

17. Кулаковский В Д, Кукушкин И В, Тимофеев В Б *ЖЭТФ* **81** 684 (1981)
18. Гадияк Г В, Лозовик Ю Е, Обрехт М С *ФТТ* **25** 1063 (1983)
19. Korolev A V, Liberman M A *Phys. Rev. A* **45** 1762 (1992)
20. Rice T M, in *Solid State Physics* Vol. 32 (Eds H Ehrenreich, F Seitz, D Turnbull) (New York: Academic Press, 1977) p. 1 [Райс Т и др. *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках* (М.: Мир, 1980) с. 11]
21. Hensel J C, Phillips T G, Thomas G A *Solid State Physics* Vol. 32 (Eds H Ehrenreich, F Seitz, D Turnbull) (New York: Academic Press, 1977) p. 88 [Райс Т и др. *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках* (М.: Мир, 1980) с. 101]
22. Jeffries C D, Keldysh L V (Eds) *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6) (Amsterdam: North-Holland, 1983) [*Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988)]
23. Тиходеев С Г *УФН* **145** 3 (1985)
24. Keldysh L V, Sibeldin N N, in *Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 16, Eds W Eisenmenger, A A Kaplyanski) (Amsterdam: North-Holland, 1986) p. 455
25. Келдыш Л В, Онищенко Т А *Письма в ЖЭТФ* **24** 70 (1976)
26. Андрушин Е А и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 210 (1976)
27. Кавецкая И В, Сибельдин Н Н, Цветков В А *ЖЭТФ* **105** 1714 (1994)
28. Kavetskaya I V, Sibeldin N N, Tsvetkov V A *Solid State Commun.* **97** 157 (1996)
29. Кавецкая И В и др. *ЖЭТФ* **111** 737 (1997)
30. Канская Л М, Кохановский С И, Сейсян Р П *ФТП* **13** 2424 (1979)
31. Кавецкая И В и др. *ЖЭТФ* **100** 2053 (1991)
32. Кавецкая И В, Сибельдин Н Н, Цветков В А *ФТТ* **34** 857 (1992)
33. Störmer H L, Martin R W *Phys. Rev. B* **20** 4213 (1979)
34. Кохановский С И, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Ленинград: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1982)
35. Гельмонт Б Л и др. *ФТП* **11** 238 (1977)
36. Keldysh L V *Contemp. Phys.* **27** 395 (1986)
37. Silin A P, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 619; [*Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К Д Джеффриса, Л В Келдыша) (М.: Наука, 1988) с. 449]
38. Черненко А В, Тимофеев В Б *ЖЭТФ* **112** 1091 (1997)

PACS numbers: 41.20. – q, 78.67. – n

Спонтанное излучение атома в присутствии нанотел

В.В. Климов

1. Введение

В настоящее время в связи с развитием нанотехнологий возникает вопрос о влиянии нанотел, т.е. тел, малых по сравнению с длиной волны, на оптические явления. Эта область оптики носит название нанооптики и является ее специфической частью, так как оптические явления вблизи нанотел определяются не столько длиной волны излучения, сколько характерными размерами нанотела. Уменьшение пространственного масштаба приводит к концентрации электромагнитных полей вблизи нанобъектов, в результате чего нанотела могут быть эффективно использованы при реализации нанотехнологий, для создания сканирующих микроскопов с нанометровым разрешением, для создания нелинейных оптических элементов, для управления флюоресценцией и спонтанным излучением и для других приложений.

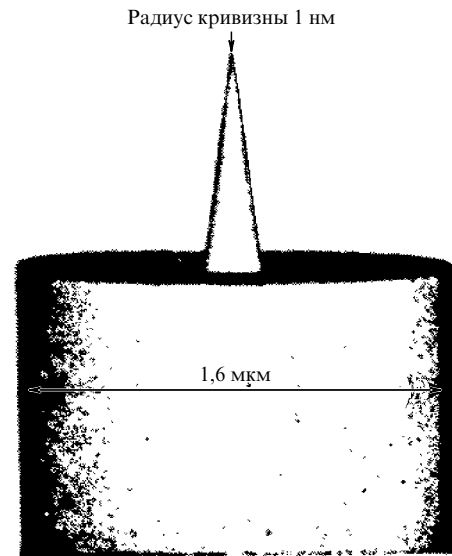


Рис. 1. Фотография иглы сканирующего микроскопа с помощью туннельного электронного микроскопа. Радиус кривизны острия около 1 нм [11, с. 131–139].

Ускорение или замедление спонтанного излучения атома в резонаторах, предсказанное в работах [1, 2], обнаружено в целом ряде экспериментальных работ [3–10], в которых размер резонатора был существенно больше длины волны или сравним с ней.

На практике, однако, часто возникают задачи о влиянии нанотел на спонтанное излучение атома и, в первую очередь, при исследовании отдельных молекул с помощью апертурных и безапертурных сканирующих микроскопов. На рисунке 1 показано типичное нанотело — игла безапертурного сканирующего микроскопа [11]. Наночастицы различной формы используются также для управления флюоресценцией [12]. В практике встречаются случаи, когда важно знать влияние нановолокон или нанопроволок на спонтанное излучение атомов [13–16].

В настоящей работе мы исследуем влияние нанотел различной формы (сферической, сфероидальной, цилиндрической и др.) и круглого нанотверстия на спонтанное излучение атома, расположенного вблизи них, с целью нахождения условий, при которых возможно эффективное управление спонтанным излучением атомов.

2. Теория спонтанного излучения атома в присутствии нанотел

При слабом взаимодействии атома и нанотела, т.е. в случае, когда распад является экспоненциальным, выражение для ширины линии γ имеет вид [17, 18]

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 + \frac{3}{2} \operatorname{Im} \frac{\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0)}{d_0^2 k^3}, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0)$ описывает отраженное поле диполя \mathbf{d}_0 вблизи нанотела на частоте излучения атома ω_0 в точке расположения атома \mathbf{r} и может быть найдено из решения уравнений Максвелла, γ_0 — ширина линии в вакууме, $k = \omega_0/c$.

Выражение (1) описывает полную скорость распада атома, т.е. скорость ухода энергии на бесконечность и

скорость поглощения энергии в нанотеле, и применимо для тел, состоящих из любого материала. Весьма примечательно, что выражение (1) справедливо как в классической, так и в квантово-электродинамической постановке задачи [19–21]. Таким образом, нахождение скорости спонтанных распадов вблизи нанотела сводится к нахождению отраженного поля и анализу выражения (1). Нахождение отраженного поля — сложная задача, которая далеко не всегда имеет аналитическое решение.

В случае нанотел часто можно использовать теорию возмущения по малому параметру $ka = 2\pi a/\lambda$, где a — характерный размер нанотела, λ — длины волны излучения (теория Рэлея), при этом выражение для отраженного поля может быть представлено в виде ряда по степеням волнового вектора k :

$$\frac{\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^{(R)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega_0)}{d_0^2} = a_1(\mathbf{r}) + b_1(\mathbf{r})k + c_1(\mathbf{r})k^2 + id_1(\mathbf{r})k^3 + \dots, \quad (2)$$

где a_1, b_1, c_1, d_1 — коэффициенты, определяемые из решения соответствующих квазистатических задач. Первые три члена описывают ближние поля, в то время как, начиная с четвертого члена, возникают поля излучения. Подставляя разложение (2) в (1) для полной скорости спонтанных распадов вблизи нанотела, получим

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{3}{2} \operatorname{Im} \left(\frac{a_1(\mathbf{r})}{k^3} + \frac{b_1(\mathbf{r})}{k^2} + \frac{c_1(\mathbf{r})}{k} \right) + 1 + \frac{3}{2} \operatorname{Re} d_1(\mathbf{r}) + \dots \quad (3)$$

В этом выражении первый член отличен от нуля только для поглощающих сред и описывает нерадиационные потери. Второй и третий члены отличны от нуля также и в отсутствие поглощения и описывают радиационные потери. Таким образом, для нахождения нерадиационных и радиационных потерь в первом приближении достаточно определить a_1 и d_1 соответственно. Для нахождения члена с a_1 достаточно решить квазистатическую задачу с дипольным источником. Определение радиационных потерь, описываемых членами третьего порядка по k , прямым путем представляется сложной задачей. Однако в случае атома, расположенного близко к нанотелу, излучение является дипольным, а полный дипольный момент системы атом + нанотело может снова быть получен из решения квазистатической задачи в низшем приближении. Таким образом, в случае нанотел радиационная ширина линии будет описываться выражением

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{\text{radiative}} = \frac{|\mathbf{d}_{\text{tot}}|^2}{|\mathbf{d}_0|^2}, \quad (4)$$

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

Таким образом, чтобы определить 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.

Несмотря на то что изложенные выше теоретические подходы базируются на основных принципах квантовой электродинамики, желательна экспериментальная про-

верка конкретных теоретических результатов, так как использование концепции диэлектрической проницаемости нанотела рано или поздно становится неприменимым.

Эксперименты с отдельными атомами вблизи макроскопических тел весьма сложны, и в настоящее время надежные экспериментальные данные имеются только для времен жизни атомов и ионов вблизи частично отражающей плоской поверхности [22, 23]. Результаты этих экспериментов продемонстрировали блестящее совпадение с теорией вплоть до нанометровых расстояний.

3. Спонтанное излучение атома вблизи наносферы

Если атом расположен вблизи наносферы, то можно получить аналитические выражения для скоростей спонтанных распадов, справедливые при любых размерах сферы и при любом положении атома [24–28].

В случае наносферы, т.е. сферы малого по сравнению с длиной волны радиуса a ($ka \rightarrow 0$), для атома, расположенного на расстоянии r от центра и имеющего радиальную ориентацию дипольного момента, радиационная ширина имеет вид

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{\text{radiative}}_{\text{radial}} \xrightarrow{ka \rightarrow 0} \left| 1 + \frac{2(\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 2} \left(\frac{a}{r} \right)^3 \right|^2 + O((ka)^2), \quad (5)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость сферы на частоте излучения атома.

Выражение (5) справедливо для большинства практически важных ситуаций. В особом случае плазмонного резонанса, когда выполняется условие $|\varepsilon + 2| \ll (ka)^2 \ll 1$, выражение (5) неприменимо. При $\varepsilon \approx -2$ для наносфер вместо выражения (5) имеем

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{\text{radiative}}_{\text{radial}} \xrightarrow{\varepsilon = -2, ka \rightarrow 0} \frac{25}{4(ka)^4} \left(\frac{a}{r} \right)^6. \quad (6)$$

Отсюда видно, что в случае плазмонного резонанса возможно существенное повышение скорости спонтанных переходов (фактор $(ka)^{-4}$).

Если атом расположен внутри наносферы, скорость радиационных распадов описывается выражением

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{\text{radiative}}_{\text{radial}} \xrightarrow{ka \rightarrow 0} \frac{9}{|\varepsilon + 2|^2} + O((ka)^2), \quad (7)$$

которое в случае плазмонного резонанса принимает вид

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{\text{radiative}}_{\text{radial}} \xrightarrow{\varepsilon = -2, ka \rightarrow 0} \frac{25}{16(ka)^4}. \quad (8)$$

Заметим, что главные члены в (7), (8) не зависят от положения атома внутри сферы.

В целом наносфера оказывает существенное влияние на процесс распада возбужденного состояния атома. Когда наносфера диэлектрическая ($\varepsilon > 1$), энергия возбуждения испускается в виде фотонов, причем скорость такого радиационного распада увеличивается или уменьшается в несколько раз в зависимости от ориентации дипольного момента перехода. В особом случае (плазмонного резонанса, $\varepsilon \approx -2$) процесс распада остается радиационным (энергия в виде фотонов уходит на бес-

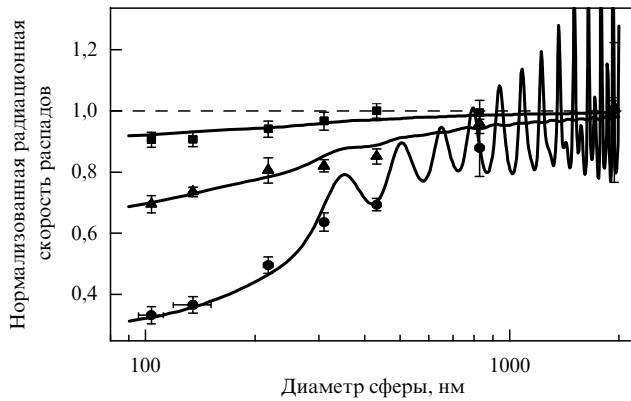


Рис. 2. Результаты экспериментальных измерений скорости распада атома в полистироновых наносферах, помещенных в воздух (●), воду (▲) и иммерсионное масло (■) [29]. Сплошные кривые — теория [24–28].

конечность), но его скорость увеличивается обратно пропорционально четвертой степени радиуса сферы.

В [29] было проведено экспериментальное исследование спонтанного излучения ионов Eu, расположенных в нано- и микросферах. Из сравнения результатов эксперимента и теории (рис. 2) видно, что они хорошо согласуются в области наносфер.

4. Спонтанное излучение атома вблизи кругового цилиндра

В этом случае можно получить аналитическое решение для цилиндра любых размеров и для любого положения атома [30–32]. Если имеется наночилиндр, то ситуация усложняется тем, что здесь возможно распространение основных волноводных мод любой частоты и энергия возбуждения атома может излучиться на бесконечность (в виде сферических волн) или захватиться волноводными модами. В случае вещества с потерями возможен и нерadiационный канал распада.

Рассмотрим сначала диэлектрический наночилиндр (нановолокно) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon > 1$. Радиационные распады атома с радиальной ориентацией дипольного момента, расположенного на расстоянии ρ от оси такого цилиндра радиусом a , описываются выражением

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{radial}}^{\text{radiative}} = \left|1 + \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \frac{a^2}{\rho^2}\right|^2, \quad (9)$$

в то время как нерadiационные распады описываются выражениями

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{radial}}^{\text{nonradiative}} = -\frac{3}{\pi k^3} \sum_{m=0}^{\infty} (2 - \delta_{m,0}) \times \int_0^{\infty} dh h^2 K_m'^2(h\rho) \text{Im} G_m(ha), \quad (10)$$

где коэффициенты $G_m(ha)$ имеют вид

$$G_m(s) = \frac{(\varepsilon - 1) I_m'(s) I_m(s)}{K_m'(s) I_m(s) - \varepsilon K_m(s) I_m'(s)}. \quad (11)$$

Если атом расположен очень близко к поверхности, то вместо (10) получим более простое выражение,

аналогичное выражению для нерadiационных распадов вблизи плоской поверхности:

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{radial}}^{\text{nonradiative}} = \text{Im} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \right) \frac{3}{16k^3(\rho - a)^3}. \quad (12)$$

Кроме того, испущенный фотон может захватиться волноводными модами:

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{radial}}^{\text{guided}} = \frac{48\varepsilon^2}{(\varepsilon - 1)^2(ka)^6} \exp\left(-\frac{2}{(ka)^2} \frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon - 1} + \dots\right). \quad (13)$$

Энергия, захваченная волноводными модами, может быть существенной частью (до 70 %) полной энергии распада, но радиальная локализация этой моды существенно уменьшается по мере уменьшения радиуса нановолокна.

В случае металлического наночилиндра, т.е. нанопроволоки с $\text{Re} \varepsilon < -1$, скорость радиационных распадов снова описывается выражением (9), в то время как скорость распада в симметричные волноводные моды — выражением

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{radial}}^{\text{guided}} = -3s^* I_0(s^*) K_1^2(s^*) \times \left\{ (ka)^3 K_0(s^*) \frac{d}{ds} [I_0(s) K_1(s) + \varepsilon I_1(s) K_0(s)]_{s=s^*} \right\}^{-1}, \quad (14)$$

где s^* — решение уравнения

$$s^2 = \frac{2}{(\varepsilon - 1) [\ln(s/2) + \gamma]}.$$

Анализ выражения (14) показывает, что из-за возбуждения симметричных волноводных мод скорость распада может быть увеличена на несколько порядков при уменьшении радиуса нанопроволоки.

В целом, цилиндр малого по сравнению с длиной волны радиуса (наночилиндр) оказывает значительное влияние на процесс распада возбужденного состояния атома. В присутствии нанопроволоки процесс распада в основном определяется захватом излучения симметричными волноводными модами, что приводит к существенному ускорению распадов при уменьшении радиуса (радиальная ориентация дипольного момента перехода). В случае диэлектрического цилиндра процесс распада сложнее: часть энергии излучается в виде фотонов на бесконечность, а оставшаяся часть энергии преобразуется в энергию незатухающих волноводных мод цилиндра и, следовательно, не излучается.

5. Спонтанное излучение атома вблизи нанотверстия

Чтобы описать работу апертурных сканирующих микроскопов с отдельной молекулой в качестве объекта, важно знать свойства спонтанного излучения вблизи отверстия. Для нанотверстия задача рассмотрена в [33], где были найдены относительно простые аналитические выражения при произвольном положении атома и ориентации его дипольного момента. Особенность данной задачи состоит в том, что при любой ориентации дипольного момента атома излучение в разные стороны от плоскости $z = 0$ можно описать с помощью эффективного диполя, ориентированного по нормали к плоскости.

Более того, величина дипольного момента для разных полупространств может быть разной.

Для полной скорости спонтанных распадов соответственно получим

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{1}{2} \left(\frac{d_{\text{tot}}^{+2}}{d_0^2} + \frac{d_{\text{tot}}^{-2}}{d_0^2} \right). \quad (15)$$

В выражении (15) первый член в правой части описывает излучение в верхнее полупространство, второй член — в нижнее полупространство.

В частных случаях выражения становятся совсем простыми. Так, например, если атом расположен на оси системы (ось z), то излучение возможно только для атома с дипольным моментом по оси z , а сами дипольные моменты, описывающие излучение в верхнее и нижнее полупространства, имеют вид

$$\frac{d_{\text{tot}}^{\pm}}{d_0} = 1 \pm \frac{2}{\pi} \left[\arctan\left(\frac{z}{a}\right) + \frac{az}{a^2 + z^2} \right], \quad (16)$$

где a — радиус отверстия.

Зависимости скорости распада атома от его положения в этом случае показаны на рис. 3а. При $z = 0$

$$\frac{d_{\text{tot}}^{+}}{d_0} = \frac{d_{\text{tot}}^{-}}{d_0} = 1,$$

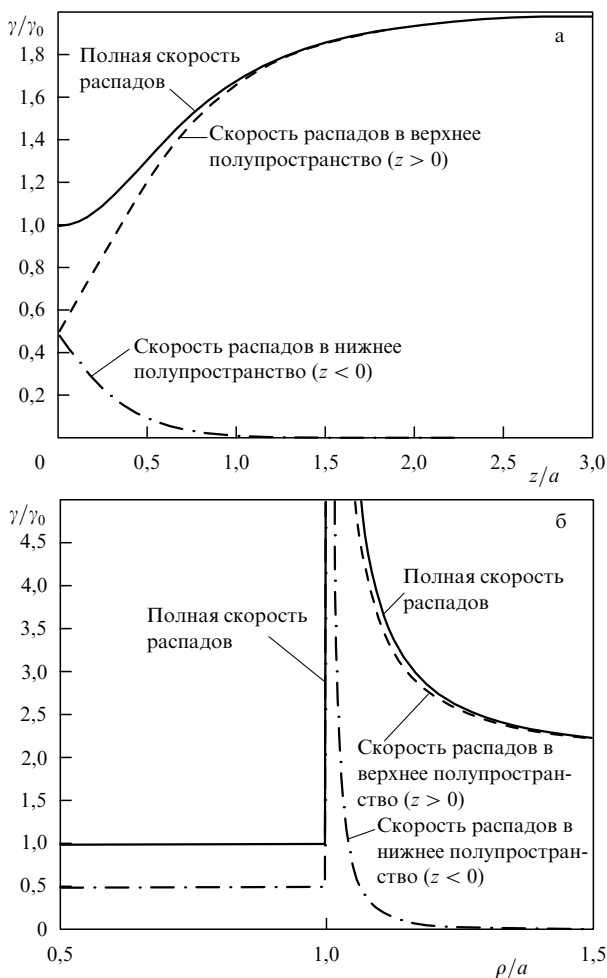


Рис. 3. Зависимости скорости распада атома с нормальной к плоскости отверстия ориентацией дипольного момента от его положения: (а) атом расположен на оси ($\rho = 0, z > 0$); (б) атом расположен непосредственно над плоскостью отверстия ($z = 0^+$).

т.е. если атом находится в центре отверстия, атом излучает так, как излучал бы в свободном пространстве. При $z \rightarrow \infty$

$$\frac{d_{\text{tot}}^{+}}{d_0} = 2, \quad \frac{d_{\text{tot}}^{-}}{d_0} = 0$$

и атом излучает с удвоенным дипольным моментом в верхнее полупространство. Заметим, что предел $z \rightarrow \infty$, конечно, означает только, что $\lambda \gg z \gg a$. При удалении атома на расстояния, сравнимые с длиной волны, нанотверстие перестает влиять на излучение и следует использовать выражения для скорости спонтанных распадов в присутствии плоскости без отверстия [8].

Рассмотрим теперь скорость распадов для атома с z -ориентацией дипольного момента, расположенного в плоскости $z = 0^+$ (рис. 3б). В этом случае скорость распадов атома в самом отверстии не изменяется по сравнению со случаем свободного пространства при любом его положении:

$$\frac{d_{\text{tot}}^{+}}{d_0} = \frac{d_{\text{tot}}^{-}}{d_0} = 1.$$

Если же атом расположен вне отверстия ($z \approx 0, \rho > a$), выражения для дипольных моментов, описывающие излучение в верхнее и нижнее полупространства, принимают вид

$$\frac{d_{\text{tot}}^{\pm}}{d_0} = 1 \pm \frac{2}{\pi} \left(\frac{a}{\sqrt{\rho^2 - a^2}} + \arcsin \frac{\sqrt{\rho^2 - a^2}}{a\rho} \right), \quad \rho > a. \quad (17)$$

Из (17) видно, что вблизи кромки отверстия скорость распадов существенно увеличивается, причем излучение распространяется как в верхнее, так и в нижнее полупространства.

Рассмотрим теперь скорость распадов для атома с ρ -ориентацией дипольного момента, расположенного в плоскости $z = 0$. (Скорость распадов для атома с φ -ориентацией дипольного момента в нашем приближении тождественно равна нулю.) В случае $\rho < a$ выражения дипольных моментов, описывающие поля в верхнем и нижнем полупространствах, принимают вид

$$d_{\text{tot}}^{\pm} = \mp \frac{2}{\pi} \frac{\rho}{\sqrt{a^2 - \rho^2}}, \quad \rho < a. \quad (18)$$

Вне отверстия $\rho > a$ из-за граничных условий для идеально проводящей плоскости полный дипольный момент будет равен нулю. Из выражения (18) видно, что вблизи кромки отверстия существенно увеличивается скорость распадов, причем излучение распространяется как в верхнее, так и в нижнее полупространства.

6. Спонтанное излучение атома вблизи вытянутого сфероида вращения

В связи с невозможностью аналитического решения задачи об излучении атома вблизи сфероида конечных размеров в этом разделе рассмотрим случай малого по сравнению с длиной волны вытянутого сфероида, причем мы также будем считать, что атом расположен вблизи сфероида. Тогда скорость спонтанных распадов определяется полным дипольным моментом системы,

который можно найти, решая квазистатическую задачу [34].

Решение электростатической задачи для вытянутого сфероида с полуосями a, b ($a > b$) естественно проводить в вытянутых сфероидальных координатах, в которых ось z совпадает с осью системы. Если атом с дипольным моментом вдоль оси z расположен в точке z на оси сфероида, радиационные скорости распада описываются выражением

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\parallel} = \left| 1 + (\varepsilon - 1) \times \xi_0 \left[\xi_0 \frac{d}{d\xi_0} Q_1(\xi_0) - \varepsilon Q_1(\xi_0) \right]^{-1} \frac{d}{d\xi} Q_1(\xi) \right|^2, \quad (19)$$

где $\xi_0 = a/\sqrt{a^2 - b^2}$, $\xi = z/\sqrt{a^2 - b^2}$, $Q_1(x)$ — функция Лежандра второго рода.

Заметим, что при некоторых действительных значениях диэлектрической проницаемости выражение в квадратных скобках в (19) обращается в 0 и, следовательно, не существует решения квазистатической задачи. В результате, как и в случае диэлектрической сферы, возникает плазмонный резонанс, который может быть описан только в рамках полной электродинамической теории. Очевидно, что при этом происходит существенное увеличение скорости распада (см. (6)).

В целом, влияние сфероида на спонтанное излучение атома является промежуточным между случаями сферы и цилиндра и позволяет эффективно управлять скоростью как радиационных, так и нерадиационных процессов распада возбужденного состояния атома. Важная

особенность сфероида состоит в том, что в зависимости от его формы, т.е. от отношения полуосей, его можно "настроить" на плазмонные резонансы того или иного вещества. Это позволяет, с одной стороны, управлять процессами спонтанного распада, а с другой — определять частоты плазмонных колебаний вещества сфероида.

Существенное ускорение спонтанных распадов вблизи наносфероида в случае плазмонного резонанса может быть положено в основу работы безапертурного сканирующего микроскопа с отдельной молекулой в качестве объекта [34]. В таком микроскопе игла микроскопа аппроксимируется вытянутым наносфероидом, в котором возможно возбуждение плазмонного резонанса на частоте излучения молекулы. При этом предполагается, что полоса поглощения молекулы находится вдали от плазмонного резонанса. Предварительные расчеты показывают [35], что в микроскопе такого рода возможно определение с нанометровым разрешением как положения молекулы, так и ориентации дипольного момента молекулы. На рисунке 4 приведены результаты моделирования процесса сканирования при различных ориентациях молекулы.

7. Заключение

Разработанная теория позволяет исследовать и другие нанотела (конус [36, 37], нанопузырек [38]). Во всех случаях удастся найти относительно простые аналитические выражения для изменения ширины линии и частоты спонтанного излучения вблизи различных нанотел. Полученные результаты могут быть использованы для разработки новых типов сканирующих микроскопов с отдельным атомом или молекулой в качестве объекта, для управления движением атомов ближними полями нанотел, для создания источников фотонов с заданными свойствами. Кроме того, нанотела могут быть использованы для изучения свойств слабых квадрупольных переходов, которые существенно ускоряются вблизи нанотел [39].

Автор выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований и ФЦП "Интеграция" за финансовую поддержку настоящей работы.

Список литературы

1. Purcell E M *Phys. Rev.* **69** 681 (1946)
2. Бункин Ф В, Ораевский А Н *Изв. вузов. Радиофиз.* **2** (2) 181 (1959)
3. Kleppner D *Phys. Rev. Lett.* **47** 233 (1981)
4. Goy P et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 1903 (1983)
5. Hulet R G, Hilfer E S, Kleppner D *Phys. Rev. Lett.* **55** 2137 (1985)
6. Gabrielse G, Dehmelt H *Phys. Rev. Lett.* **55** 67 (1985)
7. Berman P R (Ed.) *Cavity Quantum Electrodynamics* (Boston: Academic Press, 1994)
8. Haroche S, in *Fundamental Systems in Quantum Optics: Les Houches, Session LIII* (Eds J Dalibard, J-M Raimond, J Zinn-Justin) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 767
9. Jhe W et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 666 (1987)
10. Lin H-B et al. *Phys. Rev. A* **45** 6756 (1992)
11. Pohl D W, Courjon D (Eds) *Near Field Optics* (NATO ASI Series, Ser. E, Vol. 242) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1993)
12. Mohamed M B et al. *Chem. Phys. Lett.* **317** 517 (2000)
13. Lyon W A, Nie S *Anal. Chem.* **69** 3400 (1997)
14. Zander C et al. *Chem. Phys. Lett.* **286** 457 (1998)
15. Denschlag J, Umshaus G, Schmiedmayer J *Phys. Rev. Lett.* **81** 737 (1998)
16. Denschlag J et al. *Appl. Phys. B: Laser Opt.* **69** 291 (1999)
17. Chance R R, Prock A, Sylbey R *Adv. Chem. Phys.* **37** 1 (1978)

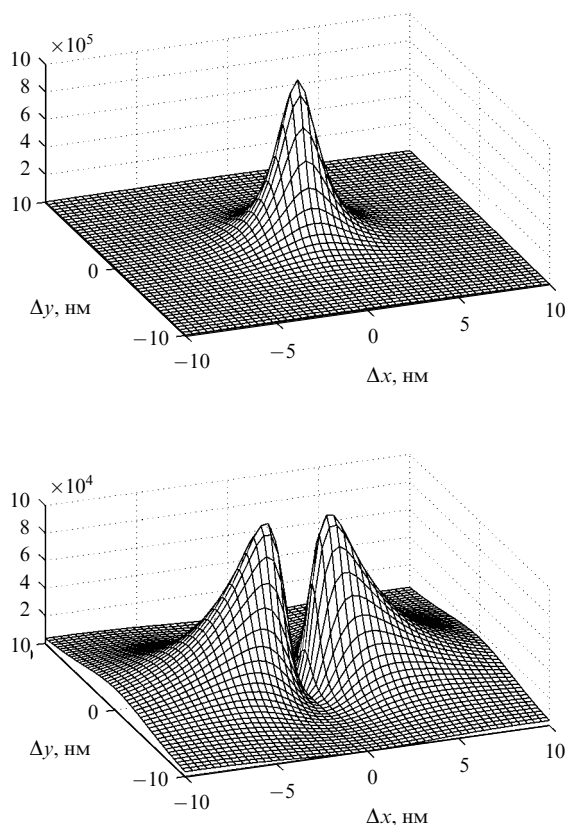


Рис. 4. Сигналы сканирования молекул с различной ориентацией дипольного момента. Игла микроскопа моделируется серебряным наносфероидом [35].

18. Климов В В, Дюклуа М, Летохов В С *Квантовая электрон.* **31** 569 (2001)
19. Wylie J M, Sipe J E *Phys. Rev. A* **30** 1185 (1984); **32** 2030 (1985)
20. Dung H T, Knöll L, Welsch D-G *Phys. Rev. A* **62** 053804 (2000)
21. Knoll L, Scheel S, Welsch D-G, quant-ph/0006121 (v1)
22. Amos R M, Barnes W L *Phys. Rev. B* **55** 7249 (1997)
23. Drexhage K H, in *Progress in Optics* Vol. 12 (Ed. E Wolf) (Amsterdam: North-Holland, 1974) p. 165
24. Chew H J. *Chem. Phys.* **87** 1355 (1987)
25. Chew H *Phys. Rev. A* **38** 3410 (1988)
26. Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *J. Mod. Opt.* **43** 549 (1996)
27. Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *J. Mod. Opt.* **43** 2251 (1996)
28. Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *Phys. Rev. A* **59** 2996 (1999)
29. Schniepp H, Sandoghdar V *Phys. Rev. Lett.* **89** 257403 (2002)
30. Klimov V V, Ducloy M *Phys. Rev. A* **62** 043818 (2000)
31. Żakowicz W, Janowicz M *Phys. Rev. A* **62** 013820 (2000)
32. Klimov V V, Ducloy M "Spontaneous emission rate of an excited atom placed near a nanofiber", physics/026048 *Phys. Rev. A* (submitted)
33. Климов В В *Спонтанное излучение атома вблизи нанотверстия* (будет опубликовано)
34. Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *Eur. Phys. J. D* **20** 133 (2002)
35. Klimov V V, Ducloy M, Letokhov V S *Chem. Phys. Lett.* **358** 192 (2002)
36. Климов В В *Письма в ЖЭТФ* **68** 610 (1998)
37. Климов В В, Первенцев Я А *Квантовая электрон.* **29** 9 (1999)
38. Klimov V V, Letokhov V S *Chem. Phys. Lett.* **301** 441 (1999)
39. Klimov V V, Letokhov V S *Phys. Rev. A* **54** 4408 (1996)

PACS numbers: 71.20.Nr, 73.20.-r

Электронные свойства узкощелевых полупроводников типа IV – VI

Б.А. Волков

1. Модель зонного спектра полупроводников типа IV – VI в приближении сильной связи

Полупроводники типа IV – VI представляют собой соединения элементов IV группы (металлы Pb, Sn, Ge) и халькогенидов (Te, Se, S)¹. Они кристаллизуются в структуре типа NaCl. В идеальном отношении оказывается существенной близость электронных спектров и кристаллических структур соединений IV – VI и полуметаллов группы висмута. В полупроводниках IV – VI, как и в кристаллах элементов V группы, на один атом в среднем приходится по три р-электрона. Два s-электрона формируют глубокие узкие зоны и участия в актуальных валентных связях практически не принимают. Поэтому валентные зоны и зоны проводимости следует строить из р-орбиталей (p_x , p_y , p_z), кубическая симметрия которых отражает кубическую структуру связей в IV – VI соединениях. Если бы атомы металла и халькогена сделать химически одинаковыми, то их ГЦК-решетка превратилась бы в простую кубическую с нечетным (три) числом электронов на ячейку. Согласно теореме Латтинджера такая структура должна быть металлом. Из подобной прафазы исходили Абрикосов и Фальковский [6] при объяснении полуметаллического характера спектра висмута, ромбоэдрическую решетку которого можно рассматривать как слабо искаженную простую кубическую.

¹ Подробное описание моих с коллегами (как теоретиками, так и экспериментаторами) работ можно найти в обзорах [1 – 5] и ряде не вошедших в эти обзоры оригинальных статей [6 – 10], в которых рассмотрены результаты исследования диэлектрических и магнитных свойств IV – VI полупроводников.

Аналогичным образом удобно поступить и при построении электронного спектра IV – VI полупроводников, вводя в гамильтониан прафазы потенциал ионности, описывающий различие атомов металла и халькогена. Этот потенциал удваивает период простой кубической решетки, в результате чего в новой (ГЦК) ячейке оказывается четное число электронов ($3 \times 2 = 6$) и спектр становится диэлектрическим. По порядку величины потенциал ионности близок к разности потенциалов ионизации атомов металла и халькогена.

Для определения спектра прафазы удобно использовать приближение сильной связи, учитывая интеграл перекрытия только между ближайшими соседями. Тогда в силу симметрии этот интеграл будет отличен от нуля лишь для одноименных атомных р-орбиталей, а спектр прафазы будет состоять из трех одномерных ветвей. Каждая из этих ветвей будет заполнена только наполовину, и тогда поверхность Ферми прафазы примет вид пространственного креста. Не связанное с симметрией вырождение одномерного спектра прафазы снимается его взаимодействием с глубокими s-орбиталями и внутриатомным спин-орбитальным взаимодействием. При этом возникает сложная поверхность Ферми, состоящая из трех частей. В центре зоны Бриллюэна прафазы располагается дырочная поверхность, близкая по форме к кубу, а в вершинах имеются электронные карманы, суммарный объем которых равен объему дырочной поверхности. Кроме того, есть еще открытая поверхность Ферми. Все эти поверхности нигде не пересекаются. В результате введения ионности вся поверхность Ферми закрывается щелью, и возникает реальный полупроводниковый спектр IV – VI соединений. Описанный здесь генезис электронного спектра полупроводников IV – VI позволяет, кстати, понять, почему в них наиболее узкая щель в спектре IV – VI находится именно вблизи L-точек зоны Бриллюэна для ГЦК-решетки. Это происходит просто потому, что в них все поверхности Ферми прафазы подходят наиболее близко друг к другу.

В заключение этого раздела надо заметить, что родство между полуметаллами V группы и полупроводниками IV – VI состоит не только в спектре прафазы, но и в наблюдаемых в некоторых IV – VI полупроводниках (GeTe, SnTe) структурных превращениях из кубической фазы в ромбоэдрическую (сегнетоэлектрическую), полностью подобную структуре висмута. Это происходит, когда потенциал ионности достаточно мал, чтобы препятствовать деформации решетки вдоль тригональной оси.

2. Диэлектрические и магнитные свойства IV – VI полупроводников

Известно, что полупроводники типа IV – VI обладают аномально большими значениями диэлектрических проницаемостей как высокочастотной (ϵ_∞), так и статической (ϵ_0). Под ϵ_∞ здесь понимается проницаемость на частотах, больших всех фоновых частот, но существенно меньших средней щели ионности. Наличием узкой щели вблизи L-точек можно пренебречь из-за малости соответствующего им фазового объема, тогда как фазовый объем, соответствующий переходам через среднюю щель ионности, равен объему самой зоны Бриллюэна. Вычисления [7] проводились с учетом эффектов локального поля и обменной поправки к вершинам.