

ДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДВИЖУЩИХСЯ АТОМОВ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ОПТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

О. Н. Гадомский, А. Г. Глухов*

*Ульяновский государственный университет
432700, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 1 марта 2004 г.

Вычислены силы, действующие на взаимодействующие движущиеся атомы, облучаемые резонансным лазерным излучением. Показано, что силы, действующие на атомы, включают силы радиационного давления, силы внешнего и внутреннего смещения. Приведены зависимости сил от расстояния между атомами, поляризации и частоты лазерного излучения. Отмечено, что сила внутреннего смещения, обусловленная взаимодействием атомных диполей через переизлученное поле, может играть важную роль в динамике плотных атомных ансамблей в световом поле. Показано, что в системе взаимодействующих атомов возникают оптические размерные резонансы на частотах, существенно отличающихся от частот переходов в спектре атомов. Отмечается значительная роль оптических размерных резонансов в процессах управления движением атомов лазерным излучением. Отмечается также значительная роль в этих процессах доплеровского смещения частот в спектре взаимодействующих атомов.

PACS: 32.80.Pj, 42.50.Vk

1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие лазерного излучения на атомы, молекулы или диэлектрические микрочастицы позволяет управлять их движением, благодаря действию на них радиационных сил [1, 2]. До сих пор в литературе рассматривались радиационные силы, обусловленные собственно лазерным излучением при расстояниях между частицами, много больших длины волны излучения, т. е. в волновой зоне излучения. Принципиально иная ситуация возникает, когда частицы находятся на расстояниях, сравнимых или меньших длины волны излучения. В этом случае дополнительное поле, обусловленное взаимным влиянием атомов в поле внешнего излучения в ближней зоне, будет связано с внешним полем излучения. В работе [3] показано, что дополнительное поле приводит к существенному изменению амплитудных, фазовых и частотных характеристик дипольного излучения взаимодействующих атомов. Это свойство взаимного влияния близкорасположенных атомов интерпретировано в [3] как эффект ближнего

поля. Данный эффект может проявляться в оптических свойствах наноструктурных объектов (димеров, цепочек атомов, фуллеренов), при брюстеровском отражении света от поверхности непоглощающих диэлектриков [3], при оптическом зондировании поверхностей твердых тел [3].

Кроме указанных эффектов взаимное влияние частиц друг на друга приводит к появлению силы, с которой одна частица действует на другую. С физической точки зрения сила между двумя атомными частицами возникает в результате взаимодействия наведенных дипольных моментов. С квантовомеханической точки зрения наведенные дипольные моменты атомов возникают в результате наведения лазерным полем атомной когерентности. В случае диэлектрических частиц сила обусловлена макроскопической поляризацией сред.

Указанная сила может играть важную роль в различных областях. Сила взаимодействия между атомами и молекулами в поле лазерного излучения важна в таких приложениях, как лазерное охлаждение атомов в ловушках, в том числе магнитооптических ловушках, в экспериментах по бо-

*E-mail: qed_group@mail.ru

зе-эйнштейновской конденсации, на атомном силовом микроскопе и т. п. Сила взаимодействия между диэлектрическими частицами в поле излучения важна в таких приложениях, как управление движением микрочастиц, включая управление пространственным положением вирусов и бактерий.

В настоящей работе представлен анализ сил дипольного взаимодействия атомов, облучаемых стационарным квазирезонансным лазерным излучением. Результаты работы показывают, что силы взаимодействия существенно зависят от межатомного расстояния, поляризации и частоты лазерного поля, а также от доплеровского смещения частот.

Учету диполь-дипольного взаимодействия атомов в плотных ансамблях, облучаемых лазерным полем, посвящено большое число работ [3–9]. В отличие от этих работ, в данной статье показано, что большую роль в процессах управления движением атомов в плотных атомных ансамблях под действием лазерного излучения играют оптические размерные резонансы. Впервые оптические размерные резонансы в системе неподвижных атомов были рассмотрены в работах [10–12]. Экспериментальным подтверждением существования таких резонансов является работа [13], где в спектрах анизотропного отражения света от поверхности арсенида галлия, реконструированной мышьяком, обнаруживаются характерные максимумы, которые, с нашей точки зрения [14], указывают на наличие оптических размерных резонансов в димерах мышьяка. По-видимому, оптические размерные резонансы должны появляться в различных системах, состоящих из небольшого числа атомов, образующих наноструктурные объекты. Отметим, что влияние атомных диполей в многоатомных системах, приводящее к так называемому эффекту локального поля, рассматривалось в работах многих авторов, например, в работах [15–17]. Отличительной особенностью влияния атомных диполей в наноструктурных объектах, где число атомов невелико, является то, что внутреннее поле в этих системах может быть вычислено точно без применения статистического усреднения полей диполей.

В данной статье рассмотрены оптические размерные резонансы в системах движущихся взаимодействующих атомов с учетом доплеровского сдвига частот. Более того, в отличие от работ [3–9], в настоящей статье движение атомов в лазерных полях рассматривается без существенного изменения населенностей атомных состояний и учета спонтанных переходов атомов из возбужденных в основное состояние. Как показано в данной статье, эффективное

управление движением атомов в плотных ансамблях может быть достигнуто в малоинтенсивных лазерных полях за счет подстройки частоты лазерного излучения к частоте размерного резонанса, зависящей от межатомного расстояния.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ АТОМОВ В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Ниже будем полагать атомы двухуровневыми. Будем считать, что один двухуровневый атом находится в начале системы координат $\mathbf{r}_1 = 0$, а второй — в точке \mathbf{r}_2 с координатами $(0, R, 0)$. Атомы облучаются бегущей лазерной волной с постоянной амплитудой \mathbf{E}_{0L} и частотой ω , которая близка к частотам атомных переходов ω_{01}, ω_{02} . Напряженность электрического поля этой волны имеет вид

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - i\omega t), \quad (1)$$

где \mathbf{k}_0 — волновой вектор внешней волны.

Электрическое поле, образуемое лазерной волной и дипольными моментами атомов, рассматриваемое в точке наблюдения \mathbf{r} в момент времени t , может быть представлено в виде [3]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) + \sum_{j=1}^2 \text{rot rot} \frac{\langle \mathbf{d} \rangle_j(t - R_j/c)}{R_j}, \quad (2)$$

где $\langle \mathbf{d} \rangle_j$ — индуцированный дипольный момент j -го атома, зависящий от значения поля в месте расположения этого атома, $R_j = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$, c — скорость света в вакууме. Точка наблюдения \mathbf{r} в уравнении (2) может как совпадать с точками \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , так и находиться вне этих точек. Дифференцирование в (2) проводится по координатам точки наблюдения. Отметим, что значения индуцированных дипольных моментов $\langle \mathbf{d} \rangle_1$ и $\langle \mathbf{d} \rangle_2$ в ближней зоне определяются только электрическим вектором электромагнитного поля. Влияние магнитного вектора поля становится сравнимым с влиянием электрического вектора только в волновой зоне, когда $k_0 R_j \gg 1$.

Для системы двух атомов оператор Гамильтона может быть записан в виде

$$H = \frac{1}{2} \hbar \sum_{j=1}^2 \omega_{0j} (I + \sigma_{3j}) - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 (\mathbf{d}_{0j}^* \sigma_{+j} \mathbf{E}_j + \mathbf{d}_{0j} \sigma_{-j} \mathbf{E}_j). \quad (3)$$

Здесь \mathbf{E}_j — напряженности электрического поля в местах расположения атомов 1 и 2, \mathbf{d}_{0j} — матричный элемент дипольного момента j -го атома, I — единичный оператор, $\sigma_{\alpha j}$ ($\alpha = 1, 2, 3$, $j = 1, 2$) и $\sigma_{\pm j} = \sigma_{1j} \pm i\sigma_{2j}$ — операторы эффективного спина j -го атома, удовлетворяющие перестановочным соотношениям:

$$\begin{aligned} [\sigma_{1j}, \sigma_{2k}] &= 2i\sigma_{3j}\delta_{jk}, & [\sigma_{2j}, \sigma_{3k}] &= 2i\sigma_{1j}\delta_{jk}, \\ [\sigma_{3j}, \sigma_{1k}] &= 2i\sigma_{2j}\delta_{jk}, & [\sigma_{+j}, \sigma_{-k}] &= 4i\sigma_{3j}\delta_{jk}, \\ [\sigma_{+j}, \sigma_{3k}] &= -2i\sigma_{+j}\delta_{jk}, & [\sigma_{-j}, \sigma_{3k}] &= 2i\sigma_{-j}\delta_{jk}, \end{aligned} \quad (4)$$

где δ_{jk} — символ Кронекера. Отметим, что в используемых обозначениях операторы дипольных моментов атомов имеют вид

$$\mathbf{d}_j = \frac{1}{2}(\mathbf{d}_{0j}^* \sigma_{+j} + \mathbf{d}_{0j} \sigma_{-j}).$$

Используя оператор Гамильтона (3) и перестановочные соотношения (4), можно далее вывести гейзенберговские уравнения движения для двух частей операторов дипольных моментов $\mathbf{d}_{+j} = \mathbf{d}_{0j}^* \sigma_{+j}$, $\mathbf{d}_{-j} = \mathbf{d}_{0j} \sigma_{-j}$ и σ_{3j} :

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{d}}_{+j} &= i\mathbf{d}_{+j}\omega_{0j} + \frac{2i}{\hbar}\mathbf{d}_{0j}^*\sigma_{3j}(\mathbf{d}_{0j} \cdot \mathbf{E}_j), \\ \dot{\mathbf{d}}_{-j} &= -i\mathbf{d}_{-j}\omega_{0j} - \frac{2i}{\hbar}\mathbf{d}_{0j}\sigma_{3j}(\mathbf{d}_{0j}^* \cdot \mathbf{E}_j), \\ \dot{\sigma}_{3j} &= \frac{i}{\hbar}(\mathbf{d}_{+j} - \mathbf{d}_{-j}) \cdot \mathbf{E}_j. \end{aligned} \quad (5)$$

После этого в уравнениях (5) может быть проведен переход к средним значениям $s_{\alpha j} = \langle \sigma \rangle_{\alpha j}$, $\mathbf{s}_{\pm j} = \langle \mathbf{d} \rangle_{\pm j}$, при этом в случае классического поля вид уравнений (5) не меняется.

Для целей дальнейшего анализа удобно явно выделить осцилляции поля с оптической частотой, положив

$$\mathbf{E}_j = \mathbf{E}_{0j} \exp(-i\omega t), \quad \mathbf{E}_{0j} = \mathbf{E}'_{0j} - i\mathbf{E}''_{0j},$$

где \mathbf{E}'_{0j} и \mathbf{E}''_{0j} — действительные и мнимые части действующих полей в местах расположения атомов 1 и 2. В стационарных полях эти величины от времени не зависят. Введем преобразование

$$\begin{aligned} s_{1j} &= u_j \cos(\omega t) - v_j \sin(\omega t), \\ s_{2j} &= u_j \sin(\omega t) + v_j \cos(\omega t), \quad s_{3j} = w_j, \\ s_{\pm j} &= (u_j \pm iv_j) \exp(\pm i\omega t), \\ s_{\pm j} &= \mathbf{d}_{0j}(u_j \pm iv_j) \exp(\pm i\omega t), \end{aligned} \quad (6)$$

а также функции

$$\mathbf{X}_j = \mathbf{d}_{0j}(u_j - iv_j), \quad \mathbf{X}_j^* = \mathbf{d}_{0j}^*(u_j + iv_j),$$

определяющие индуцированные дипольные моменты атомов. Последние функции удовлетворяют уравнениям для связанных квантовых диполей, которые следует дополнить релаксационными членами, учитывающими естественные ширины атомных переходов. Полагая, что полная скорость спонтанных распадов верхних уровней равна $2\gamma_j$, можно записать окончательный вид уравнений движения для атомных переменных:

$$\dot{\mathbf{X}}_j = i\delta_j \mathbf{X}_j - \frac{2i}{\hbar} |\mathbf{d}_{0j}|^2 w_j \mathbf{E}_{0j} - \gamma_j \mathbf{X}_j, \quad (7a)$$

$$\dot{\mathbf{X}}_j^* = -i\delta_j \mathbf{X}_j^* + \frac{2i}{\hbar} |\mathbf{d}_{0j}|^2 w_j \mathbf{E}_{0j}^* - \gamma_j \mathbf{X}_j^*, \quad (7b)$$

$$\dot{w}_j = \frac{i}{\hbar} (\mathbf{X}_j^* \cdot \mathbf{E}_{0j} - \mathbf{X}_j \cdot \mathbf{E}_{0j}^*) - 2\gamma_j (w_j - w_{0j}), \quad (7b)$$

где $\delta_j = \omega - \omega_{0j}$ — расстройки частоты поля относительно частот оптических атомных переходов в j -м атоме, w_{0j} — равновесное значение w_j . При выводе уравнений (7) учтено, что при $\mathbf{d}_{0j} \parallel \mathbf{E}_{0j}$ имеет место соотношение $\mathbf{d}_{0j}(\mathbf{d}_{0j} \cdot \mathbf{E}_{0j}) = |\mathbf{d}_{0j}|^2 \mathbf{E}_{0j}$.

Замечая далее, что индуцированные дипольные моменты атомов в моменты времени $t - R_j/c$ определены соотношениями

$$\langle \mathbf{d} \rangle_j = \frac{1}{2} \mathbf{X}_j \exp(ik_0 R_j - i\omega t),$$

и используя выражения (1), (2), (6), можно представить величины \mathbf{E}_{0j} в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{01} &= \mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_2 \exp(ik_0 R), \\ \mathbf{E}_{02} &= \mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_1 \exp(ik_0 R), \end{aligned} \quad (8)$$

где тензор

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} -A & 0 & 0 \\ 0 & 2B & 0 \\ 0 & 0 & -A \end{pmatrix}, \quad B = \frac{1}{R^3} - i \frac{k_0}{R^2},$$

$$A = B - \frac{k_0^2}{R}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}.$$

Уравнения (7) и (8) образуют связанную систему уравнений, которая позволяет вычислить поля в местах нахождения атомов и индуцированные дипольные моменты атомов с учетом взаимного влияния атомов друг на друга. При этом скорости атомов \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 зависят, в общем случае, от действующих полей (8), что приводит к динамическому изменению частот переходов в спектре взаимодействующих движущихся атомов. Далее будем пользоваться системой координат, связанной с центром инерции двух атомов, вводя вектор взаимного расстояния обоих атомов, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$. Помещая начало координат в центре инерции, получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_1 &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{r}, & \mathbf{r}_2 &= -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{r}, \\ \mathbf{v}_1 &= -\mathbf{v}_2, & \mathbf{v} &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{v}, \end{aligned} \quad (9)$$

где m_1 и m_2 — массы атомов 1 и 2, соответственно, $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$ — скорость относительного движения атомов.

3. ЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В СИСТЕМЕ ДВУХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АТОМОВ

Рассмотрим физически наиболее интересный случай взаимодействия атомов с полем стационарного излучения при временах, которые значительно больше времени спонтанной релаксации $\tau_{sp} = 1/2\gamma$. При таких временах в уравнениях (7) следует учесть, что

$$\dot{\mathbf{X}}_j = 0, \quad \dot{w}_j = 0, \quad \dot{\mathbf{v}} = 0. \quad (10)$$

Это показывает, что процессы релаксации и процессы индуцирования дипольных моментов в атомах компенсируют друг друга. Условие $\dot{\mathbf{v}} = 0$ означает, что движение центра инерции атомов является

равномерным. Выполнение условия $\dot{\mathbf{v}} = 0$ в системе атомов в состоянии теплового равновесия при некоторой температуре T связано с числом столкновений атома с остальными атомами идеального газа в единицу времени,

$$\nu = \frac{N}{V} 16r_0^2 \sqrt{\frac{\pi k_B T}{m_A}},$$

где r_0 — радиус атома, k_B — постоянная Больцмана, m_A — масса атома, N/V — концентрация атомов. Необходимо, чтобы время между двумя последовательными столкновениями ν^{-1} было больше времени τ_{sp} . Тогда при выполнении условий (10) уравнения (7) сводятся к системе нелинейных алгебраических уравнений.

Введем квантовые поляризуемости атомов в области изолированных резонансов ω_{0j} :

$$\alpha_j = -\frac{2|\mathbf{d}_{0j}|^2}{\hbar} \frac{1}{\delta_j + i\gamma_j}. \quad (11)$$

Тогда стационарное решение уравнений (7а) и (7б) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} X_1^y &= -E_{0L}^y w_1 \alpha_1 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) - w_2 \alpha_2 B \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) \exp(ik_0 R)}{1 - w_1 w_2 B^2 \alpha_1 \alpha_2 \exp(2ik_0 R)} = \alpha_{eff}^y(1) E_{0L}^y, \\ X_1^{x,z} &= -E_{0L}^{x,z} w_1 \alpha_1 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) + \frac{1}{2} w_2 \alpha_2 A \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) \exp(ik_0 R)}{1 - \frac{1}{4} w_1 w_2 A^2 \alpha_1 \alpha_2 \exp(2ik_0 R)} = \alpha_{eff}^{x,z}(1) E_{0L}^{x,z}, \\ X_2^y &= -E_{0L}^y w_2 \alpha_2 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) - w_1 \alpha_1 B \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) \exp(ik_0 R)}{1 - w_1 w_2 B^2 \alpha_1 \alpha_2 \exp(2ik_0 R)} = \alpha_{eff}^y(2) E_{0L}^y, \\ X_2^{x,z} &= -E_{0L}^{x,z} w_2 \alpha_2 \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) + \frac{1}{2} w_1 \alpha_1 A \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) \exp(ik_0 R)}{1 - \frac{1}{4} w_1 w_2 A^2 \alpha_1 \alpha_2 \exp(2ik_0 R)} = \alpha_{eff}^{x,z}(2) E_{0L}^{x,z}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\hat{\alpha}_{eff}(j)$ — нелинейная эффективная поляризуемость j -го атома.

Индукцированные дипольные моменты атомов (12) зависят от величин w_1 и w_2 , т. е. от разностей вероятностей обнаружения атомов в основном и возбужденном состояниях. Величины w_1 и w_2 в общем случае зависят от полей \mathbf{E}_{01} и \mathbf{E}_{02} , поэтому эффективные поляризуемости являются нелинейными функциями внешнего поля \mathbf{E}_{0L} . Однако, как будет показано ниже, существует область значений \mathbf{E}_{0L} , в которой эффективные поляризуемости являются

величинами, практически не зависящими от лазерного поля \mathbf{E}_{0L} . Этот случай соответствует линейному приближению. Действительно, из уравнений (7а), (7б) имеем следующие выражения:

$$X_j^\gamma = \alpha_{eff}^\gamma(j) E_{0L}^\gamma = -w_j \alpha_j E_{0L}^\gamma,$$

где $\gamma = x, y, z$. Подставляя эти выражения в уравнения (7в), получим равенство

$$w_j = \frac{w_{0j}}{(2|\mathbf{d}_{0j}|^2/\hbar^2) |\mathbf{E}_{0j}|^2 [1/(\delta_j^2 + \gamma_j^2) + 1]}.$$

При выполнении условия

$$\frac{2|\mathbf{d}_{0j}|^2}{\hbar^2} |\mathbf{E}_{0j}|^2 \frac{1}{\delta_j^2 + \gamma_j^2} \ll 1$$

можно считать, что величины w_j в нашем рассмотрении совпадают с их равновесным значением, равным $w_{0j} = -1$. Учитывая связь между лазерным полем \mathbf{E}_{0L} и действующими полями \mathbf{E}_{0j} , получим условие линейного приближения в виде

$$\frac{|\alpha_{eff}^\gamma(j)|}{\sqrt{2}|\mathbf{d}_{0j}|} E_{0L}^\gamma \ll 1. \quad (13)$$

Далее в данной статье мы будем использовать именно это приближение, которое позволяет рассматривать движение атомов в лазерном поле как когерентный процесс, не принимая во внимание стохастические процессы, связанные со спонтанным распадом возбужденных состояний атомов, которые приводят к случайным смещениям атомов из-за отдачи при излучении спонтанных фотонов [1, 2].

Как показывает исследование формул (12), эффективные поляризуемости обладают размерными резонансами, частоты которых зависят от межатомного расстояния. В линейном приближении эти размерные резонансы будем называть линейными стационарными оптическими размерными резонансами. Для теоретического описания этих резонансов достаточно использовать уравнения (7а) и (7б), полагая, что $w_j \rightarrow -1$.

Для двух тождественных атомов, когда $\alpha_1 = \alpha_2$, из (12) можно получить простые формулы для частот размерных резонансов ω'_1 и ω'_2 :

$$\omega'_1 = \omega_0 - \frac{2d_0^2}{\hbar} B, \quad (14a)$$

$$\omega'_2 = \omega_0 + \frac{d_0^2}{\hbar} A, \quad (14б)$$

где учтено, что $w_1 = w_2 = -1$, $d_{01} = d_{02} = d_0$, $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$, $k_0 R \ll 1$. При этом условие $\alpha_1 = \alpha_2$ может быть реализовано для неподвижных атомов. При $k_0 R \ll 1$ можно пренебречь запаздыванием в диполь-дипольном взаимодействии атомов и положить $A = B = 1/R^3$. Равенство собственных частот атомов, $\omega_{01} = \omega_{02}$, возможно, если взаимодействующие атомы неподвижны. Таким образом, система из двух тождественных атомов ($\alpha_1 = \alpha_2$) обладает двумя линейными стационарными оптическими размерными резонансами в зависимости от направления поляризации лазерной волны по отношению к оси \mathbf{R} двухатомной системы. Когда вектор поляризации лазерной волны направлен вдоль

оси системы \mathbf{R} , частота размерного резонанса равна ω'_1 и определяется формулой (14а). Когда же вектор поляризации лазерной волны перпендикулярен оси \mathbf{R} двухатомной системы тождественных атомов, частота размерного резонанса определяется по формуле (14б) и равна ω'_2 . При частотах ω'_1 и ω'_2 индуцированные дипольные моменты, а следовательно, и эффективные поляризуемости (12) достигают своих максимальных значений. Ширина этих резонансов определяется естественной шириной уровней изолированных атомов, из которых составлена система. Атомы, из которых составлена система, являются в нашем рассмотрении изотропными. Взаимное влияние атомов в поле лазерного излучения приводит к анизотропии двухатомной системы, поскольку $\alpha_{eff}^y(j) \neq \alpha_{eff}^{x,z}(j)$.

Движение атомов с одинаковыми ω_0 и $|\mathbf{d}_0|$ приводит к тому, что эти атомы перестают быть тождественными. Действительно, линейный эффект Доплера вызывает смещение частот фотонов при переходе от неподвижной системы координат к системе координат атома, имеющего скорость \mathbf{v}_j . Поэтому $\alpha_1 \neq \alpha_2$ и

$$\alpha_1 = -\frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \frac{1}{\omega - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{v}_1 - \omega_0 + i\gamma}, \quad (15)$$

$$\alpha_2 = -\frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \frac{1}{\omega + \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{v}_1 - \omega_0 + i\gamma}.$$

Подставляя (15) в (12), найдем частоты размерных резонансов, при которых эффективная поляризуемость атомов приобретает максимальные значения. На малых расстояниях, когда $k_0 R \ll 1$, будем считать поляризуемости (15) действительными величинами и получим для таких межатомных расстояний следующие формулы для частот оптических размерных резонансов:

$$\omega_{1,2} =$$

$$= \omega_0 \pm \left[(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{v}_1)^2 + w_{10} w_{20} B^2 \left(\frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (16)$$

$$\omega_{3,4} =$$

$$= \omega_0 \pm \left[(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{v}_1)^2 + \frac{1}{4} w_{10} w_{20} A^2 \left(\frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Таким образом, при учете движения одинаковых атомов, в отличие от случая неподвижных атомов, возникают четыре линейных оптических стационарных размерных резонанса. Предельный переход от формулы (16) к формулам (14) при $(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{v}_1) \rightarrow 0$ осуществляется с помощью анализа дисперсионных

свойств числителей в эффективных поляризуемостях (12). Это позволяет выбрать соответствующий знак в (16) и получаются два размерных резонанса, частоты которых определяются формулой (14).

Рассмотрим численный пример двух атомов натрия, выделяя в атоме натрия квантовый переход $3S \rightarrow 3P$ с длиной волны $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ (желтая линия атома натрия). Изменение скорости атома натрия при поглощении (излучении) фотона с данной длиной волны составляет величину $v_r = h/m_A \lambda \approx 3 \text{ см/с}$, где m_A — масса атома натрия. Энергия отдачи равна 25 кГц. Средняя тепловая скорость атома натрия при комнатной температуре $T = 300^\circ\text{К}$ составляет $\bar{v} = 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$. Для такой скорости доплеровский сдвиг частоты фотона равен $\Delta\nu = k_0 \bar{v} / 2\pi = 850 \text{ МГц}$. Естественная ширина линии перехода $3S \rightarrow 3P$ равна 10 МГц, что позволяет определить дипольный момент перехода $d_0 = 6.239 \cdot 10^{-18} \text{ ед. СГСЭ}$. Как следует из (16), при межатомных расстояниях $R \approx 5 \text{ нм}$ доплеровское смещение и смещение частоты, обусловленное диполь-дипольным взаимодействием атомов, сравнимы по величине. Для атомов Na в идеальном газе в состоянии теплового равновесия при температуре $T = 300^\circ\text{К}$ число столкновений атома натрия с остальными атомами равно $\nu = (N/V) 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$, где N/V — концентрация, а радиус атома натрия принят равным боровскому радиусу. При $N/V = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ среднее время между двумя столкновениями ν^{-1} равно приблизительно 10^{-6} с , поэтому условие стационарности процесса (10) выполняется.

Обсудим результаты численного исследования формул (12) для двух движущихся атомов натрия в поле лазерного излучения. В этих формулах инверсии w_1 и w_2 соответствуют равновесному значению, поэтому эффективные поляризуемости движущихся взаимодействующих атомов не зависят от напряженности лазерного поля \mathbf{E}_{0L} . В соответствии с формулами (16) дисперсионные зависимости $\text{Im} \alpha_{eff}^\gamma(j)$ указывают на наличие в двухатомной системе движущихся атомов четырех линейных стационарных размерных резонансов, два из которых соответствуют y -поляризации лазерного поля, а остальные два — x - и z -поляризациям лазерного поля. Квантовые поляризуемости (15) неподвижных изолированных атомов в случае точного резонанса равны $\alpha_1 = \alpha_2 = 3i/k_0^3$. Эффективные поляризуемости движущихся взаимодействующих атомов на частотах размерных резонансов приблизительно совпадают на малых по сравнению с длиной волны расстояниях с квантовыми поляризуемостями неподвиж-

ных атомов.

На рис. 1 представлено поведение одного из размерных резонансов для y -составляющей эффективной поляризуемости в зависимости от межатомного расстояния и фиксированной относительной скорости движения атомов. Как видно на рис. 1, при больших межатомных расстояниях оптический резонанс соответствует безразмерной отстройке от резонанса, равной $v\omega_0/c\gamma = 1.697 \cdot 10^2$. При уменьшении межатомного расстояния оптический размерный резонанс постепенно уширяется, при этом величина эффективной поляризуемости постепенно увеличивается до значения, сравнимого со значением квантовой поляризуемости изолированного атома в случае точного резонанса. При фиксированной скорости относительного движения атомов существует предельное значение межатомного расстояния $R/\lambda \approx 0.05$, при котором образуется оптический размерный резонанс. Аналогичным образом может быть исследована частотная зависимость эффективной поляризуемости первого атома натрия для положительных отстроек от резонанса в соответствии с формулой (16). При таких отстройках от резонанса в широком интервале изменения R/λ значение $\text{Im} \alpha_{eff}^\gamma(1)$ практически не изменяется и только в окрестности $R/\lambda \approx 0.05$ частота этого размерного резонанса немного сдвигается вправо. Зависимость $\text{Im} \alpha_{eff}^\gamma(2)$ от R/λ и δ/γ для второго атома натрия в рассматриваемом численном примере совпадает с зависимостью, представленной на рис. 1, но с противоположным знаком отстройки δ/γ . При этом значение $R/\lambda \approx 0.05$ соответствует значениям межатомных расстояний, при которых параметр диполь-дипольного взаимодействия $2d_0^2/\gamma\hbar R^3$ становится сравнимым с параметром $v\omega_0/c\gamma$, определяющим доплеровский сдвиг частот в спектре движущихся атомов.

4. ДИПОЛЬНЫЕ СИЛЫ В СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АТОМОВ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Силы, действующие на атомы двухатомного объекта в лазерном поле, определяются следующим образом [1, 2]:

$$\mathbf{F}_1 = - \left\langle \frac{\partial V_1}{\partial \mathbf{r}_1} \right\rangle, \quad \mathbf{F}_2 = - \left\langle \frac{\partial V_2}{\partial \mathbf{r}_2} \right\rangle, \quad (17)$$

где угловые скобки подразумевают квантовомеханическое усреднение, V_1 и V_2 — операторы взаимодействия атомов с электрическим полем. Для двухуровневых атомов объекта в соответствии с (3) имеем:

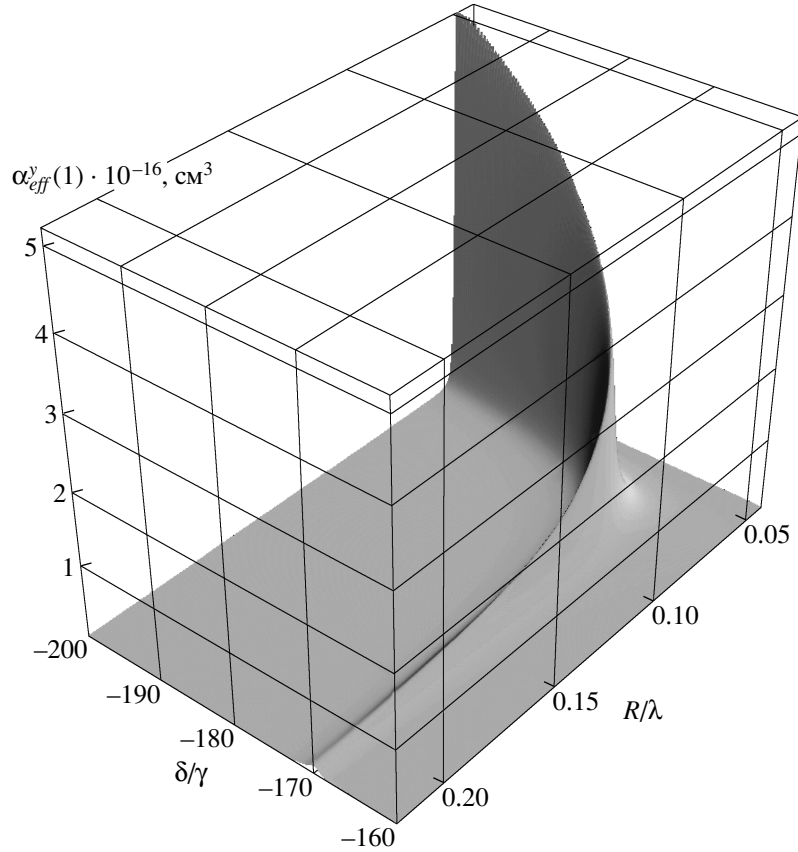


Рис. 1. Эффективная поляризуемость движущегося атома натрия 1, взаимодействующего с движущимся атомом натрия 2 при различных межатомных расстояниях. $\delta = \omega - \omega_0$, $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{v}$, \mathbf{v} — относительная скорость движения атомов

$$V_j = -\frac{1}{2}\sigma_{+j}\mathbf{d}_{0j}^* \cdot \mathbf{E}_{0j} - \frac{1}{2}\sigma_{-j}\mathbf{d}_{0j} \cdot \mathbf{E}_{0j}^*, \quad (18)$$

где действующие поля \mathbf{E}_{0j} определяются выражениями (8), в которых величины \mathbf{X}_j вычисляются с помощью эффективных поляризуемостей (12), зависящих от координат точек наблюдения \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 .

Подставляя (18) в (17), получим после усреднения следующие выражения:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_1 &= \frac{1}{2} \sum_{m=x,y,z} X_{1m}^* \frac{\partial E_{01}^m}{\partial \mathbf{r}_1} + \text{с.с.}, \\ \mathbf{F}_2 &= \frac{1}{2} \sum_{m=x,y,z} X_{2m}^* \frac{\partial E_{02}^m}{\partial \mathbf{r}_2} + \text{с.с.}, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$X_{jm} = \alpha_{eff}^m(j) E_{0L}^m. \quad (20)$$

Вычислив соотношения (19), можно представить силы \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 в виде суммы трех парциальных сил,

$$\mathbf{F}_j = \mathbf{F}_j^{(1)} + \mathbf{F}_j^{(2)} + \mathbf{F}_j^{(3)}, \quad (21)$$

где $\mathbf{F}_j^{(1)}$ направлена вдоль волнового вектора \mathbf{k}_0 лазерной волны, а силы $\mathbf{F}_j^{(2)}$ и $\mathbf{F}_j^{(3)}$ направлены вдоль или против единичного вектора $\mathbf{n} = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$. При этом силы $\mathbf{F}_j^{(2)}$ будем называть силами внешнего смещения, а силы $\mathbf{F}_j^{(3)}$ — силами внутреннего смещения атомов в двухатомном объекте в зависимости от знака перед вектором \mathbf{n} в соответствующих слагаемых общего выражения (19).

В отсутствие диполь-дипольного взаимодействия атомы не влияют друг на друга и в формулах (19), (21) отличны от нуля только силы радиационного давления $\mathbf{F}_1^{(1)}$ и $\mathbf{F}_2^{(1)}$, которые определяются квантовыми поляризуемостями (15). При учете диполь-дипольного взаимодействия силы $\mathbf{F}_1^{(1)}$ и $\mathbf{F}_2^{(1)}$ можно по-прежнему называть силами радиационного давления, хотя в выражениях для индуцированных дипольных моментов теперь необходимо пользоваться эффективными поляризуемостями, определенными формулами (12).

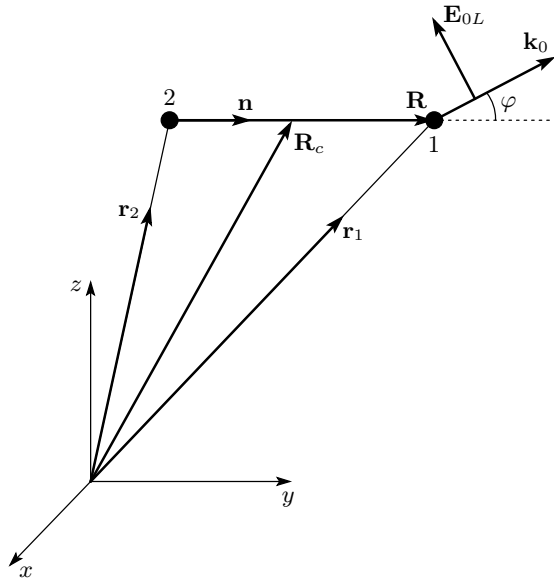


Рис. 2. Схема расположения векторов в двухатомной системе: $\mathbf{R} = \mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, φ — угол между векторами \mathbf{k}_0 и \mathbf{R} , лежащими в плоскости zy , \mathbf{R}_C — радиус-вектор центра инерции системы двух одинаковых атомов с массой $m_1 = m_2 = m_A$, ось двухатомного объекта $\mathbf{R} \parallel y_0$, где y_0 — орт в направлении оси y , \mathbf{n} — единичный вектор, направленный от атома 2 к атому 1

Направления сил радиационного давления совпадают с волновым вектором \mathbf{k}_0 внешнего излучения. Дисперсионная зависимость сил радиационного давления определяется дисперсионными зависимостями эффективных поляризуемостей атомов (рис. 1). Это означает, что при фиксированных межатомных расстояниях R силы радиационного давления значительно возрастают, когда частота внешнего поля совпадает с частотой размерного резонанса. Силы радиационного давления пропорциональны квадрату напряженности электрического поля внешней волны. Используя значения эффективных поляризуемостей (рис. 1) для атомов натрия, определим безразмерную силу радиационного давления $F_1^{(1)}/2\hbar k_0 \gamma$ на частоте одного из размерных резонансов. Видно, что эта сила может быть порядка единицы при лазерных полях $E_{0L} = 10^{-3}$ ед. СГСЭ, удовлетворяющих условию линейного приближения (13).

Рассмотрим поведение двух взаимодействующих движущихся одинаковых атомов в лазерном поле при различных направлениях распространения лазерной волны по отношению к оси двухатомного объекта (рис. 2). По-видимому, такая ситуация может быть реализована в атомных пучках. На рис. 3,

4 представлены зависимости y -составляющих F_{1y} и F_{2y} результирующих сил, действующих на атомы 1 и 2, от безразмерного межатомного расстояния R/λ и безразмерной отстройки от резонанса δ/γ . Как видно на рис. 3, 4, по абсолютному значению безразмерные силы, действующие на первый и второй атомы натрия, превышают приблизительно в два раза силу радиационного давления, что указывает на значительную роль в динамике атомов и других парциальных сил, а именно сил внутреннего и внешнего смещения атомов. На рис. 3, 4 видно также, что силы, действующие на первый и второй атомы, отличаются по абсолютному значению друг от друга, поскольку движущиеся атомы не являются тождественными и их эффективные поляризуемости, как видно из (12), по-разному зависят от межатомных расстояний из-за различия квантовых поляризуемостей (15). Можно оценить значения ускорения атомов в лазерном поле. Так, при $F_{1y}/2\hbar k_0 \gamma = 1$, где $k = \omega_0/c$, получим значение силы $F_{1y} = 1.33 \cdot 10^{-14}$ дин и ускорение, равное $0.32 \cdot 10^9$ см/с². При фиксированной скорости относительного движения атомов результирующие силы F_{1y} и F_{2y} , действующие на атомы в лазерном поле, сильно меняются при изменении межатомных расстояний. При этом изменяется и зависимость этих сил от частоты лазерного поля. Это означает, что эффективное управление движением атомов возможно лишь при соответствующем изменении частоты лазерного поля.

5. ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМОВ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Потенциальная энергия атомов в двухатомном объекте, облучаемом полем лазерного излучения, определяется формулами

$$\begin{aligned} \langle V_1 \rangle &= -\frac{1}{2} \mathbf{X}_1^* \cdot \left(\mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_2 \exp(ik_0 R) \right) + \text{с.с.}, \\ \langle V_2 \rangle &= -\frac{1}{2} \mathbf{X}_2^* \cdot \left(\mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_2) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_1 \exp(ik_0 R) \right) + \text{с.с.} \end{aligned} \tag{22}$$

Рассмотрим зависимость потенциальной энергии атомов от частоты лазерного излучения и межатомного расстояния.

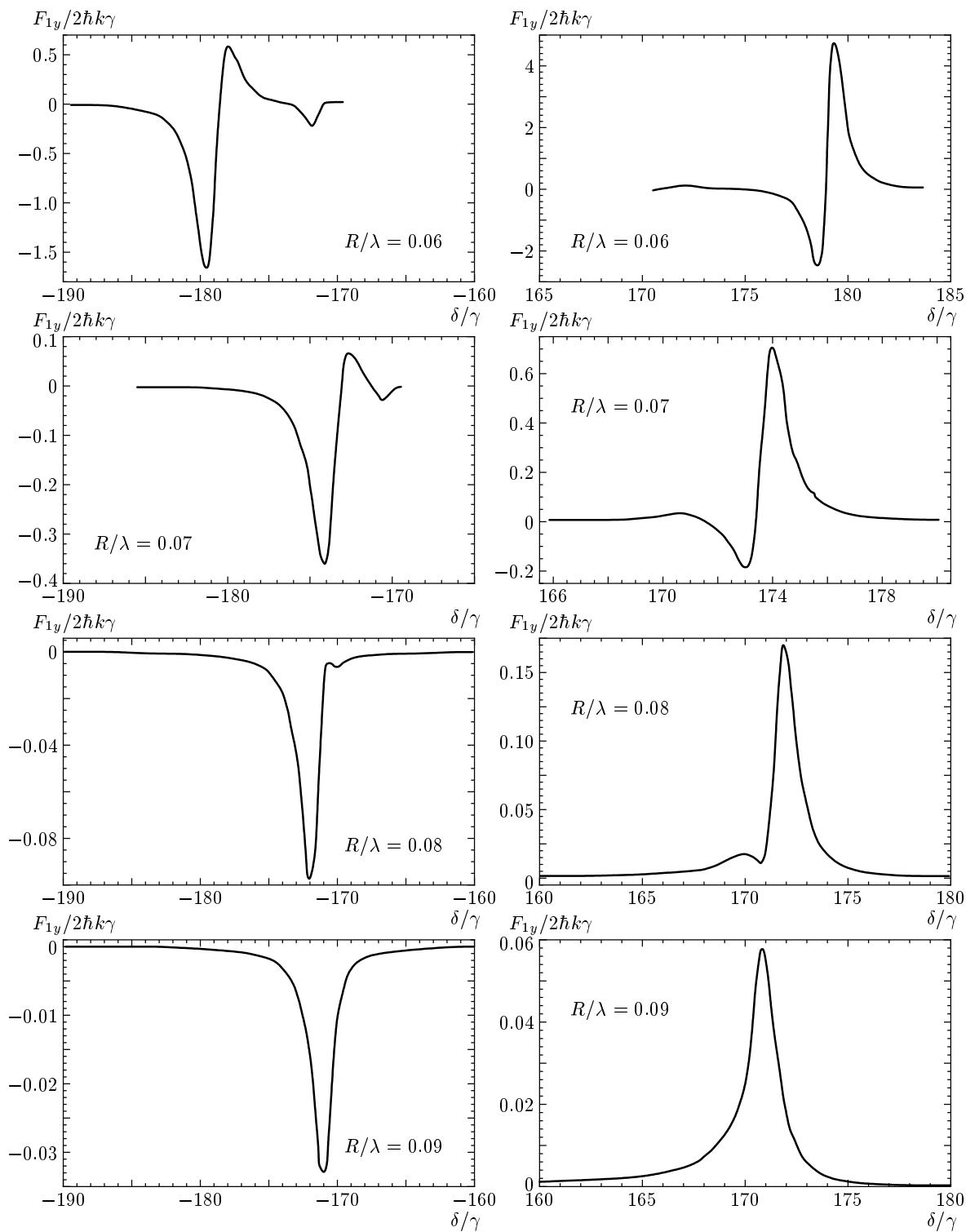


Рис. 3. Зависимости y -составляющей результирующей силы F_{1y} , действующей на первый атом натрия в лазерном поле $E_{0L} = 5 \cdot 10^{-3}$ ед. СГСЭ, от межатомных расстояний и отстроек от резонансной частоты перехода $3S \rightarrow 3P$ в атоме натрия. Скорость относительного движения атомов фиксирована и равна $v = 5 \cdot 10^4$ см/с, вектор k_0 совпадает с осью Na-Na-объекта

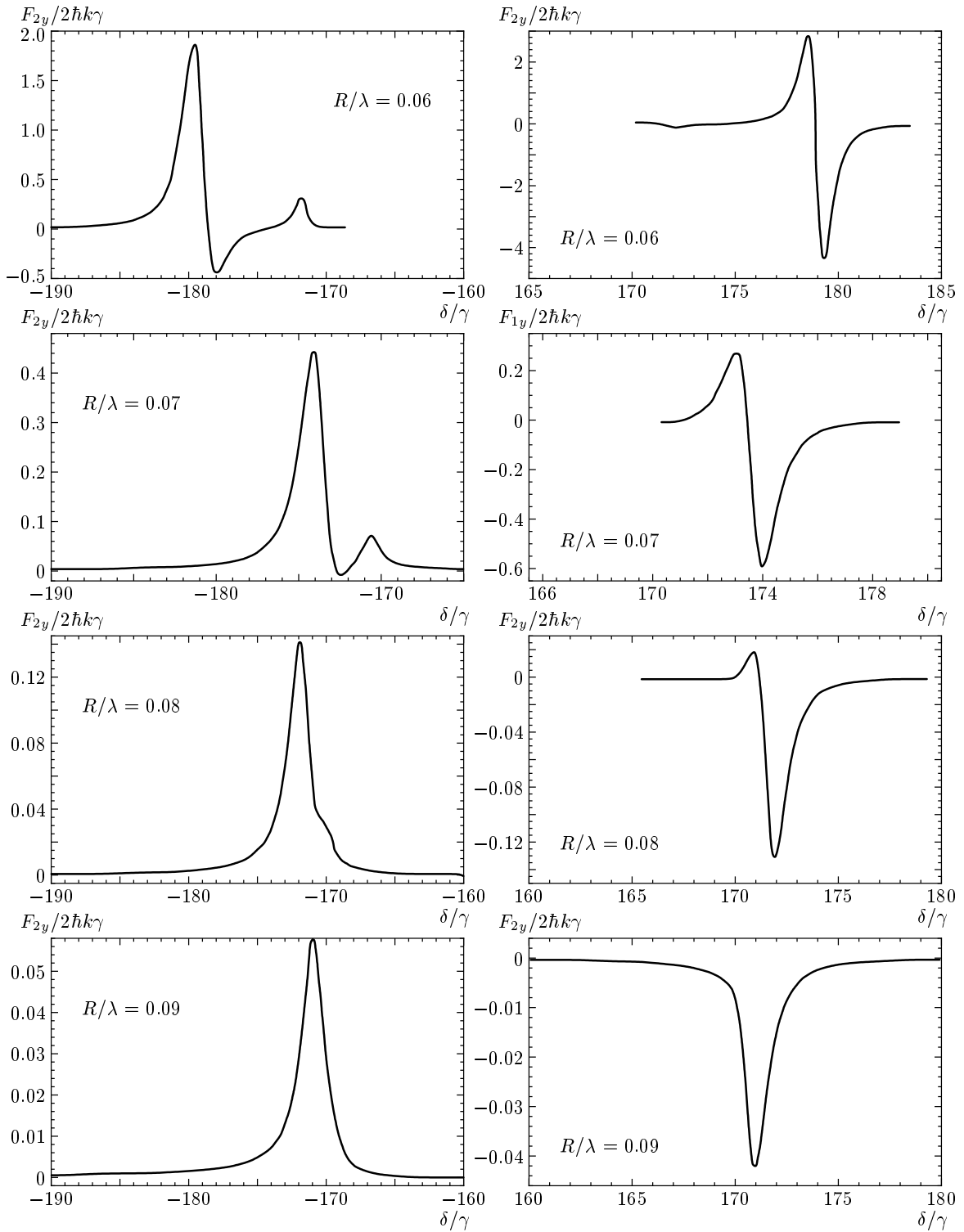


Рис. 4. Зависимости y -составляющей результирующей силы F_{2y} , действующей на второй атом натрия в лазерном поле, от безразмерных расстояний R/λ и безразмерных отстроек от резонанса δ/γ . Численные значения физических величин те же, что и на рис. 3

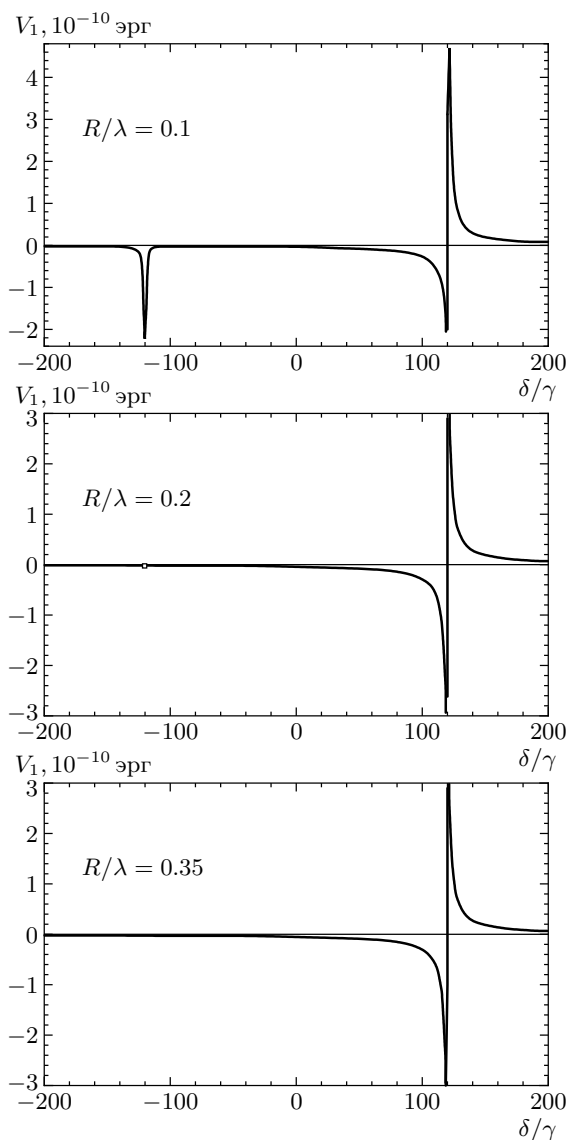


Рис. 5. Потенциальная энергия атома натрия Na–Na-объекта в поле лазерного излучения при больших межатомных расстояниях. Численные значения физических величин те же, что и на рис. 3

На рис. 5 представлены дисперсионные зависимости потенциальной энергии атома в двухатомном Na–Na-объекте, облучаемом лазерным излучением при фиксированных расстояниях между атомами. Видно, что при больших расстояниях между атомами, сравнимых с длиной волны лазерного излучения, потенциальная энергия атома в объекте может принимать как положительные, так и отрицательные значения в зависимости от отстройки от резонанса. Иными словами, меняя частоты внешнего излучения, можно притягивать или отталкивать ато-

мы под действием лазерного излучения. При этом интенсивность лазерного излучения невелика и величины w атомов практически совпадают с их равновесными значениями.

На рис. 6 представлены характерные зависимости потенциальной энергии атома в двухатомном объекте, находящемся в поле лазерного излучения с фиксированными частотами. Видно, что при малых ($R \approx 0.045\lambda$) межатомных расстояниях система атомов Na может перейти в состояние с минимальной потенциальной энергией около $\langle V_1 \rangle = -5 \cdot 10^{-12}$ эрг.

Рассмотрим поведение потенциальной энергии атомов (22) при малых межатомных расстояниях. Подставим в (22) выражения (8). Тогда для случая поляризации лазерного излучения, направленной вдоль оси y , получим следующую формулу:

$$\langle V_1 \rangle = -\frac{1}{2} \alpha_{eff}^{y*}(1) (\mathbf{E}_{0L}^y)^2 \left[\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_1) + \frac{1}{2} \alpha_{eff}^y(1) \times \right. \\ \left. \times \exp(ik_0 R) \left(\frac{1}{R^3} - i \frac{k_0}{R^2} \right) \right] + c.c. \quad (23)$$

Как видно на рис. 1, эффективная поляризуемость $\alpha_{eff}^y(1)$ при разных межатомных расстояниях в резонансах по абсолютному значению имеет порядок 10^{-15} см³. Для небольших полей внутреннее поле значительно превосходит внешнее при малых (порядка 1 нм) межатомных расстояниях. Поэтому для таких межатомных расстояний величина $\langle V_1 \rangle$ может достигать значения 10^{-12} эрг.

5.1. Законы сохранения энергии и импульса в системе двух взаимодействующих движущихся атомов в поле лазерного излучения

Взаимодействие двух водородоподобных атомов с неподвижными центрами на произвольных расстояниях друг от друга рассматривалось в работе [3] как эффект третьего порядка квантовой электродинамики, где во взаимодействии участвуют три фотона, два из которых являются виртуальными, а третий — реальным. Излучение или поглощение реального фотона в электрическом дипольном приближении в этом рассмотрении представляется с помощью электронной поляризуемости атома, формирующего поляризующее поле в месте расположения другого атома. В нерелятивистской теории задача о взаимодействии двух одинаковых атомов в основном состоянии в отсутствие поля излучения решается во втором порядке теории возмущений и соответствующая потенциальная энергия взаимодействия двух

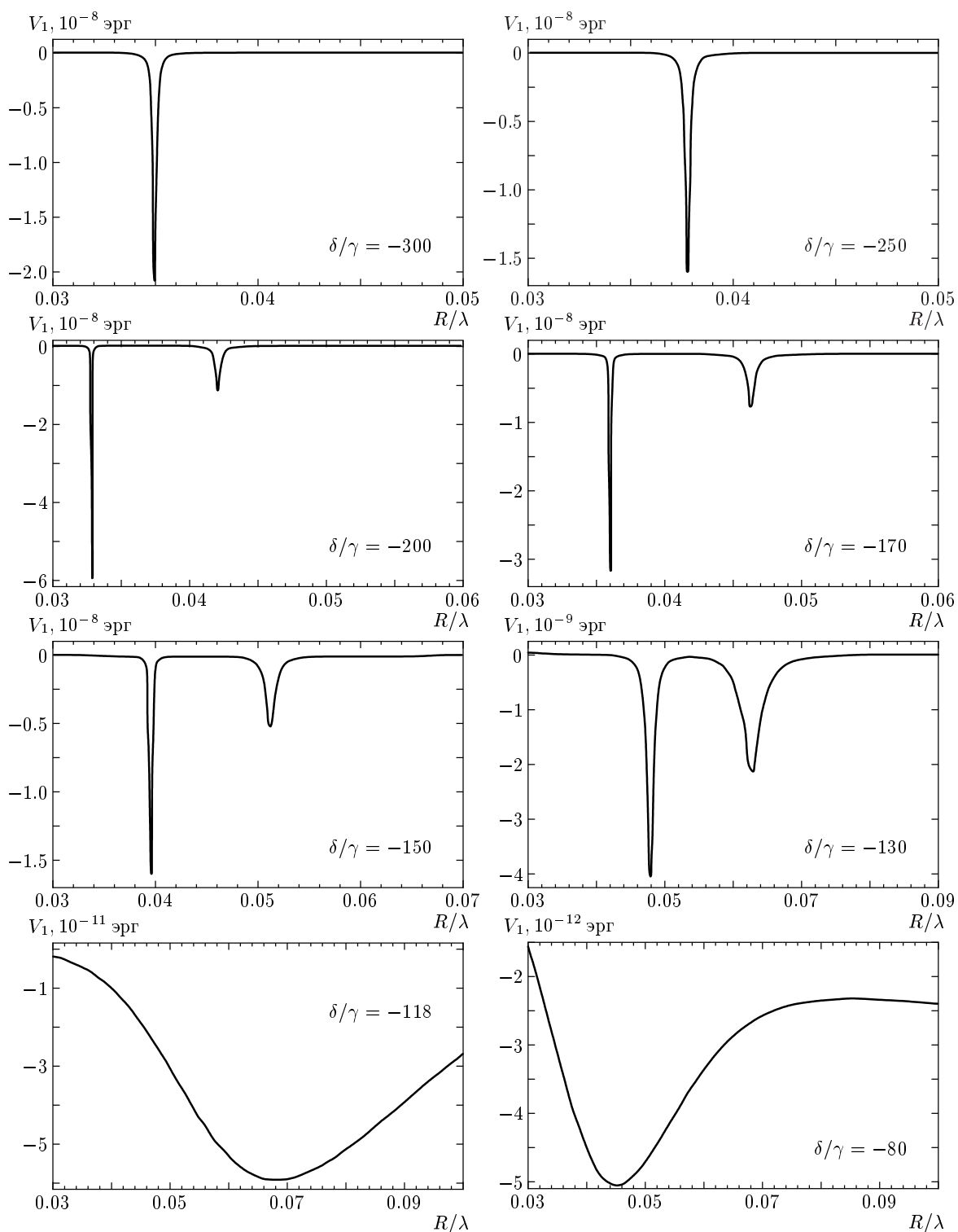


Рис. 6. Потенциальная энергия атома в Na-Na-объекте при малых межатомных расстояниях. Численные значения физических величин те же, что и на рис. 3

атомов без учета запаздывания определяется как $V_{12}^{(0)} = A_0/R^6$, где A_0 — постоянная величина [18]. Взаимодействие двух одинаковых атомов, один из которых находится в возбужденном состоянии на расстоянии $R \ll 2\pi c/\omega_0$, где ω_0 — частота перехода, рассматривается в первом порядке теории возмущений и соответствующая потенциальная энергия $V_{12}^{(\pm)} = \pm B_0/R^3$, где B_0 — постоянная величина, а знаки плюс и минус соответствуют симметричной и антисимметричной волновым функциям состояний двух атомов.

Учитывая эти результаты, запишем закон сохранения энергии двух движущихся атомов при излучении одного реального фотона следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m_1\mathbf{v}_1^2 + \frac{1}{2}m_2\mathbf{v}_2^2 + V_{12}^{(\pm)} + \hbar\omega_0 &= \\ &= \frac{1}{2}m_1(\mathbf{v}'_1)^2 + \frac{1}{2}m_2(\mathbf{v}'_2)^2 + V_{12}^{(0)} + \hbar\omega, \end{aligned} \quad (24)$$

где $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$ — начальные скорости атомов, $\mathbf{v}'_1, \mathbf{v}'_2$ — их конечные скорости при излучении одного реального фотона и переходе двух атомов в основное состояние. Аналогичное равенство можно записать и для обратного процесса с поглощением одного реального фотона.

Для вывода закона сохранения импульса представим скорости движения атомов следующим образом:

$$\mathbf{v}_j = \mathbf{V}_j + \mathbf{v}_{jC}, \quad (25)$$

где \mathbf{V}_j — скорости поступательного движения пары атомов, связанного с силами $\mathbf{F}_j^{(1)}$ радиационного давления и силами $\mathbf{F}_j^{(2)}$ внешнего смещения, а \mathbf{v}_{jC} — скорости движения атомов, связанные с силами $\mathbf{F}_j^{(3)}$ внутреннего смещения атомов в поле лазерного излучения. Для двух одинаковых атомов с массой $m_1 = m_2 = m_A$ радиус-вектор центра инерции $\mathbf{R}_C = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, где $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ — радиус-векторы атомов 1 и 2 относительно лабораторной системы координат. Вводя вектор взаимного расстояния $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ и помещая начало системы координат в движущийся со скоростью \mathbf{V}_C центр инерции, получим соотношения (9), где \mathbf{v} — относительная скорость движения атомов в двухатомном объекте. Используя очевидные равенства $\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$ и $\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2 = 0$, получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}_{1C} - \mathbf{v}_{2C}, \quad \mathbf{V}_1 = \mathbf{V}_2, \\ 2\mathbf{V}_1 + \mathbf{v}_{1C} + \mathbf{v}_{2C} &= 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Следовательно, в системе центра инерции в отсутствие реальных фотонов получим, что

$$\mathbf{P}_1 + \mathbf{p}_{1C} + \mathbf{p}_{2C} = 0, \quad (27)$$

где \mathbf{P}_1 — полный нерелятивистский импульс поступательного движения пары атомов, $\mathbf{p}_{1C} = m_A\mathbf{v}_{1C}$, $\mathbf{p}_{2C} = m_A\mathbf{v}_{2C}$ — импульсы внутреннего движения атомов. Таким образом, закон сохранения импульса в двухатомном объекте при поглощении (излучении) реального фотона с импульсом $\hbar\mathbf{k}'_0$ имеет вид

$$\begin{aligned} 2m_A\mathbf{V}_1 + m_A\mathbf{v}_{1C} + m_A\mathbf{v}_{2C} \pm \hbar\mathbf{k}'_0 &= \\ &= 2m_A\mathbf{V}'_1 + m_A\mathbf{v}'_{1C} + m_A\mathbf{v}'_{2C}, \end{aligned} \quad (28)$$

где $\mathbf{V}'_1, \mathbf{v}'_{1C}, \mathbf{v}'_{2C}$ — скорости поступательного и внутреннего движения атомов после поглощения реального фотона, а волновой вектор \mathbf{k}'_0 с учетом линейного эффекта Доплера равен

$$\mathbf{k}'_0 = \frac{\mathbf{k}_0}{|\mathbf{k}_0|} \frac{\omega'}{c}, \quad \omega' = \omega - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{V}_C. \quad (29)$$

С помощью законов сохранения энергии (24) и импульса (28) можно вычислить изменения соответствующих величин при единичных актах излучения или поглощения фотонов.

Итак, в данной статье показано, что возможно эффективное управление движением атомов лазерным излучением при учете диполь-дипольного взаимодействия атомов и доплеровского смещения частот движущихся атомов. Диполь-дипольное взаимодействие атомов учтено в данной статье без теории возмущений с помощью эффективных поляризуемостей (12). Показано, что движущиеся одинаковые атомы не являются тождественными из-за доплеровского смещения частот, влияющего на квантовые поляризуемости двухуровневых атомов. Показано также, что силы, действующие на атомы в лазерном поле, являются квадратичными функциями напряженности электрического поля лазерной волны. Это означает, что движение атомов рассматривается в линейном приближении, когда эффективные поляризуемости атомов не зависят от поля. Такая ситуация определяется условием (13), при котором инверсии атомов мало отличаются от равновесного значения. Как видно из условия (13), данное приближение выполняется в малоинтенсивных лазерных полях. Однако, благодаря оптическим размерным резонансам в системе взаимодействующих движущихся атомов, можно, плавно изменяя частоту лазерного излучения, достигать больших значений сил, действующих на атомы, если частота лазерного поля совпадает с частотой одного из размерных резонансов. Как показано в данной статье, применение линейного приближения, в котором взаимодействующие атомы находятся преимущественно в основном

состоянии, позволяет не учитывать спонтанные процессы излучения фотонов, которые приводят к стохастизации движения атомов из-за отдачи фотонов. Таким образом, рассматриваемый процесс управления движением атомов в плотных ансамблях является когерентным. Интенсивность лазерного поля, при которой может быть реализован такой когерентный процесс, определяется из условия (13). В рассматриваемом выше численном примере это условие может быть удовлетворено в полях с напряженностью поля $E_{0L} = 10^{-2} - 10^{-3}$ ед. СГСЭ, что соответствует интенсивностям $I_L = 1.19 - 1.19 \cdot 10^{-2}$ мВт/см².

С нашей точки зрения, предлагаемый в данной статье подход к теоретическому описанию динамики взаимодействующих движущихся атомов позволит рассматривать различные процессы в атомных ансамблях, как в атомных плотных пучках, так и в газах при различных межатомных расстояниях. Представляет интерес исследование траектории движения атомов в лазерном поле при учете изменения скоростей движения атомов по мере их сближения или удаления друг от друга.

Авторы выражают признательность В. Г. Миногину за плодотворное обсуждение некоторых полученных в данной статье результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, Наука, Москва (1986).
2. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, Rep. Progr. Phys. **63**, 1429 (2000).
3. О. Н. Гадомский, УФН **170**, 1145 (2000).
4. H. T. Dung, L. Knöl, and D.-G. Welsch, Phys. Rev. A **66**, 063810 (2002).
5. V. I. Yukalov, Europ. Phys. J. D **13**, 83 (2001).
6. R. H. Lemberg, Phys. Rev. A **3**, 889 (1970).
7. M. J. Stephen, J. Chem. Phys. **40**, 569 (1964).
8. О. Н. Гадомский, ТМФ **106**, 145 (1996).
9. O. N. Gadomsky and K. V. Krutitsky, J. Europ. Opt. Soc. **9**, 343 (1997).
10. О. Н. Гадомский, Ю. Ю. Воронов, Письма в ЖЭТФ **69**, 750 (1999).
11. О. Н. Гадомский, А. С. Куницын, Ж. прикл. спектр. **67**, 777 (2000).
12. V. V. Klimov and V. S. Letokhov, Phys. Rev. B **62**, 1639 (2000).
13. В. Л. Берковиц, А. В. Гордеева, В. А. Кособукин, ФТТ **43**, 985 (2001).
14. О. Н. Гадомский, К. Ю. Мойсеев, Опт. и спектр. **92**, 613 (2002).
15. M. G. Benedict, V. A. Malyshev, E. D. Trifonov, and A. I. Zaitsev, Phys. Rev. A **43**, 3845 (1991).
16. M. E. Crenshaw and C. M. Bowden, Phys. Rev. A **53**, 1139 (1996).
17. О. Н. Гадомский, С. В. Сухов, КЭ **25**, 529 (1998).
18. А. С. Давыдов, *Квантовая механика*, Физматгиз, Москва (1963).