, D.V. Kupriyanov, I.M. Sokolov,** Polarization-sensitive correlation spectroscopy of an atomic medium polarized in angular momentum: I. General formalism, Quant. Semicl. Opt. 9 (4) (1997) 529–557.

[5] **V.V. Batygin, D.V. Kupriyanov, I.M. Sokolov,** Polarization-sensitive correlation spectroscopy of an atomic medium polarized in angular momentum: II. Application to the spin ground state, Quant. Semicl. Opt. 9 (4) (1997) 559–573.

[6] **D.V. Kupriyanov, I.M. Sokolov, S.V. Subbotin,** Effect of the polarization of atoms on the propagation of quasi-resonance emission in a

gaseous medium, JETP. 66 (1) (1987) 71–83.

[7] **D.V. Kupriyanov, I.M. Sokolov, S.V. Subbotin,** Observation in transmitted light of correlations between the polarization of angular momenta and the angular anisotropy of atomic photofragments, Optics and Spectroscopy. 80 (5) (1996) 653–666.

[8] **D.V. Kupriyanov, N.V. Larionov, I.M. Sokolov,** Coherent backscattering of nonmonochromatic light by an ensemble of cold atoms, Optics and Spectroscopy. 96 (5) (2004) 742–748.

[9] **V.M. Datsyuk, I.M. Sokolov,** Coherent backscattering under conditions of pulsed radiation trapping, JETP. 102 (5) (2006) 724–736.

[10] **P. Kulatunga, C.I. Sukenik, S. Balik, M.D. Havey, D.V. Kupriyanov, I. M. Sokolov,** Measurement of correlated multiple light scattering in ultracold atomic  $^{85}\text{Rb}$ , Phys. Rev. A. 68 (3) (2003) 033816.

[11] **Ya.A. Fofanov, A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, M.D. Havey,** Spatial distribution of optically induced atomic excitation in a dense and cold atomic ensemble, Phys. Rev. A. 87 (6) (2013) 063839.

[12] **Ya.A. Fofanov, A.S. Kuraptsev, I.M. Sokolov, M.D. Havey,** Dispersion of the dielectric permittivity of dense and ultracold atomic gases, Phys. Rev. A. 84 (2011) 053811

*Received 20.06.2017, accepted 07.07.2017.*



**THE AUTHOR**

**LARIONOV Nikolay V.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation

larionov.nickolay@gmail.com