

Свойства спонтанного излучения атома, расположенного вблизи кластера из двух сферических наночастиц

Д.В.Гузатов, В.В.Климов

Найдено аналитическое решение задачи о спонтанном распаде атома вблизи кластера из двух идеально проводящих наносфер. Показано, что скорости спонтанных распадов могут как существенно уменьшаться, так и существенно увеличиваться в зависимости от геометрии системы. В частности, в рамках рассматриваемой модели скорость распада атома, находящегося между двумя близко расположенными сферами и имеющего дипольный момент перелома, направленный вдоль оси симметрии, может быть как угодно большой.

Ключевые слова: наночастицы, скорость спонтанного распада, нанокластеры.

1. Введение

В 1946 г. Парселл обратил внимание на то, что скорости слабых переходов на радиочастотах могут быть существенно изменены при помещении атома в резонатор [1]. Это наблюдение легло в основу целого ряда экспериментальных работ по исследованию влияния резонаторов на оптические свойства атомов [2]. В последние годы благодаря развитию нанотехнологий и способов манипулирования отдельными атомами и молекулами ставится вопрос уже не только об исследовании оптических свойств атомов и молекул, расположенных вблизи нанотел, но и о целенаправленном изменении их свойств и использовании этих изменений в практических целях. Изменение свойств излучающих атомов вблизи нанотел различной формы и различного состава используется для создания таких устройств, как нанобиосенсоры [3–5], нанолазеры [6], искусственные флюорофоры [7], новые эффективные источники света [8], эффективные и дешевые солнечные батареи [9], новые материалы с отрицательным показателем преломления [10], микроскопы для обнаружения отдельных молекул (наноскопы) [11], приборы для расшифровки структуры ДНК [12], химические сенсоры [13–15] и многие другие (см. аналитический обзор [16]).

С теоретической точки зрения задача является весьма сложной, т. к. атом взаимодействует с сильно неоднородными (в нанометровом масштабе) оптическими полями. К настоящему времени довольно подробно исследованы оптические свойства атомов вблизи отдельных наносфер, нанопроволок, наносфероидов (см. обзоры [17–19]). Совсем недавно было найдено аналитическое решение задачи о скорости спонтанных распадов вблизи трехосного наноэллипсоида произвольного состава [7]. Однако во всех этих случаях речь шла о влиянии отдель-

ного нанотела на оптические свойства атомов, хотя на практике гораздо чаще встречается ситуация, когда атом находится вблизи кластера, состоящего из нескольких наночастиц, между которыми возможно значительное увеличение локальных полей, приводящее к усилению исследуемых эффектов [20, 21]. На рис.1 показаны кластеры из двух полистироновых микросфер [22].

Целью настоящей работы является аналитическое исследование оптических свойств атома вблизи кластера из двух идеально проводящих сферических наночастиц произвольных размеров и произвольного взаимного расположения (рис.2). Оптические свойства самих кластеров из двух наночастиц уже исследовались в случае их возбуждения плоской волной [23–26]. Возбуждению двухчастичного кластера дипольным излучением атома посвящена, насколько нам известно, всего одна работа, в которой численно рассматривался частный случай атома, расположенного точно посередине между наносферами [27].

2. Элементы теории спонтанного излучения атома вблизи нанотел

В случае слабого взаимодействия атома и нанотела, т. е. в случае, когда распад атома является экспоненци-

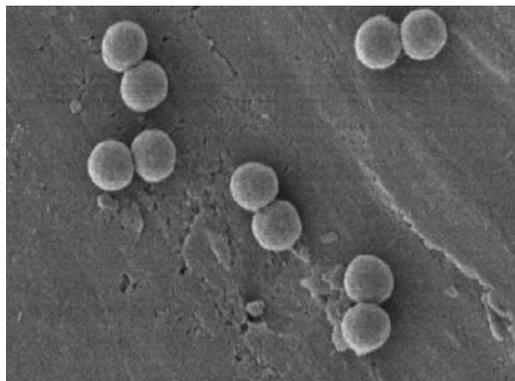


Рис.1. Кластеры, образованные двумя сферическими наночастицами [22].

Д.В.Гузатов, В.В.Климов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: vklim@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 24 июня 2005 г., после доработки – 3 августа 2005 г.

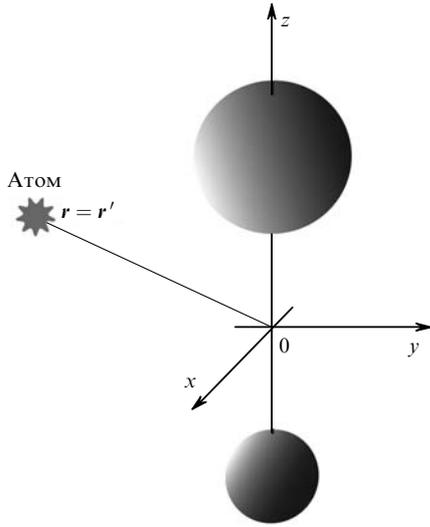


Рис.2. Геометрия задачи.

альным, выражение для ширины линии излучения (скорости распада) γ имеет вид [17, 28, 29]

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 + \frac{3}{2} \operatorname{Im} \frac{\mathbf{d}_0^* \mathbf{E}^r(\mathbf{r}', \mathbf{r}' | \omega_0)}{|\mathbf{d}_0|^2 k_0^3}, \quad (1)$$

где $E_x^r(\mathbf{r}', \mathbf{r}' | \omega_0) = G_{\alpha\beta}^r(\mathbf{r}', \mathbf{r}' | \omega_0) d_{0\beta}$ – компоненты отраженной части поля диполя \mathbf{d}_0 вблизи нанотела на частоте излучения атома ω_0 в точке расположения атома \mathbf{r}' ; $G_{\alpha\beta}^r$ – отраженная часть функции Грина, которая может быть найдена из решения классических уравнений Максвелла с дипольным источником; $\alpha, \beta = 1, 2, 3$; γ_0 – ширина линии излучения атома в вакууме; $k_0 = \omega_0/c$. Заметим, что это выражение справедливо как в классической модели атома, так и в квантовомеханической. В квантовомеханическом случае $\mathbf{d}_0 = \langle f | \hat{\mathbf{d}}_0 | i \rangle$ – матричный элемент оператора дипольного момента перехода атома между начальным $|i\rangle$ и конечным $\langle f |$ состояниями. В том случае, когда существует несколько каналов распада, ширина линии является суммой ширин парциальных переходов с соответствующими частотами и матричными элементами. В дальнейшем для наглядности будем рассматривать случай одноканального распада.

Выражение (1) описывает полную скорость распада атома, т. е. скорость как ухода энергии на бесконечность, так и поглощения энергии в нанотеле, и применимо для тел, состоящих из любого материала. Таким образом, задача исследования скорости спонтанных распадов атома вблизи нанотела сводится к отысканию отраженного поля и анализу выражения (1). Нахождение отраженного поля является сложной задачей, которая имеет аналитическое решение в исключительных случаях.

Для нанотел, однако, часто можно использовать теорию возмущения по малому параметру $k_0 b = 2\pi b/\lambda$, где b – характерный размер нанотела, а λ – длина волны излучения (теория Рэлея). В этом случае выражение для отраженного поля может быть представлено в виде ряда по степеням волнового числа k_0 :

$$\frac{\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^r(\mathbf{r}', \mathbf{r}' | \omega_0)}{d_0^2} = \tilde{E}_0(\mathbf{r}') + \tilde{E}_1(\mathbf{r}') k_0 + \tilde{E}_2(\mathbf{r}') k_0^2 + i \tilde{E}_3(\mathbf{r}') k_0^3 + \dots, \quad (2)$$

где $\tilde{E}_j(\mathbf{r}')$ ($j = 0 - 3$) – функции координат, которые могут быть найдены из решения соответствующих квазистатических задач. Первые три члена в правой части выражения (2) описывают ближние поля, в то время как члены, начиная с четвертого, – поля излучения. Подставляя разложение (2) в (1), для полной скорости спонтанных распадов атома вблизи нанотела получаем

$$\frac{\gamma_{\text{tot}}}{\gamma_0} = \frac{3}{2} \operatorname{Im} \left[\frac{\tilde{E}_0(\mathbf{r}')}{k_0^3} + \dots \right] + 1 + \frac{3}{2} \operatorname{Re} [\tilde{E}_3(\mathbf{r}') + \dots]. \quad (3)$$

В выражении (3) первый член отличен от нуля только для поглощающих сред и описывает нерадиационные потери, а второй и третий члены отличны от нуля и в отсутствие поглощения и описывают радиационные потери. Следовательно, для определения нерадиационных и радиационных потерь в первом приближении нужно найти \tilde{E}_0 и \tilde{E}_3 соответственно. Для того чтобы найти \tilde{E}_0 , достаточно решить квазистатическую задачу с дипольным источником. Отыскание радиационных потерь, описываемых членами третьего порядка по k_0 , прямым путем – сложная задача. Однако в случае атома, расположенного близко к нанотелу, излучение является дипольным, а полный дипольный момент системы атом + нанотело снова может быть найден из решения квазистатической задачи в низшем приближении. Таким образом, в случае нанотел радиационная ширина линии γ_{rad} будет описываться выражением [30]

$$\frac{\gamma_{\text{rad}}}{\gamma_0} = \frac{|\mathbf{d}_{\text{tot}}|^2}{d_0^2}, \quad (4)$$

где \mathbf{d}_{tot} – полный дипольный момент системы атом + нанотело.

В результате, для того чтобы в первом приближении найти изменение скорости спонтанных распадов в присутствии любого нанобъекта, все размеры которого малы по сравнению с длиной волны излучения, достаточно решить квазистатическую задачу о диполе вблизи этого нанобъекта.

3. Спонтанное излучение атома вблизи кластера из двух идеально проводящих наносфер

В случае идеально проводящих сфер нерадиационные потери (поглощение) отсутствуют, поэтому достаточно найти только полный дипольный момент системы, для чего надо решить квазистатическую задачу с дипольным источником:

$$\mathbf{E} = -\nabla\psi, \quad (5)$$

$$\Delta\psi = 4\pi \exp(-i\omega t) (\mathbf{d}_0 \nabla') \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'),$$

с соответствующим граничным условием на поверхности сфер. В рассматриваемом случае это условие равенства нулю тангенциальных компонент поля. В формуле (5) ∇ и ∇' – градиенты по координатам точки наблюдения \mathbf{r} и положения атома \mathbf{r}' соответственно; ω – частота излучения атома вблизи нанотела. Для решения уравнения (5) представим потенциал ψ в виде

$$\psi = (\mathbf{d}_0 \nabla') \tilde{\psi}, \quad (6)$$

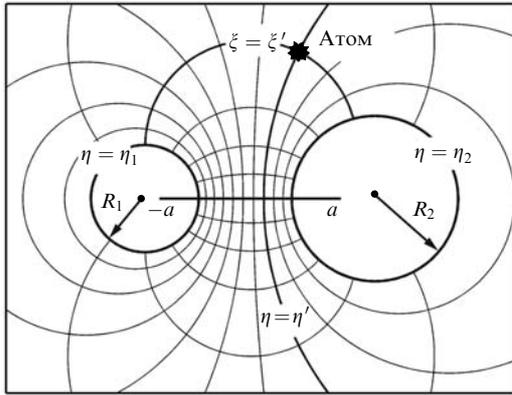


Рис.3. Бисферическая система координат.

где $\tilde{\psi}$ – потенциал точечного единичного заряда в присутствии двух идеально проводящих сфер. Уравнение Пуассона

$$\Delta \tilde{\psi} = 4\pi \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (7)$$

удобно решать в бисферической системе координат (рис.3).

Бисферические координаты $(-\infty < \eta < \infty, 0 < \xi \leq \pi, 0 \leq \phi < 2\pi)$ связаны с декартовыми следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} x &= a \frac{\sin \xi \cos \phi}{\cosh \eta - \cos \xi}, & y &= a \frac{\sin \xi \sin \phi}{\cosh \eta - \cos \xi}, \\ z &= a \frac{\sinh \eta}{\cosh \eta - \cos \xi}. \end{aligned} \quad (8)$$

Поверхность $\eta = \eta_1 < 0$ – сфера радиусом $R_1 = a/|\sinh \eta_1|$. Центр ее расположен в точке $x_1 = y_1 = 0, z_1 = a \coth \eta_1$. Вторую сферу можно задать аналогичным образом равенством $\eta = \eta_2 > 0$. При этом ее радиус $R_2 = a/\sinh \eta_2$, а центр расположен в точке $x_2 = y_2 = 0, z_2 = a \coth \eta_2$. Размерная постоянная a – половина расстояния между полюсами бисферической системы координат; она определяется положительным корнем уравнения

$$R_{12} = (R_1^2 + a^2)^{1/2} + (R_2^2 + a^2)^{1/2},$$

где $R_{12} = z_2 - z_1$ – расстояние между центрами первой и второй сфер. Бисферические координаты положения атома будем выделять штрихом.

Решение уравнения (7) с заданными потенциалами на сферах \tilde{U}_1 ($\eta = \eta_1 < 0$) и \tilde{U}_2 ($\eta = \eta_2 > 0$) известно [31] и имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{\psi} &= \tilde{V} - \sqrt{2} \tilde{U}_1 (\cosh \eta - \cos \xi)^{1/2} \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta)]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \exp\left[\left(n + \frac{1}{2}\right)\eta_1\right] P_n(\cos \xi) \\ &- \sqrt{2} \tilde{U}_2 (\cosh \eta - \cos \xi)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sinh[(n+1/2)(\eta - \eta_1)]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \\ &\times \exp\left[-\left(n + \frac{1}{2}\right)\eta_2\right] P_n(\cos \xi), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{V} &= G_0 + \frac{1}{a} (\cosh \eta - \cos \xi)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \xi) \\ &\times \left\{ A_n \cosh\left[\left(n + \frac{1}{2}\right)\eta\right] + B_n \sinh\left[\left(n + \frac{1}{2}\right)\eta\right] \right\} \\ &\times (c_{mn} \cos m\phi + d_{mn} \sin m\phi); \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} A_n &= -\frac{\sinh[(n+1/2)\eta_2] \exp[(n+1/2)(\eta_1 - \eta')]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \\ &- \frac{\sinh[(n+1/2)\eta_1] \exp[-(n+1/2)(\eta_2 - \eta')]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} B_n &= \frac{\cosh[(n+1/2)\eta_2] \exp[(n+1/2)(\eta_1 - \eta')]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \\ &- \frac{\cosh[(n+1/2)\eta_1] \exp[-(n+1/2)(\eta_2 - \eta')]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{a} (\cosh \eta - \cos \xi)^{1/2} \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \exp\left[-\left(n + \frac{1}{2}\right)|\eta - \eta'|\right] P_n^m(\cos \xi) \\ &\times (c_{mn} \cos m\phi + d_{mn} \sin m\phi) \end{aligned} \quad (12)$$

– функция Грина свободного пространства в бисферических координатах [32], в которой

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{matrix} c_{mn} \\ d_{mn} \end{matrix} \right\} &= (2 - \delta_{m0}) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} (\cosh \eta' - \cos \xi')^{1/2} \\ &\times P_n^m(\cos \xi') \left\{ \begin{matrix} \cos m\phi' \\ \sin m\phi' \end{matrix} \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

В нашем случае сферы изолированы, их потенциалы неизвестны и определяются равенством нулю полного заряда Q_i на них:

$$Q_i = \frac{a}{4\pi} \int_0^\pi d\xi \frac{\sin \xi}{\cosh \eta_i - \cos \xi} \int_0^{2\pi} d\phi \left. \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \eta} \right|_{\eta=\eta_i} = 0 \quad (i = 1, 2). \quad (14)$$

Вычисляя интегралы (14), находим потенциалы сфер:

$$\begin{aligned} \tilde{U}_1 &= -\frac{(C_{22} + C_{21})\varphi_1 + C_{12}\varphi_2}{C_{12}C_{22} + C_{21}C_{11} + C_{11}C_{22}}, \\ \tilde{U}_2 &= -\frac{C_{21}\varphi_1 + (C_{11} + C_{12})\varphi_2}{C_{12}C_{22} + C_{21}C_{11} + C_{11}C_{22}}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$C_{11} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sinh[(n+1/2)\eta_2]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times \exp \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta_1 \right]; \\
 C_{12} = C_{21} &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp[-(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]}; \\
 C_{22} &= -2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sinh[(n+1/2)\eta_1]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \\
 & \times \exp \left[- \left(n + \frac{1}{2} \right) \eta_2 \right]; \\
 \varphi_1 &= \frac{\sqrt{2}}{a} \sum_{n=0}^{\infty} c_{0n} \frac{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \\
 & \times \exp \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta_1 \right]; \\
 \varphi_2 &= \frac{\sqrt{2}}{a} \sum_{n=0}^{\infty} c_{0n} \frac{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \\
 & \times \exp \left[- \left(n + \frac{1}{2} \right) \eta_2 \right];
 \end{aligned} \tag{16}$$

Выражения (10)–(17) определяют решение задачи (7), а решение уравнения Пуассона с дипольным источником принимает соответственно вид (6).

Для того чтобы найти скорости спонтанных распадов (4) из общего решения, необходимо определить наведенный на сферах дипольный момент. Проще всего это сделать, если найти асимптотику ψ на больших расстояниях. Пусть R и θ – координаты сферической системы координат с осью z в качестве полярной оси, тогда с точностью до членов второго порядка малости ($R \rightarrow \infty$) координаты бисферической системы примут следующий вид: $\eta \approx 2(a/R) \cos \theta$ и $\xi \approx 2(a/R) \sin \theta$. Подставив эти выражения в (9) и проведя разложение в ряд по малому параметру $a/R \ll 1$, можно определить асимптотики потенциала на больших расстояниях. Сравнивая эти асимптотики с известным выражением для потенциала диполя $\mathbf{d}_{\text{tot}} R/R^3$, находим выражения для компонент вектора наведенного дипольного момента $\delta \mathbf{d}$ рассматриваемой системы:

$$\begin{aligned}
 \delta d_x &= -\sqrt{2} a (\mathbf{d}_0 \nabla') \sum_{n=1}^{\infty} n(n+1) c_{1n} A_n, \\
 \delta d_y &= -\sqrt{2} a (\mathbf{d}_0 \nabla') \sum_{n=1}^{\infty} n(n+1) d_{1n} A_n, \\
 \delta d_z &= 2\sqrt{2} a (\mathbf{d}_0 \nabla') \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2} \right) c_{0n} B_n \\
 &+ 4a^2 U_1 \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\cosh[(n+1/2)\eta_2]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \\
 &\times \exp \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta_1 \right] - 4a^2 U_2 \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2} \right) \\
 &\times \frac{\cosh[(n+1/2)\eta_1]}{\sinh[(n+1/2)(\eta_2 - \eta_1)]} \exp \left[- \left(n + \frac{1}{2} \right) \eta_2 \right],
 \end{aligned} \tag{18}$$

где $U_{1,2} = (\mathbf{d}_0 \nabla') \tilde{U}_{1,2}$. Полный дипольный момент системы определяется как $\mathbf{d}_{\text{tot}} = \mathbf{d}_0 + \delta \mathbf{d}$.

Таким образом, выражения (4) и (18) полностью и в явном виде описывают решение задачи определения скорости спонтанного распада возбужденного атома (молекулы) вблизи двух идеально проводящих наносфер.

4. Асимптотический анализ важных частных случаев

Полученные в предыдущем разделе формулы являются довольно громоздкими, и сделать с их помощью какие-либо конкретные выводы о влиянии кластера на свойства излучения затруднительно. В этом разделе мы применим общие формулы для наиболее важного с практической точки зрения кластера из двух одинаковых сфер.

В пп. 4.2, 4.3 и 4.4 для наглядности начальное и конечное состояния атома будут выбираться таким образом, чтобы матричный элемент оператора дипольного момента был направлен по одной из осей декартовой системы координат. Данная ситуация встречается, например, если ось квантования орбитального момента направлена вдоль одной из осей, а начальным или конечным состоянием является S- или P-состояние с магнитным квантовым числом $m = 0$.

4.1. Общие выражения для скоростей спонтанного распада в случае одинаковых сфер

В случае двух одинаковых сфер ($-\eta_1 = \eta_2 = \eta_0 > 0$ или $R_1 = R_2 = R_0$) общие выражения для индуцированных дипольных моментов несколько упрощаются и принимают следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \delta d_x &= 2\sqrt{2} a (\mathbf{d}_0 \nabla') \sum_{n=1}^{\infty} c_{1n} \cosh \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta' \right] \\
 &\times \frac{n(n+1)}{\exp[(2n+1)\eta_0] + 1}, \\
 \delta d_y &= 2\sqrt{2} a (\mathbf{d}_0 \nabla') \sum_{n=1}^{\infty} d_{1n} \cosh \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta' \right] \\
 &\times \frac{n(n+1)}{\exp[(2n+1)\eta_0] + 1}, \\
 \delta d_z &= -4\sqrt{2} a (\mathbf{d}_0 \nabla') \sum_{n=0}^{\infty} c_{0n} \sinh \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta' \right] \\
 &\times \frac{n+1/2}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1} + 4a^2 (U_1 - U_2) \\
 &\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1/2}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1},
 \end{aligned} \tag{19}$$

где

$$\begin{aligned}
 U_1 - U_2 &= \frac{2\sqrt{2}}{a} \frac{(\mathbf{d}_0 \nabla')}{2C_{12} + C_{11}} \\
 &\times \sum_{n=0}^{\infty} c_{0n} \sinh \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \eta' \right] \frac{1}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1};
 \end{aligned} \tag{20}$$

$$C_{11} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{\exp[(2n+1)\eta_0] + 1};$$

$$C_{12} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1}.$$

4.2. Скорости спонтанных распадов атома, расположенного посередине между сферами

Особый интерес представляет симметричная задача, т. е. тот случай, когда атом расположен точно между двумя одинаковыми сферами ($\eta' = 0$ и $\xi' = \pi$). Не ограничивая общности, мы можем положить $\phi' = 0$ ($y' = 0$) и рассмотреть два случая ориентации дипольного момента атома.

Дипольный момент ориентирован вдоль оси x ($\mathbf{d}_0 = d_0 \mathbf{e}_x$). В этом случае из (19)–(21) следует, что индуцированный дипольный момент имеет вид ($\delta d_y = \delta d_z = 0$)

$$\delta d_x = 8d_0 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{n(n+1)}{\exp[(2n+1)\eta_0] + 1}.$$

При $\eta_0 \rightarrow 0$ (сближающиеся сферы) этот ряд является медленно сходящимся. Для его суммирования преобразуем (22) в контурный интеграл (преобразование Ватсона [33, 34]) по контуру C_1 (рис.4):

$$\frac{\delta d_x}{d_0} = -i4 \oint_{C_1} \frac{dz}{\sin \pi z} \frac{z(z+1)}{\exp[(2n+1)\eta_0] + 1}.$$

Подынтегральное выражение в (23) убывает на бесконечности всюду, кроме действительной оси, поэтому вместо контура C_1 можно использовать контур $z = iy$ ($-\infty < y < \infty$) для вычисления суммы (22) и контур C_2 ($z = -1/2 + iy$) для вычисления асимптотик. На контуре $z = iy$ нет особенностей, а на контуре $z = -1/2 + iy$ имеются полюса $z_k = -1/2 + i(\pi/2\eta_0)(2k+1)$ (где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). В итоге находим следующее выражение для индуцированного дипольного момента:

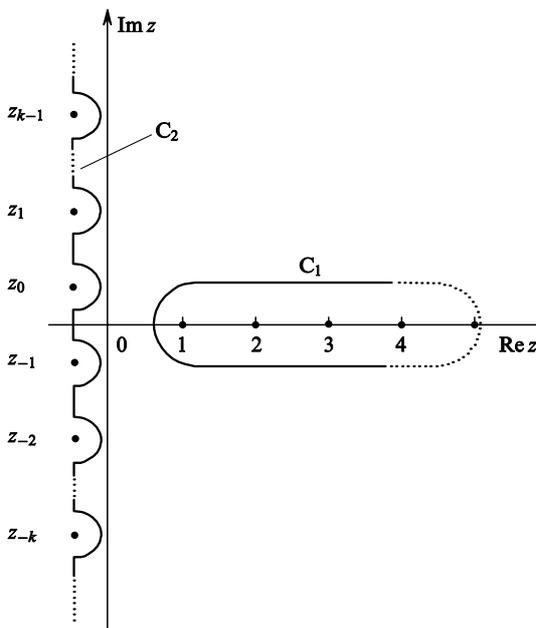


Рис.4. Контур интегрирования при вычислении асимптотик по методу Ватсона.

$$\frac{\delta d_x}{d_0} = -1 + \frac{\pi}{\eta_0} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1 + (\pi^2/\eta_0^2)(2k+1)^2}{\cosh [(\pi^2/2\eta_0)(2k+1)]}.$$

Оставляя в (24) несколько первых членов, получаем хорошую асимптотику в области малых η_0 :

$$\frac{\delta d_x}{d_0} = -1 + 2 \frac{\pi^3}{\eta_0^3} \exp\left(-\frac{\pi^2}{2\eta_0}\right) + \dots$$

Таким образом, при достаточном сближении наносфер скорость спонтанного излучения атома, расположенного точно между сферами и имеющего дипольный момент, который направлен перпендикулярно оси, соединяющей центры этих сфер, оказывается близкой к нулю из-за того, что индуцированный на сферах дипольный момент полностью компенсирует дипольный момент атома.

Дипольный момент ориентирован вдоль оси z ($\mathbf{d}_0 = d_0 \mathbf{e}_z$). В этом случае из (19)–(21) можно получить следующие формулы ($\delta d_x = \delta d_y = 0$):

$$\delta d_z = -16d_0 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(n+1/2)^2}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1} + 4a^2(U_1 - U_2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1/2}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1},$$

где

$$a^2(U_1 - U_2) = 8 \frac{d_0}{C_{11} + 2C_{12}} \times \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{n+1/2}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1}.$$

В случае двух сближающихся сфер с помощью преобразований Меллина (применение преобразования Меллина к вычислению асимптотик рядов достаточно подробно рассмотрено в монографии [31]) и Ватсона можно получить асимптотику ($\eta_0 \rightarrow 0$)

$$\frac{\delta d_z}{d_0} \approx -1 + 2 \frac{\zeta(2)}{[\gamma_E + \ln(2/\eta_0)]\eta_0^2} + 8 \frac{\pi^2}{\eta_0^3} \times \left[\exp\left(-\frac{\pi^2}{\eta_0}\right) - 4 \exp\left(-\frac{2\pi^2}{\eta_0}\right) + \dots \right] - \frac{1}{6[\gamma_E + \ln(2/\eta_0)]} \times \left\{ 1 + \zeta(2) + \frac{\zeta(2)}{6[\gamma_E + \ln(2/\eta_0)]} \right\} + \frac{1}{\gamma_E + \ln(2/\eta_0)} \times \left\{ \frac{1}{72} [\zeta(2) - 1] + \frac{1}{\gamma_E + \ln(2/\eta_0)} \left\{ \frac{1}{432} + \frac{43}{21600} \zeta(2) + \frac{\zeta(2)}{2592[\gamma_E + \ln(2/\eta_0)]} \right\} \right\} \eta_0^2 + \dots,$$

где ζ – дзета-функция Римана; $\gamma_E \approx 0.577216$ – постоянная Эйлера.

Таким образом, скорость спонтанного излучения атома, расположенного точно между сферами и имеющего дипольный момент, который направлен по линии, соединяющей центры сфер, неограниченно возрастает при сближении наносфер.

4.3. Скорости спонтанных распадов атома, расположенного на поверхности одной из наносфер

Случай тангенциальной к поверхности ориентации дипольного момента тривиален: граничные условия таковы, что скорости распадов атома становятся равными нулю. С физической точки зрения это связано с тем, что наведенный на сферах дипольный момент равен дипольному моменту атома.

Случай нормальной к поверхности сферы ориентации диполя ($\mathbf{d}_0 = d_0 \mathbf{e}_z$) более сложен, и мы рассмотрим только те ситуации, когда атом расположен в самой удаленной от центра системы точке поверхности ($\xi' \rightarrow 0$) и в самой близкой к центру точке поверхности ($\xi' = \pi$). Без ограничения общности будем считать, что атом находится в плоскости $\phi' = 0$ ($y' = 0$).

Для атома в самой удаленной точке поверхности сферы ($\eta' = \eta_0$ и $\xi' \rightarrow 0$) из (19)–(21) можно получить следующее выражение для компоненты наведенного дипольного момента:

$$\begin{aligned} \delta d_z &= d_0 (\cosh \eta_0 + 2) + 16d_0 \sinh^3 \left(\frac{\eta_0}{2} \right) \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2} \right)^2 \\ &\times \frac{\exp[-(n+1/2)\eta_0]}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1} + 4a^2(U_1 - U_2) \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1/2}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1}, \end{aligned} \tag{29}$$

где

$$\begin{aligned} a^2(U_1 - U_2) &= -\frac{d_0}{C_{11} + 2C_{12}} \left\{ \sinh \eta_0 + 8 \sinh^3 \left(\frac{\eta_0}{2} \right) \right. \\ &\times \left. \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\exp[-(n+1/2)\eta_0]}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1} \right\}. \end{aligned} \tag{30}$$

Для атома в самой близкой к центру точке поверхности ($\eta' = \eta_0$ и $\xi' = \pi$) из (19)–(21) находим, что выражение для компоненты наведенного дипольного момента имеет вид

$$\begin{aligned} \delta d_z &= -d_0 (\cosh \eta_0 - 2) - 16d_0 \cosh^3 \left(\frac{\eta_0}{2} \right) \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(n + \frac{1}{2} \right)^2 \frac{\exp[-(n+1/2)\eta_0]}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1} + 4a^2(U_1 - U_2) \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1/2}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1}, \end{aligned} \tag{31}$$

где

$$\begin{aligned} a^2(U_1 - U_2) &= 8 \frac{d_0}{C_{11} + 2C_{12}} \cosh^3 \left(\frac{\eta_0}{2} \right) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \\ &\times \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\exp[(n+1/2)\eta_0]}{\exp[(2n+1)\eta_0] - 1}. \end{aligned} \tag{32}$$

Остальные компоненты дипольного момента по соображениям симметрии в обоих случаях равны нулю: $\delta d_x = \delta d_y = 0$.

Если сферы расположены очень близко друг к другу ($\eta_0 \rightarrow 0$), то ряды в выражениях (29)–(32) сходятся мед-

ленно. В этом случае они могут быть просуммированы с помощью преобразований Меллина и Ватсона. В результате в важном частном случае двух близко расположенных наносфер для наведенного дипольного момента получим простые выражения при $\xi' \rightarrow 0$ и $\xi' = \pi$ соответственно:

$$\begin{aligned} \frac{\delta d_z}{d_0} &\approx -1 + \frac{7}{2} \zeta(3) - \frac{3}{4} \frac{\zeta^2(2)}{\gamma_E + \ln(2/\eta_0)} - 2 \frac{\pi^3}{\eta_0^3} \\ &\times (8 + 3\eta_0^2 + \dots) \left[\exp\left(-\frac{\pi^2}{\eta_0}\right) + 4 \exp\left(-\frac{2\pi^2}{\eta_0}\right) + \dots \right] \\ &+ \frac{1}{16} \left\{ 7\zeta(3) + \frac{\zeta(2)}{\gamma_E + \ln(2/\eta_0)} \right. \\ &\times \left. \left\{ 1 - \frac{3}{2} \zeta(2) + \frac{\zeta(2)}{6[\gamma_E + \ln(2/\eta_0)]} \right\} \right\} \eta_0^2 + \dots \end{aligned} \tag{33}$$

и

$$\begin{aligned} \frac{\delta d_z}{d_0} &\approx -1 + 2 \frac{\zeta(2)}{[\gamma_E + \ln(2/\eta_0)]\eta_0^2} - \frac{1}{6[\gamma_E + \ln(2/\eta_0)]} \\ &\times \left\{ 1 - 5\zeta(2) + \frac{\zeta(2)}{6[\gamma_E + \ln(2/\eta_0)]} \right\} + \frac{1}{\gamma_E + \ln(2/\eta_0)} \\ &\times \left\{ \frac{1}{72} [11\zeta(2) - 5] + \frac{1}{\gamma_E + \ln(2/\eta_0)} \right. \\ &\times \left. \left\{ \frac{1}{432} - \frac{257}{21600} \zeta(2) + \frac{\zeta(2)}{2592[\gamma_E + \ln(2/\eta_0)]} \right\} \right\} \eta_0^2 + \dots \end{aligned} \tag{34}$$

Таким образом, если атом имеет дипольный момент, направленный по линии, соединяющей две идеально проводящие сферы, и сам находится на этой линии (на поверхности одной из сфер), то при их сближении скорость спонтанного излучения атома может как неограниченно возрастать (если атом находится на внутренней поверхности одной из наносфер), так и принимать конечные значения (если атом расположен на внешней поверхности сферы). В последнем случае скорости спонтанных распадов увеличиваются в $[(7/2)\zeta(3)]^2 \approx 17.7$ раза по сравнению со скоростью распадов в свободном пространстве, что почти в два раза превышает увеличение скорости распада атома, расположенного на поверхности одиночной сферы, составляющее 9 раз.

При этом главные члены выражения для индуцированных дипольных моментов (34) совпадают с главными членами выражения для индуцированных дипольных моментов (28) атома, расположенного между наносферами. Это совпадение является закономерным, т.к. в случае бесконечно малого расстояния между наносферами рассматриваемые положения атома становятся неразличимыми.

4.4. Большие расстояния между сферами

Значительный интерес также представляет случай, когда сферы расположены на расстояниях, существенно больших их радиусов. Это соответствует условию $-\eta_1 = \eta_2 = \eta_0 \rightarrow \infty$. Используя формулы (19)–(21), находим выражения для индуцированных дипольных моментов.

Дипольный момент ориентирован вдоль оси x ($\mathbf{d}_0 = d_0 \mathbf{e}_x$):

$$\begin{aligned} \delta d_x &\approx 2d_0 [2(\cosh \eta' - \cos \xi')]^{1/2} \left[3 \sin^2 \xi' \cosh \left(\frac{5}{2} \eta' \right) \right. \\ &\quad \left. - 2(\cosh \eta' - \cos \xi') \cosh \left(\frac{3}{2} \eta' \right) \right] \exp(-3\eta_0) + \dots, \\ \delta d_z &\approx -6d_0 [2(\cosh \eta' - \cos \xi')]^{1/2} \sin \xi' \end{aligned} \quad (35)$$

Дипольный момент ориентирован вдоль оси y ($\mathbf{d}_0 = d_0 \mathbf{e}_y$):

$$\begin{aligned} \delta d_y &\approx -2d_0 [2(\cosh \eta' - \cos \xi')]^{3/2} \\ &\quad \times \cosh \left(\frac{3}{2} \eta' \right) \exp(-3\eta_0) + \dots \end{aligned} \quad (36)$$

Дипольный момент ориентирован вдоль оси z ($\mathbf{d}_0 = d_0 \mathbf{e}_z$):

$$\begin{aligned} \delta d_x &\approx -6d_0 [2(\cosh \eta' - \cos \xi')]^{1/2} \sin \xi' \\ &\quad \times \left[\sinh \left(\frac{3}{2} \eta' \right) - \cos \xi' \sinh \left(\frac{5}{2} \eta' \right) \right] \exp(-3\eta_0) + \dots, \\ \delta d_z &\approx 2d_0 [2(\cosh \eta' - \cos \xi')]^{3/2} \\ &\quad \times \left[2 \cosh \left(\frac{1}{2} \eta' \right) - 4 \cos \xi' \cosh \left(\frac{3}{2} \eta' \right) \right. \\ &\quad \left. - (1 - 3 \cos^2 \xi') \cosh \left(\frac{5}{2} \eta' \right) \right] \exp(-3\eta_0) + \dots \end{aligned} \quad (37)$$

Все не указанные в (35)–(37) компоненты наведенного дипольного момента равны нулю.

Выражения (35)–(37) непригодны, если атом покоится на одной из сфер или расположен вблизи нее. Пусть, например, атом находится на поверхности сферы ($\eta' = \eta_0$), тогда в случае сфер, расположенных далеко друг от друга, выражения для отличных от нуля компонент наведенного дипольного момента имеют следующий вид.

Дипольный момент ориентирован вдоль оси x :

$$\begin{aligned} \frac{\delta d_x}{d_0} &\approx 2 - 3 \cos^2 \xi' + 2 \cos \xi' \sin^2 \xi' \exp(-\eta_0) \\ &\quad + 6(1 + 3 \cos 2\xi') \sin^2 \xi' \exp(-2\eta_0) + 3(-1 + 4 \cos \xi' \\ &\quad + 8 \cos 3\xi') \sin^2 \xi' \exp(-3\eta_0) + \dots, \\ \frac{\delta d_z}{d_0} &\approx \frac{3}{2} \sin 2\xi' - 3(\sin \xi' - \sin 3\xi') \exp(-\eta_0) \\ &\quad - 3 \left(2 \sin 2\xi' - \frac{3}{2} \sin 4\xi' \right) \exp(-2\eta_0) + 3(\sin \xi' + \sin 2\xi' \\ &\quad - 3 \sin 3\xi' + 2 \sin 5\xi') \exp(-3\eta_0) + \dots \end{aligned} \quad (38)$$

Дипольный момент ориентирован вдоль оси y :

$$\delta d_y = -d_0. \quad (39)$$

Дипольный момент ориентирован вдоль оси z :

$$\begin{aligned} \frac{\delta d_x}{d_0} &\approx \frac{3}{2} \sin 2\xi' + 6 \cos 2\xi' \sin \xi' \exp(-\eta_0) - \\ &\quad - 3 \left(2 \sin 2\xi' - \frac{3}{2} \sin 4\xi' \right) \exp(-2\eta_0) + 3 \left(\sin \xi' - \frac{1}{2} \sin 2\xi' \right. \\ &\quad \left. - 3 \sin 3\xi' + 2 \sin 5\xi' \right) \exp(-3\eta_0) + \dots, \\ \frac{\delta d_z}{d_0} &\approx -1 + 3 \cos^2 \xi' - 12 \cos 2\xi' \sin^2 \xi' \exp(-\eta_0) \\ &\quad - 6(1 + 3 \cos 2\xi') \sin^2 \xi' \exp(-2\eta_0) + 3(1 + \cos \xi' + \cos 2\xi' \\ &\quad - 3 \cos 3\xi' + 2 \cos 5\xi') \exp(-3\eta_0) + \dots \end{aligned} \quad (40)$$

Оставив в этих выражениях главные члены, мы замечаем, что в зависимости от того, где расположен атом, можно получить разные значения скорости спонтанного распада для различных ориентаций дипольного момента атома. Так, полагая $\xi' = 0$ ($\xi' = \pi$) или $\xi' = \pi/2$, мы получаем относительную скорость спонтанного распада, равную 9 (если дипольный момент атома ориентирован вдоль нормали к поверхности сферы) или нулю (если дипольный момент ориентирован перпендикулярно нормали к поверхности). Это полностью согласуется с результатами, полученными при решении задачи о спонтанном излучении атома вблизи одиночной сферы [17, 18].

Выражения для индуцированного дипольного момента двух одинаковых сфер, расположенных на большом расстоянии друг от друга, можно получить и без использования бисферических координат. Суть этого способа заключается в замене сфер точечными диполями с поляризуемостью, равной поляризуемости сферы в однородном поле. Эта замена корректна, т. к. в данной ситуации поле в окрестности сфер почти однородно. Пусть атом расположен в точке с координатой \mathbf{r}_0 и имеет дипольный момент \mathbf{d}_0 . Обозначим дипольные моменты наносфер и радиусы-векторы их центров как $\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2$ и $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ соответственно. Положим, что радиусы наносфер $R_1 = R_2 = R_0$. Тогда самосогласованная система уравнений для дипольных моментов имеет вид

$$\mathbf{d}_1 = \varkappa [\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_1) + \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_1)], \quad (41)$$

$$\mathbf{d}_2 = \varkappa [\mathbf{E}_1(\mathbf{r}_2) + \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_2)],$$

где

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = -\frac{\mathbf{d}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3} + 3 \frac{(\mathbf{d}_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i))(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^5} \quad (i = 0, 1, 2). \quad (42)$$

В случае идеальной проводимости поляризуемость сферы $\varkappa = R_0^3$. Полный дипольный момент такой системы $\mathbf{d}_{\text{tot}} = \mathbf{d}_0 + \mathbf{d}_1 + \mathbf{d}_2$, а скорость спонтанного излучения задается формулой (4). Решение системы (41) достаточно просто найти, если в качестве оси симметрии вращения выбрать ось z и положить $-z_1 = z_2 = R_{12}/2$. Тогда для атома, расположенного в плоскости $y' = 0$, можно запи-

сать следующие выражения для отличных от нуля компонент наведенного дипольного момента.

Дипольный момент ориентирован вдоль оси x:

$$\delta d_x = d_0 \left(\frac{1}{R_0^3} + \frac{1}{R_{12}^3} \right)^{-1} \left(-\frac{1}{R_-^3} + 3 \frac{x'^2}{R_-^5} - \frac{1}{R_+^3} + 3 \frac{x'^2}{R_+^5} \right), \tag{43}$$

$$\delta d_z = 3d_0 \left(\frac{1}{R_0^3} - \frac{2}{R_{12}^3} \right)^{-1} \left(\frac{z' - R_{12}/2}{R_-^5} + \frac{z' + R_{12}/2}{R_+^5} \right) x'.$$

Дипольный момент ориентирован вдоль оси y:

$$\delta d_y = -d_0 \left(\frac{1}{R_0^3} + \frac{1}{R_{12}^3} \right)^{-1} \left(\frac{1}{R_-^3} + \frac{1}{R_+^3} \right). \tag{44}$$

Дипольный момент ориентирован вдоль оси z:

$$\delta d_x = 3d_0 \left(\frac{1}{R_0^3} + \frac{1}{R_{12}^3} \right)^{-1} \left(\frac{z' - R_{12}/2}{R_-^5} + \frac{z' + R_{12}/2}{R_+^5} \right) x', \tag{45}$$

$$\delta d_z = d_0 \left(\frac{1}{R_0^3} - \frac{2}{R_{12}^3} \right)^{-1} \times \left[-\frac{1}{R_-^3} + 3 \frac{(z' - R_{12}/2)^2}{R_-^5} - \frac{1}{R_+^3} + 3 \frac{(z' + R_{12}/2)^2}{R_+^5} \right],$$

где

$$R_{\pm} = \left[x'^2 + \left(z' \pm \frac{1}{2} R_{12} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Если выражения (43)–(45) разложить в ряд при $R_0 \rightarrow 0$, то можно получить точно такие же выражения, как и (35)–(40). Замечательной особенностью формул (43)–(45) является то, что они справедливы при любом положении атома относительно сфер, в том числе и на их поверхности. Это связано с тем, что в квазистатическом режиме дипольный момент наносферы всегда равен произведению поляризуемости на поле дипольного момента атома в центре сферы [7].

5. Графические иллюстрации и обсуждение результатов

В настоящем разделе в качестве примера будет рассмотрен кластер из двух одинаковых наносфер радиусом 50 нм. На рис.5 представлена скорость спонтанного распада атома, расположенного в плоскости $y' = 0$. Предполагается, что атом находится в любой точке данной плоскости и в этой точке разными оттенками серого цвета показано значение скорости спонтанного распада. Направление дипольного момента атома указано общепринятым значком: стрелкой или кружком.

Хорошо видно, что наибольшие значения скорость спонтанного распада принимает на поверхности одной из сфер, в той точке, где направление дипольного момента совпадает с направлением нормали к поверхности сферы (рис.5,а). При этом скорость спонтанного распада максимальна, если атом расположен на линии, соединяющей центры наносфер, с внутренней стороны сферы. Наименьшие значения (нуль) скорость спонтанного распада принимает, если диполь лежит на поверхности сферы и при этом его дипольный момент направлен перпендикулярно нормали к поверхности сферы (рис.5,б).

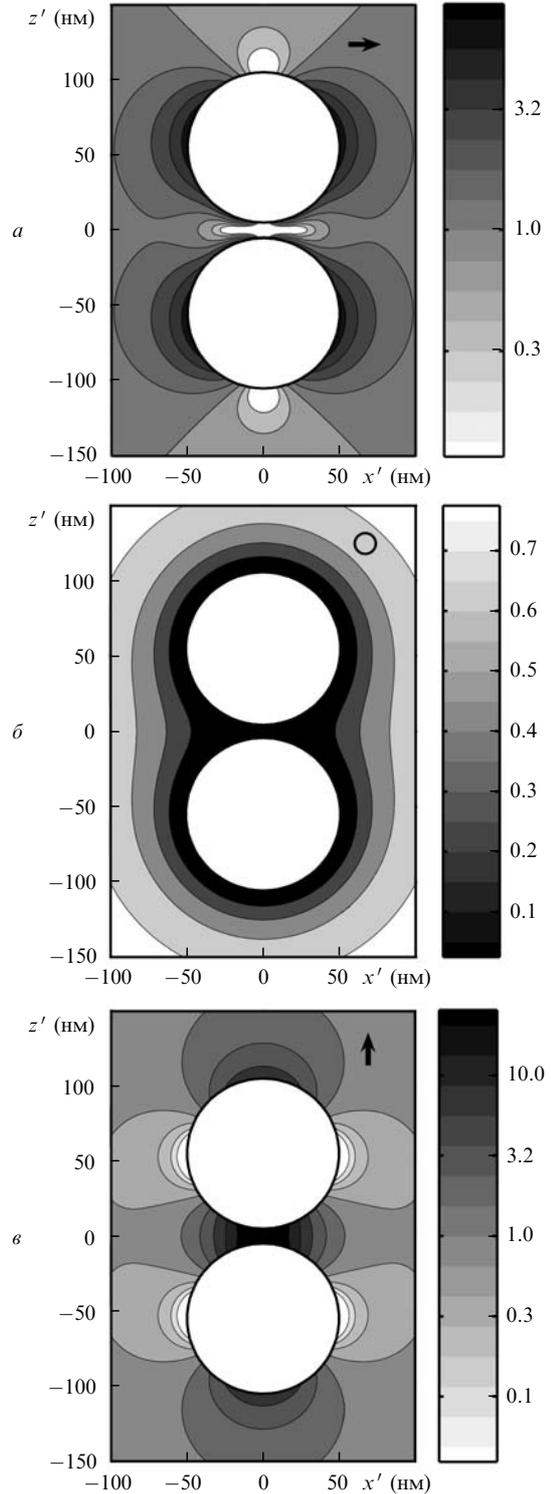


Рис.5. Скорость спонтанного распада атома (молекулы) в плоскости $y' = 0$ при ориентации дипольного момента вдоль осей x (а), y (б) и z (в). Радиусы сфер равны 50 нм, расстояние между их центрами составляет 110 нм.

При сближении наносфер скорость спонтанного распада неограниченно возрастает, если атом находится на оси вращения между сферами и имеет дипольный момент, ориентированный вдоль этой оси (рис.5,в) (см. формулы (34) и (28)), и стремится к нулю, если атом имеет дипольный момент, направленный перпендикулярно оси вращения, и расположен на ней в области между сферами (рис.5,а, б).

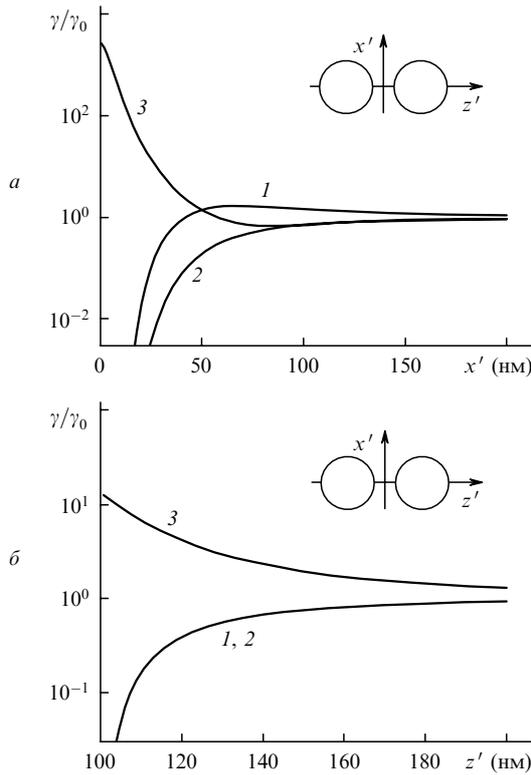


Рис.6. Скорость спонтанного распада атома (молекулы) как функция расстояния от атома до системы наносфер. Сферы имеют радиусы 50 нм, расстояние между их центрами равно 101 нм. Атом удаляется из точного центра между сферами вдоль оси x (а) и от внешней поверхности одной из сфер вдоль оси z (б). Дипольный момент ориентирован вдоль осей x (1), y (2) и z (3).

На рис.6 показано изменение скорости спонтанного распада по мере удаления атома от системы наносфер. Как и следовало ожидать, относительная скорость спонтанного распада на больших расстояниях от кластера стремится к единице, т. е. к значению, соответствующему скорости спонтанного распада атома (молекулы) в вакууме в отсутствие нанообъекта. Заметной здесь является большая скорость спонтанного распада для атома с z -ориентацией дипольного момента вблизи кластера (рис.6,а, кривая 3).

На рис.7 приведены зависимости скорости распада атома, находящегося в характерных точках системы, от расстояния между сферами и соответствующие им асимптотики. Снова хорошо видно значительное увеличение скоростей распада атома с z -ориентацией дипольного момента, расположенного внутри кластера (рис.7,а, б). Из рис.7 также следует, что полученные в данной работе асимптотические выражения (25), (28) и (33), (34), а также (35)–(40) (или (43)–(45)) позволяют описать весь диапазон изменения скорости спонтанного распада атома вблизи двух сфер.

6. Заключение

Таким образом, в настоящей работе исследован процесс спонтанного распада атома вблизи кластера из двух идеально проводящих наносфер. Найдены аналитические выражения для скоростей распада в виде рядов для произвольной геометрии системы. Более простые выражения получены для случая кластера из двух одинаковых сфер. Показано, что при близко расположенных сферах скорости спонтанных распадов могут неограниченно воз-

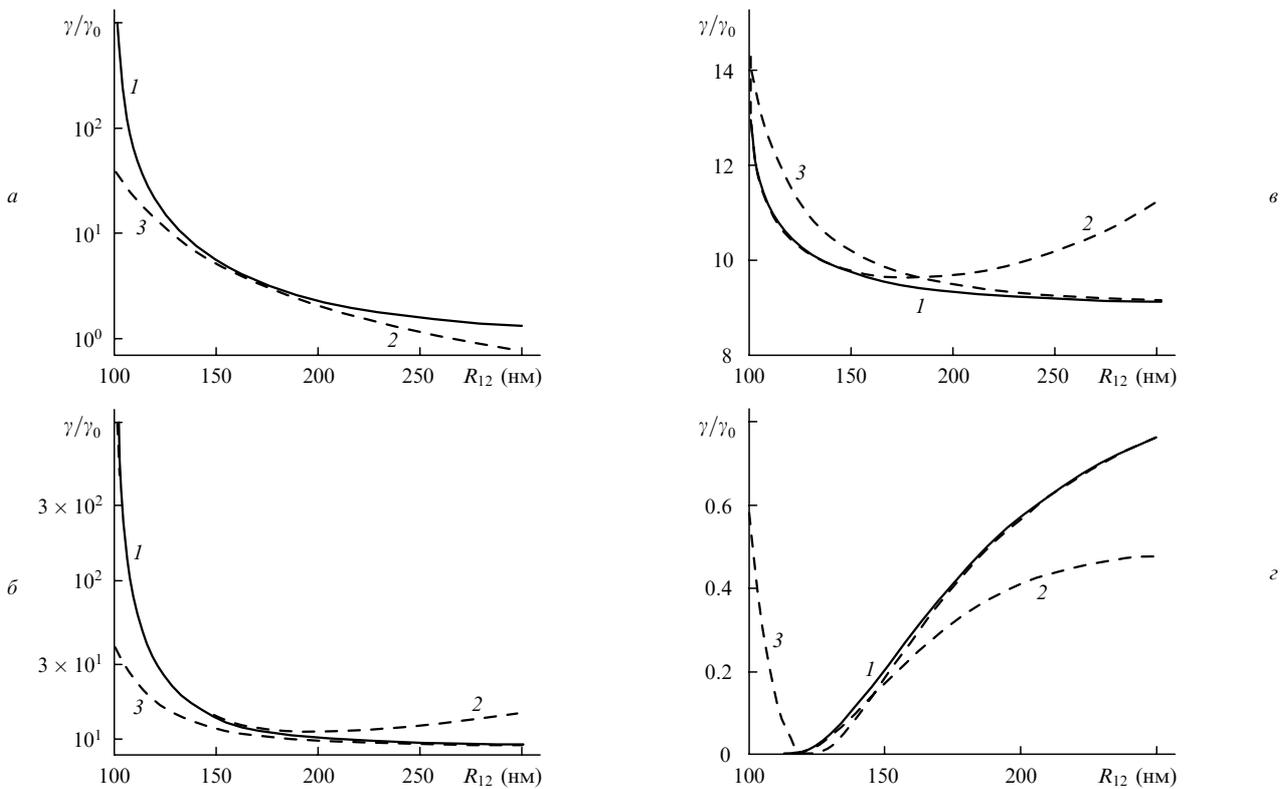


Рис.7. Скорость спонтанного распада атома (молекулы) как функция расстояния между сферами (1). Радиусы сфер равны 50 нм. Атом расположен точно между наносферами с z -ориентацией дипольного момента (а), на поверхности одной из сфер с внутренней стороны с z -ориентацией дипольного момента (б), на поверхности сферы с внешней стороны с z -ориентацией дипольного момента (в) и точно между сферами с x -ориентацией дипольного момента (г). Кривые 2 и 3 – асимптотики при $\eta_0 \rightarrow 0$ и $\eta_0 \rightarrow \infty$ соответственно.

растать для атома, находящегося между сферами и имеющего дипольный момент вдоль оси симметрии.

Полученные аналитические выражения важны не только для оперативной оценки влияния кластеров на флуоресценцию атомов и молекул, но и для оценки точности численных расчетов в более сложных случаях.

Разработанный в настоящей статье метод вычисления может быть обобщен на случай кластера из двух сфер, сделанных из произвольного материала. При этом, конечно, конкретные значения скоростей распада существенно изменяются. Результаты исследования спонтанного излучения атома вблизи более реалистичных металлических и диэлектрических кластеров будут представлены в отдельной публикации.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16211) и Программы Президиума РАН «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред».

- Purcell E.M. *Phys. Rev.*, **69**, 681 (1946).
- Cavity Quantum Electrodynamics*. Ed. by P.Berman (New York: Acad. Press, 1994).
- Liu Y., Bishop J., Williams L., Blair S., Herron J. *Nanotechnology*, **15**, 1368 (2004).
- Chah S., Hammond M.R., Zare R.N. *Chemistry & Biology*, **12**, 323 (2005).
- Brongersma M. *Nature Mater.*, **2**, 296 (2003).
- Protsenko I.E., Uskov A.V., Zaimidoroga O.A., Samoilo V.N., O'Reilly E.P. *Phys. Rev. A*, **71**, 063812 (2005).
- Guzatov D.V., Klimov V.V. *Chem. Phys. Lett.*, **412**, 341 (2005).
- Benisty H., De Neve H., Weisbuch C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1632 (1998).
- Curtis S. *Energy Start-ups Bank on Nanotechnology*, <http://nanotechweb.org/articles/news/4/5/2/1>.
- Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U., Yuan H.-K., Sarychev A.K., Drachev V.P., Kildishev A.V. *Negative Index of Refraction in Optical Metamaterials*, <http://arxiv.org/pdf/physics/0504091>.
- Klimov V.V., Ducloy M., Letokhov V.S. *Chem. Phys. Lett.*, **358**, 192 (2002).
- Lakowicz J.R., Malicka J., Gryczynski I., Gryczynski Z., Geddes C.D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, R240 (2003).
- Kneipp K., Kneipp H., Itzkan I., Dasari R.R., Feld M.S. *Chem. Rev.*, **99**, 2957 (1999).
- Xu H.X., Bjerneld E.J., Kall M., Borjesson L. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4357 (1999).
- Vo-Dinh T. *Trends Anal. Chem.*, **17**, 557 (1998).
- Nanophotonics: Assessment of Technology and Market Opportunities* (Mountain View, CA: Strategies Unlimited, 2005).
- Климов В.В., Дюкля М., Летохов В.С. *Квантовая электроника*, **31**, 569 (2001).
- Климов В.В. *УФН*, **173**, 1009 (2003).
- Metiu H. *Progress in Surface Science*, **17**, 153 (1984).
- Brouers F., Blacher S., Lagarkov A.N., Sarychev A.K., Gadenne P., Shalaev V.M. *Phys. Rev. B*, **55**, 13234 (1997).
- Genov D.A., Sarychev A.K., Shalaev V.M., Wei A. *Nano Lett.*, **4**, 153 (2004).
- Manoharan V.N., Elsesser M.T., Pine D.J. *Science*, **301**, 483 (2003).
- Chaumet P.C., Dufour J.P. *J. Electrostat.*, **43**, 145 (1998).
- Ruppin R. *Phys. Rev. B*, **26**, 3440 (1982).
- Ruppin R. *J. Phys. Soc. Japan*, **58**, 1446 (1989).
- Mishchenko M.I., Mackowski D.W., Travis L.D. *Appl. Opt.*, **34**, 4589 (1995).
- Blanco L.A., Garcia de Abajo F.J. *J. Quant. Spectr. Rad. Trans.*, **89**, 37 (2004).
- Wylie J.M., Sipe J.E. *Phys. Rev. A*, **30**, 1185 (1984); **32**, 2030 (1985).
- Chance R.R., Prock A., Sylbey R. *Adv. Chem. Phys.*, **37**, 1 (1978).
- Klimov V.V., Ducloy M. *Phys. Rev. A*, **69**, 013812 (2004).
- Бухгольц Г. *Расчет электрических и магнитных полей* (М.: ИЛ, 1961).
- Морс Ф., Фешбах Г. *Методы теоретической физики* (М.: ИЛ, 1958).
- Свешников А.Г., Тихонов А.Н. *Теория функций комплексной переменной* (М.: Наука, 1979).
- Watson G.N. *Proc. Roy. Soc.*, **XCV A**, 83 (1919).