

СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ ВНЕ ДИПОЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Г.А. МУРАДЯН, Л.Р. АРЗУМАНЯН, А.Ж. МУРАДЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: muradyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 3 июня 2020 г.)

Спонтанное излучение сферической полупроводниковой квантовой точки рассмотрено без применения дипольного приближения. Показано, что при этом дипольно-запрещенное излучение неглубокой потенциальной ямы с одним электронным уровнем становится более интенсивным, чем дипольно-разрешенное излучение более глубокой потенциальной ямы, и что углубление потенциала приближает режим дипольного излучения. Показано также, что от сферической квантовой точки может быть получено цилиндрически симметричное анизотропное излучение, если для актов излучения фотонов направление оси квантования сохранить неизменной.

1. Введение

Квантовая точка (КТ) – это полупроводниковый нанокристалл, встроенный в другой полупроводниковый материал, который может ограничивать электроны или другие носители во всех трех измерениях [1–3]. Состоит из 10^3 – 10^5 атомов. Физические свойства КТ отличаются от объемной среды из-за волновой природы квантовой механики. Теоретическое моделирование КТ обычно выполняется на основе потенциальной ямы, обычно сферической по форме [4,5]. При изменении размеров КТ уровни энергии электрона и дырки смещаются в противоположные стороны.

Если под внешним воздействием электрон вырывается из атома, он перемещается по всей наночастице (экситон Ванье-Мотта), создавая в спектре полосу проводимости. Падая обратно на внешнюю орбиту вокруг атома, на валентную зону, он испускают свет [6,7].

Квантовые эффекты сферического КТ характеризуются радиусом R потенциальной сферы и эффективным боровским радиусом a_B экситона. Если R значительно превосходит a_B , то это слабый или экситонный режим. Тогда электрон-дырочная пара ведет себя как экситон, а конфайнмент квантует движение центра масс экситона. В другом случае, когда R немногого превосходит a_B , режим

становится сильным или индивидуальным. Тогда взаимодействие электрона и дырки с ограничивающим потенциалом значительно больше, чем их кулоновское взаимодействие. Поэтому электрон и дырка рассматриваются как независимые частицы, которые по отдельности образуют дискретную структуру энергетических уровней [8]. Неоднократные экспериментальные исследования подтвердили теоретические представления о слабом и сильном конфайнменте, а масштабные достижения полупроводниковой технологии КТ позволяет использовать их в широком спектре прикладных и фундаментальных задач естественных наук [9–12].

Одной из важных задач в этой области является разработка однофотонных источников света [13,14], в частности, для нужд квантовой телепортации и квантовой криптографии [15,16]. Рабочий механизм, спонтанное излучение, обычно рассматривается в дипольном приближении [11], в котором экспоненциальный фактор e^{ikr} заменяется единицей при выполнении объемного интегрирования. Размер КТ чаще всего лежит в диапазоне $2 - 10$ нм и в видимой области света, величина $k r$ изменяется от нуля до значений $3 \div 6 \times 10^{-2}$. Естественно, это не влияет существенно на дипольно-разрешенные переходы, но вопрос о дипольно-запрещенных переходах остается открытым. Данная статья посвящена освещению этого вопроса.

2. Сферически симметричная квантовая точка

Будем, как обычно, заменить КТ сферически симметричной прямоугольной потенциальной ямой (нанометрического радиуса R). Характерная высота стенок (U_0) при этом конечна и достигает до нескольких электрон-вольт. Решение стационарного уравнения Шредингера внутри и снаружи сферической потенциальной ямы хорошо известно [17] и может быть представлено в следующем виде:

$$\Psi_{lm}(r, \theta, \phi) = A e^{im\phi} P_l^m(\cos \theta) \frac{J_{l+1/2}(\chi r)}{\sqrt{\chi r}}, \quad 0 \leq r < R,$$

$$\Psi_{lm}(r, \theta, \phi) = B e^{im\phi} P_l^m(\cos \theta) \frac{K_{l+1/2}(\kappa r)}{\sqrt{\kappa r}}, \quad r > R,$$

где r, θ, ϕ – сферические координаты, l, m – орбитальное и магнитное квантовые числа, A, B – нормировочные коэффициенты, $P_l^m(\cos \theta)$ – ассоциированный полином Лежандра, $J_{l+1/2}(\chi r)$ и $K_{l+1/2}(\kappa r)$ – функция Бесселя и модифицированная функция Бесселя полуцелого порядка соответственно, $\chi = \sqrt{2ME/\hbar}$ и $\kappa = \sqrt{2M(U_0 - E)/\hbar}$ – энергетические параметры задачи размерности волнового вектора, M и $E < U_0$ – масса и энергия электрона или образованной им дырки. Энергетический спектр потенциальной ямы определяется из

соотношения

$$\sqrt{E} J_{l+3/2}(\sqrt{E}) K_{l+1/2}(U_0 - E) = \sqrt{U_0 - E} J_{l+1/2}(\sqrt{E}) K_{l+3/2}(U_0 - E),$$

где сделан $\chi R \rightarrow \sqrt{E}$, $\kappa R \rightarrow \sqrt{U_0 - E}$ переход к безразмерным величинам. Он равносителен тому, что энергия E и глубина потенциала U_0 в дальнейшем измеляются в единицах «энергии отдачи» электрона $E_r = \hbar^2/2MR^2$. Значения E при некоторых значениях U_0 представлены в табл.1. Они будут использованы в пункте 4 при расчете скорости спонтанного излучения Γ . Масса дырки при этом будет считаться 6 раз больше эффективной массы электрона, а для последнего будет выбрано значение $0.05m_e$, где m_e – масса свободного электрона.

Табл.1. Значения энергии связанных состояний электрона E в потенциале квантовой точки при разных глубинах потенциальной ямы U_0 и орбитального квантового числа l .

Глубина потенциала U_0	Квантовое число l	Энергия связанного состояния электрона E
5	0	4.07
	0	5.68
	1	10.88
25	0	6.74, 24.07
	1	13.53
	2	21.65
42	0	7.35, 28.31
	1	14.90, 40.68
	2	24.26
	3	35.14

3. Спонтанное излучение

Динамику процесса спонтанного излучения (распада возбужденного состояния) КТ рассмотрим в одноэлектронном приближении в рамках теории Вайскопфа-Вигнера. Поле спонтанного фотона при этом описывается аппаратом вторичного квантования, использующим операторы рождения и уничтожения фотона $a_{\mathbf{k},\lambda}^+$ и $a_{\mathbf{k},\lambda}$ соответственно с волновым вектором \mathbf{k} и поляризацией λ . Полупроводниковый микрокристалл, содержащий электрон и дырку, аппроксируется изотропной непрерывной средой с диэлектрической постоянной ϵ . Поляризационный заряд, индуцированный на поверхности, игнорируется [18].

Наша главная задача здесь-уточнение на основе упрощенной модели существенных признаков, вносимых нарушением дипольного приближения, которые могут служить отправной точкой для анализа в реальных материалах. Спонтанное излучение описывается двухуровневой схемой взаимодействия.

Электрон из возбужденного состояния зоны проводимости самопроизвольно спускается вниз и занимает вакантное (дырочное) состояние валентной зоны. Излученный при этом фотон имеет некую частоту ω в районе оптического перехода, сферические углы (θ, φ) относительно оси квантования и величину волнового вектора $k = \sqrt{\epsilon} \omega / c$.

Взаимодействующая система КТ и вторично-квантованное поле спонтанного излучения вне дипольного приближения описывается суммарным гамильтонианом

$$H = H_{\text{dot}} + H_{\text{rad}} + H_{\text{int}},$$

где

$$H_{\text{rad}} = \sum_{\mathbf{k}, \lambda=1,2} \hbar \omega_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}, \lambda}^+ a_{\mathbf{k}, \lambda}$$

-гамильтониан квантованного поля частоты $\omega_{\mathbf{k}}$ и волнового вектора $\mathbf{k} = \sqrt{\epsilon} \omega_{\mathbf{k}} \mathbf{n} / c$,

$$H_{\text{int}} = \frac{e}{M} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \cdot \hat{\mathbf{p}} = -i \frac{e\hbar}{M} \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \sqrt{\frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_{\mathbf{k}} V}} (\mathbf{e}_{\mathbf{k}, \lambda} a_{\mathbf{k}, \lambda} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \mathbf{e}_{\mathbf{k}, \lambda}^* a_{\mathbf{k}, \lambda}^+ e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}) \cdot \nabla \quad (1)$$

-гамильтониан взаимодействия, где V – объем квантования, $\mathbf{e}_{\mathbf{k}, \lambda}$ – единичный вектор поляризации фотона, ∇ – набла оператор Гамильтона, M – масса электрона в зоне проводимости или масса дырки в валентной зоне. Заметим, что широко применяемое дипольное приближение относится к гамильтониану взаимодействия, в котором выполняется подстановка $e^{\pm i\mathbf{k}\mathbf{r}} \rightarrow 1$.

В дальнейшем обсуждении мы будем считать, что состояние зоны проводимости, из которой происходит спонтанное излучение, имеет там самую низкую энергию. Это $l=0$ состояние. В табл.1 для каждого значения глубины U_0 ему соответствует первая строка. Волновую функцию обозначим $\psi(\mathbf{r})$. Конечное состояние валентной зоны КТ оставим в принципе произвольным, а соответствующую волновую функцию с неким l обозначим $\phi_l(\mathbf{r})$. Полная волновая функция системы «КТ+фотон» записывается в виде

$$\Psi(t) = a(t) \psi(\mathbf{r}) e^{-iE_e t} |0\rangle + \sum_{\mathbf{k}, \lambda} b_{\mathbf{k}, \lambda}(t) \phi_l(\mathbf{r}) e^{-iE_h t - i\omega_{\mathbf{k}} t} |1_{\mathbf{k}, \lambda}\rangle, \quad (2)$$

для коэффициентов состояния которого уравнение Шредингера гласит:

$$\frac{\partial a(t)}{\partial t} = \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \beta_{\mathbf{k}, h} \langle \phi_l(\mathbf{r}) | e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \mathbf{e}_{\mathbf{k}, \lambda}^* \cdot \nabla | \psi(\mathbf{r}) \rangle^* e^{-i(\omega_{\mathbf{k}} - \omega_{0 \rightarrow l})t} b_{\mathbf{k}, \lambda}(t), \quad (3)$$

$$\frac{\partial b_{\mathbf{k}, \lambda}(t)}{\partial t} = -\beta_{\mathbf{k}, e} \langle \phi_l(\mathbf{r}) | e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \mathbf{e}_{\mathbf{k}, \lambda}^* \cdot \nabla | \psi(\mathbf{r}) \rangle e^{i(\omega_{\mathbf{k}} - \omega_{0 \rightarrow l})t} a(t), \quad (4)$$

где $\omega_{0 \rightarrow l} = (E_e - E_{l,h})/\hbar$ – частота оптического перехода и введены обозначения

$$\beta_{k,e} = \frac{e}{M_e} \sqrt{\frac{\hbar}{2\varepsilon_0\omega_k V}}, \quad \beta_{k,h} = \frac{e}{M_h} \sqrt{\frac{\hbar}{2\varepsilon_0\omega_k V}}, \quad \beta_k = \sqrt{\beta_{k,e}\beta_{k,h}}.$$

Суммирование по волновому вектору подразумевает предел континуума (т. е. когда объем квантования $V \rightarrow \infty$):

$$\sum_k \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int_0^\infty k^2 dk \int_0^\infty \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi.$$

Ось квантования z при этом направлена вдоль константы для данной реализации вектора

$$\eta = \langle \psi(\mathbf{r}) | e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \mathbf{e}_{k,\lambda} \cdot \nabla | \phi_l(\mathbf{r}) \rangle.$$

Согласно стандартной процедуре решения уравнений типа (3) и (4) в приближении Вайскопфа-Вигнера формально интегрируется уравнение (4), подставляется в уравнение (3) и к его правой части применяется асимптотическое представление

$$\int_0^\infty e^{-i(\omega_k - \omega_{0 \rightarrow l})\tau} d\tau = \pi \delta(\omega_k - \omega_{0 \rightarrow l}) - iP\left(\frac{1}{\omega_k - \omega_{0 \rightarrow l}}\right),$$

где δ – дельта-функция Дирака, а знак P – главная часть Коши. Последняя приводит к незначительному частотному смещению и пренебрегается. Амплитуда возбужденного состояния в этом случае затухает экспоненциально,

$$a(t) = \exp\left\{-\frac{\Gamma}{2}t\right\}, \quad (5)$$

скорость затухания которого (частотная ширина энергетического уровня) задается формулой

$$\Gamma = 2\pi \sum_{k,\lambda} \beta_{k,\lambda}^2 \left| \langle \phi_l(r) | e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \mathbf{e}_{k,\lambda}^* \cdot \nabla | \psi(\mathbf{r}) \rangle \right|^2 \delta(\omega_k - \omega_{0 \rightarrow l}),$$

а амплитуда излучения фотона (\mathbf{k}, λ) имеет вид

$$b_{k,\lambda}(t) = -i\beta_{k,e} \frac{\langle \phi_l(r) | e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \mathbf{e}_{k,\lambda}^* \cdot \nabla | \psi(\mathbf{r}) \rangle}{\omega_k - \omega_{0 \rightarrow l} + i\Gamma/2}, \quad (6)$$

отличающийся от стандартного на множитель $e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ в объемном интеграле матричного элемента.

4. Численные результаты

Точное выражение (6) без дипольного приближения отменяет правила отбора оптического перехода по угловому моменту электрона и тем самым дает возможность ввести в круг интересов области дипольно-запрещенные переходы, используя, например, зависимость скорости и углового распределения излучения от глубины потенциальной ямы. Скорость спонтанного распада между

дискретными уровнями энергии при разных потенциальных глубинах, взятых из табл.1, представлен в табл.2. При выполнении расчетов для всех переходов длина волны излучения была выбрана одинаковой, равной 0.54 мкм (что соответствует зеленому цвету). Это достигался выбором радиуса КТ, соответствующие значения которого приведены во второй столбце таблицы в нанометрах. Параметр kR , характеризующий отклонение от дипольного приближения, принимает небольшие значения, оставаясь в пределах $0.05 \div 0.16$. Как и следовало ожидать, влияние на разрешенные дипольные переходы незначительно. Но это не относится к дипольно-запрещенным переходам. Согласно табл.2 в относительно неглубокой потенциальной яме дипольно-запрещенный переход при $U_0 = 5$ имеет более высокую скорость спонтанного излучения, чем дипольно-разрешенные переходы в более глубоких потенциальных ямах. Данные таблицы также показывают быстрое снижение скорости распада при дипольно-запрещенных переходах с углублением захватывающего потенциала. Тем не менее, они обеспечивают достаточно богатый спектр скоростей близких порядков, которые могут быть использованы в корреляционных и статистических исследованиях квантовой информации, требующих наличия нескольких близких переходов в том же самом образце.

Табл.2. Значения скорости распада населения Γ от самого низкого энергетического уровня квантовой точки с $l'=0$ на дырочные уровни квантовой точки для разных глубин потенциальной ямы U_0 и орбитального квантового числа l . В скобках приведены значения дипольного приближения

Глубина потенциала КТ U_0	Радиус КТ R , нм	Квантовое число l'	Скорость распада населения Γ , Гц
5	4.30	0	$3.82 \cdot 10^8$ (0)
12	5.14	0	22.80 (0)
	7.21	1	$5.50 \cdot 10^7$ ($5.41 \cdot 10^7$)
25	5.61	0	0.06 (0)
	10.59	0	$1.51 \cdot 10^8$ (0)
	7.94	1	$1.071 \cdot 10^4$ ($1.077 \cdot 10^4$)
	10.04	2	$2.21 \cdot 10^6$ (0)
	5.85	0	$3.38 \cdot 10^{-5}$ (0)
42	11.48	0	64.56 (0)
	8.33	1	2.29 (2.30)
	13.77	1	$1.518 \cdot 10^{10}$ ($1.513 \cdot 10^{10}$)
	10.63	2	43.29 (0)
	12.80	3	713.00 (0)

Теперь обратимся к другой стороне проблемы-к угловому распределению спонтанного излучения. Хорошо известно, что излучение колеблющегося диполя неизотропно: оно отсутствует в направлении диполя и достигает максимального значения в плоскости, перпендикулярной к оси диполя. Такую закономерность можно проследить в формуле для скорости спонтанного излучения, если представить ее в виде интеграла по элементарным телесным углам $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$, то есть

$$\Gamma = \int \Gamma(\theta) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \Gamma(\theta) \sin \theta d\theta,$$

где $\Gamma(\theta)$ – вероятность излучения в единицу времени в единичный конусообразный телесный угол вокруг полярного угла θ , определенного относительно направления вектора η . Он совпадает с дипольным моментом оптического перехода в дипольном приближении, а $\Gamma(\theta)$ повторяет указанный выше закон неизотропного распределения.

С другой стороны, спонтанное излучение от сферической КТ должно быть сферически-симметричным, если, как в приведенном выше описании, производится усреднение по поляризациям регистрируемого фотона и магнитным квантовым числам начального (электронного) и конечного (дырочного) состояний КТ. Разрешение каждого несоответствия между двумя выводами заключается в том, что направление вектора η , как направление оси квантования, от одной реализации спонтанного испускания фотона к другой реализации меняется случайным образом. В квантовой теории угловая анизотропия записывается относительно оси квантования, но направление самой оси беспорядочно флюктирует при разных реализациях, что делает спонтанное излучение статистически изотропным. Отсюда интересный вывод – анизотропное спонтанное излучение, особенно важное для однофотонных источников света, может быть получено при сохранении направления оси квантования для всех реализаций. Кроме стационарных внешних полей, для фиксации направления оси квантования можно использовать, по нашему мнению, лазерные импульсы той же линейной поляризации, которые возбуждают электрон из валентной зоны в зону проводимости КТ и тем самым подготавливают исходное состояние для дальнейшего процесса спонтанного излучения. В этих условиях угловое распределение $\Gamma(\theta)$ становится экспериментально выполнимым и возникает вопрос о перспективности его применения в однофотонных источниках света при оптических переходах, разрешенных, а также запрещенных дипольным правилом выбора $|l' - l| = 1$. Численные расчеты показывают, что сделанные разрешенными переходами $l = 0 \rightarrow l' = 0$ практически повторяют закон углового распределения $\sin^2 \theta$. При других переходах, $l' = 2, 3, \dots$, распределение заметно меняется, но остается примерно в угловых размерах дипольного случая. $\Gamma(\theta)$ для перехода $l = 0 \rightarrow l' = 3$ представлен на Рис. Полное пространственное распределение излучения образуется вращением картины рис.1 относительно оси квантования (симметрии).

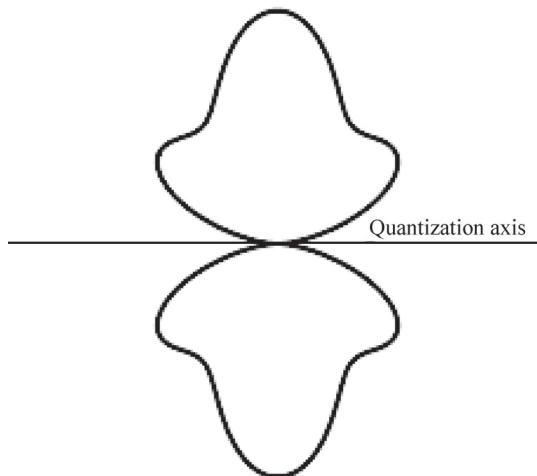


Рис. Полярная угловая зависимость спонтанного излучения на ди-польно-запрещенном переходе $l=0 \rightarrow l'=3$ (последняя строка табл.2).

5. Заключение

Спонтанное излучение в «искусственных» атомах - полупроводниковых КТ – является основным механизмом генерации одиночных фотонов для экспериментального изучения фундаментальных вопросов квантовой оптики и применения их в квантовых информационных технологиях. Сформированные здесь задачи представляют ряд требований к источникам фотонов, в частности, к их частотному спектру и скорости испускания фотонов. В данной работе показано, что эта задача может быть частично решена с помощью сферического полупроводникового КТ размерами $5 \div 15$ нм, путем привлечения оптических переходов, освобожденных от запретов из-за выхода за пределы дипольного приближения.

Работа выполнено при финансовой поддержке комитета науки министерства образования, науки, культуры и спорта РА в рамках лаборатории исследования и моделирования квантовых явлений ЕГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.G. Bawendi, M.L. Steigerwald, L.E. Brus. Annu. Rev. Phys. Chem., **41**, 477 (1990).
2. W. Zhoua, J.J. Coleman. Current Opinion in Solid State and Materials Science, **20**, 352 (2016).
3. Д.А. Багдасарян, Д.Б. Айрапетян, А.А. Саркисян, Э.М Казарян, А. Медвид. Изв. НАН Армении, Физика, **52**, 177 (2017).
4. Y. Kayanuma. Phys. Rev. B, **38**, 9797 (1988).
5. A. Sivakami, K. Navaneethakrishnan. Physica E, **40**, 649 (2008).
6. I.J. Luxmoore, E.D. Ahmadi, N.A. Wasley, A M. Fox, A.I. Tartakovskii, A.B. Krysa, M.S. Skolnick. Appl. Phys. Lett., **97**, 181104 (2010).
7. С.В. Карпов, С.В. Микушев. Физика Твердого Тела, **52**, 1627 (2010).

8. R. Nedzinskas, V. Karpus, B. Cechevicius, J. Kavaliauskas, G. Valusis. Phys. Scr., **90**, 065801 (2015).
9. C. Schneider, P. Gold, C.-Y. Lu, S. Höfling, J.-W. Pan, M. Kamp. arXiv:1502.00160v1.
10. Դ.Ա. Բագդասարյան, Է.Ս. Ակոպյան, Դ.Բ. Այրապետյան, Ա.Ա. Սարկիսյան, Է.Մ. Կազարյան, Իշխանություն ՀՀ ԳԱԱ Ֆիզիկա, **54**, 61 (2019).
11. W.W. Chow, F. Jahnke. Progress in Quantum Electronics, **37**, 109 (2013).
12. A.L. Vartanian, A.A. Kirakosyan, K.A. Vardanyan. Superlattices and Microstructures, **122**, 548 (2018).
13. B. Lounis, M. Orrit. Rep. Prog. Phys., **68**, 1129 (2005).
14. G.S. Buller, R.J. Collins. Meas. Sci. Technol., **21**, 012002 (2010).
15. A. Kuhn, M. Hennrich, G. Rempe. Phys. Rev. Lett., **89**, 067901 (2002).
16. Y. Masuoto, T. Takagahara. Semiconductor Quantum Dots: Physics, Spectroscopy and Applications. Berlin, Springer, 2002.
17. S. Flugge. Practical Quantum Mechanics. Berlin-Heidelberg, Springer-Verlag, 1974, Problem 63.
18. L.E. Brus. J. Chem. Phys., **80**, 4403 (1984).

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՍԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԻ ՍՊՈՆՏԱՆԵԱՆ ՃԱռԱԳԱՅԹՈՒՄՆ
ԱՌԱՆՑ ԴԻՊՈԼԱՅԻՆ ՍՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ

Գ.Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Լ.Ռ. ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Գնդաձև կիսահաղորդչային քվանտային կետի սպոնտան ճառագայթումը քննարկվել է առանց դիպոլային մոտավորության կիրառման: Ցույց է տրվել, որ այդ դեպքում մեկ էլեկտրոնային մակարդակով ծանծաղ պոտենցիալային հորի դիպոլային արգելված ճառագայթումը դառնում է ավելի ինտենսիվ, քան ավելի խորը պոտենցիալ հորի դիպոլային թույլատրելի ճառագայթումը, և որ գնդաձև քվանտային կետից կարելի է ստանալ զլանաձև սիմետրիկ անիզոտրոպային ճառագայթում, եթե ֆուտոնների ճառագայթման ակտերի համար քվանտավորման առանցքի ուղղությունը պահպանվի անփոփոխ:

SPONTANEOUS EMISSION OF A SEMICONDUCTOR QUANTUM DOT WITHOUT THE DIPOLE APPROXIMATION

G.A. MURADYAN, L.R. ARZUMANIAN, A.Zh. MURADYAN

Spontaneous emission of a spherical semiconductor quantum dot is considered without applying the dipole approximation. It is shown that the dipole-forbidden radiation of a shallow potential well with one electron level becomes more intense than the dipole-permitted radiation of a deeper potential well, and that the potential deepening makes closer the dipole approximation. It is also shown that a cylindrical symmetric anisotropic radiation can be obtained from a spherical quantum dot if the direction of the quantization axis is kept unchanged for photon emission acts.