УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ КАЗАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
Том 152, кн. 2 Физико-математические науки *2010*

УДК 530.145+539.144.7

РАСПАД ЯДЕР В ПОЛЕ ЛАЗЕРА

А.Я. Дзюблик

Аннотация

Исследован распад ядер через промежуточный возбужденный уровень, индуцированный импульсным рентгеновским лазером. Представлен формализм, позволяющий учитывать как индуцированные, так и спонтанные переходы в ядре на равной основе. Задача решена для резонансных ядерных переходов произвольной мультипольности в поле импульсов прямоугольной и гауссовской форм. В первом случае рассмотрены осцилляции Раби, зависящие от затухания возбужденного и начального уровней ядра. Выведены простые формулы для вероятности индуцированного распада ядра. Оценки для ^{84}Rb показывают возможность ускорения его распада интенсивным рентгеновским лазером.

Ключевые слова: рентгеновский лазер, ядерный изомер, ускорение распада, индуцированный распад, осцилляции Раби, когерентная оптика, гамма-квант.

Введение

Ряд ядер имеет возбужденные долгоживущие изомерные состояния. Предпринимались неоднократные попытки ускорить распад изомерных уровней и освободить большую энергию таких ядер. В частности, Коллинс с сотрудниками [1] пытались ускорить распад изомерного уровня 16+ изотопа ^{178}Hf, имеющего период полураспада 31 год и энергию 2.446 Мэв, облучая его рентгеновскими лучами. К сожалению, их вывод о незначительном (порядка двух процентов) ускорении распада этого изомера не был подтвержден в дальнейших экспериментах.

Изучалась также возможность возбуждения и дальнейшего распада ядер благодаря кулоновскому взаимодействию ядер с окружающими электронами (см., например, [2]). Анализировалась и возможность ускорения распада изомеров с помощью оптического лазера [3].

В связи с тем, что в ближайшее время в ряде стран вступают в строй сверхмощные рентгеновские лазеры на свободных электронах, появляются новые уникальные для ядерной физики возможности. В недавней работе [4] был дан анализ E1-переходов в ядре, индуцированных импульсом когерентного рентгеновского излучения. Задача решалась в стандартной для лазерной физики двухуровневой схеме [5]. Для определения временно́й зависимости заселенности уровней ядра в [4] численно решалась система кинетических уравнений с частотой Раби, зависящей от времени. Роль затухания основного и возбужденного уровней ядра при этом осталась неясной. Матричные элементы взаимодействия для переходов иной мультипольности (M1-, E2- и т. д.) вычислялись в работе [6].

В настоящей работе развит метод, позволивший получить аналитическое решение этой задачи с учетом затухания уровней и вырождения их по магнитному квантовому числу. Показана принципиальная возможность освобождения энергии изомеров сверхмощным рентгеновским лазером.

1. Квазиклассическое приближение

Ядро и поле γ-квантов мы описываем квантово-механически, а лазерное излучение – как классический линейно поляризованный электромагнитный волновой пакет с векторным потенциалом

$$\mathbf{A}(\mathbf{r},t) = \mathbf{A}_0(t)\cos(\mathbf{kr} - \omega_k t), \tag{1}$$

где $\mathbf{A}_0(t)$ – амплитуда, зависящая от времени. Для импульсов с продолжительностью $\tau \gg \omega_k^{-1}$ соответствующая компонента электрической напряженности волны равна

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) \approx -\mathbf{E}_0(t)\sin(\mathbf{kr} - \omega_k t),$$

где ее амплитуда есть

$$\mathbf{E}_0(t) = -k\mathbf{A}_0(t).$$

Невозмущенный гамильтониан системы «ядро + квантованное электромагнитное поле» имеет вид

$$\widehat{H}_0 = \widehat{H}_n + \widehat{H}_{\mathrm{rad}},$$

где $\widehat{H}_n$ и $\widehat{H}_{\mathrm{rad}}$ – гамильтонианы ядра и квантованного поля соответственно. Последний в кулоновской калибровке определяется выражением

$$\widehat{H}_{\mathrm{rad}} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{p=\pm 1} \widehat{a}^{+}_{\mathbf{k}p}\widehat{a}_{\mathbf{k}p},$$

где $\widehat{a}^{+}_{\mathbf{k}p}$ и $\widehat{a}_{\mathbf{k}p}$ – операторы рождения и уничтожения фотона с волновым вектором $\mathbf{k}$ и циркулярной поляризацией ε_p.

Полный гамильтониан

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{V}_r + \widehat{V}_f(t),$$

где $\widehat{V}_r$ – оператор взаимодействия ядра с квантованным электромагнитным полем и $\widehat{V}_f(t)$ – оператор взаимодействия ядра с классическим полем.

Первое взаимодействие дается известным выражением [7]:

$$\widehat{V}_r = -\frac{1}{c}\int d\mathbf{r}\,\widehat{\mathbf{j}}(\mathbf{r})\widehat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}), \tag{2}$$

где $\widehat{\mathbf{j}}(\mathbf{r})$ – оператор плотности тока ядра, $\widehat{\mathbf{A}}(\mathbf{r})$ – оператор векторного потенциала квантованного поля.

Совершенно аналогично оператор взаимодействия ядра с классической волной определяется тем же выражением (2) с классическим потенциалом (1) вместо оператора $\widehat{\mathbf{A}}$. Выбирая ось квантования z вдоль вектора поляризации волны $\mathbf{e} = \mathbf{A_0}/A_0$, этот оператор можно записать в виде

$$\widehat{V}_f(t) = -\frac{1}{2c}\left[\widehat{j}_z(\mathbf{k})e^{-i\omega_k t} + \widehat{j}_z(-\mathbf{k})e^{i\omega_k t}\right] A_0(t),$$

где

$$\widehat{\mathbf{j}}(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{r}\,\widehat{\mathbf{j}}(\mathbf{r})\,e^{i\mathbf{kr}}.$$

Выразим орт $\mathbf{e}$ через сферические орты ε_p. Тогда произведение $\widehat{\mathbf{j}}(\pm\mathbf{k})\mathbf{e}$ запишется в виде $(\widehat{j}_{-1}(\pm\mathbf{k}) - \widehat{j}_1(\pm\mathbf{k}))/\sqrt{2}$, где оператор $\widehat{j}_p(\pm\mathbf{k}) = \widehat{\mathbf{j}}(\pm\mathbf{k})\varepsilon_p$ определяется стандартным разложением по мультиполям [7]):

$$\frac{1}{c}\widehat{j}_p(\mathbf{k}) = \sqrt{2\pi}\sum_{J=1}^{\infty} i^{J+1}k^J\sqrt{\frac{(J+1)(2J+1)}{J}}\frac{1}{(2J+1)}\times$$
$$\times\sum_{m=-J}^{J} D^J_{mp}(\varphi,\theta,0)\left[\widehat{\mathcal{M}}_m(EJ) - ip\widehat{\mathcal{M}}_m(MJ)\right], \quad (3)$$

где $D^J_{mp}(\varphi,\theta,0) = e^{-im\varphi}\, d^J_{mp}(\theta)$ – матрицы вращения, зависящие от сферических углов θ, φ волнового вектора $\mathbf{k}$ лазерной волны, $\widehat{\mathcal{M}}_m(EJ)$ и $\widehat{\mathcal{M}}_m(MJ)$ – электрический и магнитный операторы ядра.

При выборе оси квантования z вдоль $\mathbf{e} = \mathbf{A}_0/A_0$ и оси x вдоль $\mathbf{k}$ матрица вращения $D^J_{pm}(\varphi,\theta,0)$ в (3) сводится к $d^J_{pm}(\pi/2)$.

2. Теория распада

Решением временного уравнения Шредингера с периодическим гамильтонианом $\widehat{H}(t) = \widehat{H}(t+T)$ являются функции Флоке

$$\Psi_b(q,t) = \psi_{b,n}(q,t)\, e^{-i\mathcal{E}_{b,n}t/\hbar},$$

где $\psi_{b,n}(q,t) = \psi_{b,n}(q,t+T)$ – периодические функции, $\mathcal{E}_{b,n} = \mathcal{E}_b + n\hbar\Omega$ – квазиэнергии, $\Omega = 2\pi/T$.

Весьма удобно иметь дело с квазиэнергетическими состояниями в композитном гильбертовом пространстве периодических функций $\psi(q,t) = \psi(q,t+T)$. В нем пространственные переменные q и время t равноправны, поэтому скалярное произведение функций $\psi(q,t)$ и $\varphi(q,t)$ определяется следующим образом [8, 9]:

$$\langle\langle\psi(q,t)|\varphi(q,t)\rangle\rangle = \int\limits_{-T/2}^{T/2} dt \int dq\, \psi^*(q,t)\,\varphi(q,t),$$

и вместо гамильтонианов $\widehat{H}_0$ и $\widehat{H}$ вводятся операторы Шредингера

$$\widehat{\mathcal{H}}_0(t) = \widehat{H}_0 - i\hbar\frac{\partial}{\partial t}, \quad \widehat{\mathcal{H}}(t) = \widehat{H}(t) - i\hbar\frac{\partial}{\partial t}.$$

Это позволяет нам использовать формально методы стационарной теории возмущений и рассеяния [8, 9].

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ система описывается волновой функцией

$$\Psi(0) = |i0\rangle\rangle = |I_jM_j\rangle|0\rangle\frac{1}{\sqrt{T}}, \quad (4)$$

где $|I_jM_j\rangle$ – волновая функция ядра в начальном состоянии, $|0\rangle$ – функция вакуума квантованного электромагнитного поля. Функция (4) нормирована на единицу в композитном гильбертовом пространстве, то есть $\langle\langle i0|i0\rangle\rangle = 1$. Соответствующая ей квазиэнергия $\mathcal{E}_j$ равна начальной энергии ядра W_j.

Лазерная волна связывает этот начальный квазиуровень $|i0\rangle\rangle$ с промежуточным квазиуровнем $|en\rangle\rangle = |I_eM_e\rangle\left(1/\sqrt{T}\right)e^{in\Omega t}$ с квазиэнергией $W_e + n\hbar\Omega$, где W_e – энергия возбужденного уровня ядра. Заметим, что все эти уровни вырождены по магнитному квантовому числу $M_{i(e)}$.

Можно показать, что волновая функция в момент T есть (см. также [10])

$$\Psi(q,T) = -\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon\, e^{-i\varepsilon T/\hbar}\,\widehat{G}^{+}(\varepsilon)\,\Psi(q,0),$$

где

$$\widehat{G}^{+}(\varepsilon) = (\varepsilon + i\eta - \widehat{\mathcal{H}})^{-1}$$

есть оператор Грина для полного оператора Шредингера $\widehat{\mathcal{H}}(\mathrm{t})$ с $\eta \to +0$.

Вероятность найти систему в момент времени $t = T, 2T, \ldots$ в начальном состоянии $|i,0\rangle\rangle$ дается выражением

$$\mathcal{P}_i(t) = |\mathcal{G}_i(t)|^2,$$

где амплитуда вероятности выражается в терминах матрицы Грина:

$$\mathcal{G}_i(t) = -\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon\, e^{-i\varepsilon t/\hbar}\,\widehat{G}^{+}_{i0;i0}(\varepsilon), \quad G^{+}_{i0;i0}(\varepsilon) = \langle\langle i0|\widehat{G}^{+}(\varepsilon)|i0\rangle\rangle.$$

Эта матрица Грина определяется системой алгебраических уравнений [9]:

$$\left(\varepsilon - W_i + i\frac{\Gamma_i}{2}\right) G^{+}_{i0;i0}(\varepsilon) - \sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{M_e} V^{f}_{i0;en} G^{+}_{en;i0}(\varepsilon) = 1,$$

$$-V^{f}_{en;i0} G^{+}_{i0;i0}(\varepsilon) + \left(\varepsilon - W_e - n\hbar\Omega + i\frac{\Gamma_e}{2}\right) G^{+}_{en;i0}(\varepsilon) = 0,$$

где введено следующее сокращение:

$$V^{f}_{en;i0} = \langle\langle en|V_f(t)|i0\rangle\rangle.$$

Решение этих уравнений имеет вид

$$G^{+}_{i0;i0}(\varepsilon) = \left[\varepsilon - W_i + i\frac{\Gamma_i}{2} - \sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{M_e}\frac{|V^{f}_{en;i0}|^2}{\varepsilon - W_e - n\hbar\Omega + i\Gamma_e/2}\right]^{-1} \tag{5}$$

и

$$G^{+}_{en;i0}(\varepsilon) = \frac{V^{f}_{en;i0}}{\varepsilon - W_e - n\hbar\Omega + i\Gamma_e/2} G^{+}_{i0;i0}(\varepsilon). \tag{6}$$

3. Импульсы с прямоугольной огибающей

Рассмотрим вначале распад ядра, индуцированный импульсом с прямоугольной огибающей

$$A_0(t) = \begin{cases} A_0, & 0 \le t \le \tau, \\ 0, & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

Взаимодействие ядра с таким полем $V_f(t)$ в интервале $0 \le t \le \tau$ описывается периодической функцией, для которой Ω совпадает с ω_k. В случае резонанса, когда частота лазера ω_k близка к резонансному значению $\omega_0 = (W_e - W_i)/\hbar$, имеются два близко лежащих вырожденных по магнитному квантовому числу квазиэнергетических уровня

$$|1\rangle\rangle = |I_i M_i\rangle\,\frac{1}{\sqrt{T}} \quad \text{и} \quad |2\rangle\rangle = |I_e M_e\rangle\,\frac{1}{\sqrt{T}}\,e^{-i\Omega t}$$

с невозмущенными квазиэнергиями

$$\mathcal{E}_1^{(0)} = W_i \quad \text{и} \quad \mathcal{E}_2^{(0)} = W_e - \hbar\omega_k = \mathcal{E}_1^{(0)} + \hbar\Delta,$$

где расстройка есть

$$\Delta = \omega_0 - \omega_k.$$

В случае точного резонанса, когда $\Delta = 0$, эти квазиуровни совпадают, то есть $\mathcal{E}_2^{(0)} = \mathcal{E}_1^{(0)}$. Даже малое возмущение приводит к сильному отталкиванию таких квазиуровней и их смешиванию [8].

В описанной ситуации только матрицы Грина $G_{11}^+ = G_{i0;i0}^+(\varepsilon)$ и $G_{21}^+ = G_{e,-1;i0}^+(\varepsilon)$ из всего набора (5), (6) имеют существенное значение. Их можно представить в виде суммы двух резонансных членов. В частности,

$$G_{21}^+(\varepsilon) = \frac{V_{21}^{(f)}}{\mu_1 - \mu_2}\left(\frac{1}{\varepsilon - \mu_1} - \frac{1}{\varepsilon - \mu_2}\right),$$

Здесь комплексные квазиэнергии равны

$$\mu_{1,2} = \frac{\mathcal{E}_1^{(0)} + \mathcal{E}_2^{(0)}}{2} - i\frac{\Gamma_e + \Gamma_i}{4} \pm \frac{1}{2}\sqrt{z}, \tag{7}$$

где

$$z = |z|e^{i\varphi} = \hbar^2\Delta^2 + 4\sum_{M_e}\left|V_{21}^f\right|^2 - \left(\frac{\Gamma_e - \Gamma_i}{2}\right)^2 + i\hbar\Delta(\Gamma_e - \Gamma_i). \tag{8}$$

Комплексные квазиэнергии можно представить в виде

$$\mu_{1,2} = \mathcal{E}_{1,2} - i\Gamma_{1,2}/2.$$

Из (7), (8) находим реальные возмущенные квазиэнергии:

$$\mathcal{E}_{1,2} = W_i - \frac{\hbar\Delta}{2} \pm \hbar\Omega_R,$$

где

$$\Omega_R = \frac{1}{2\hbar}\sqrt{|z|}\cos(\varphi/2)$$

есть частота Раби, в которой учтены затухания уровней. Ширины же уровней определяются выражениями

$$\Gamma_{1,2} = \frac{\Gamma_e + \Gamma_i}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{|z|}\,\sin(\varphi/2).$$

Амплитуда вероятности найти ядро в возбужденном (промежуточном) состоянии $|I_e M_e\rangle$ в момент $t = T, 2T, \ldots$ во время действия прямоугольного импульса $(t \le \tau)$ задается интегралом

$$\mathcal{G}_2(t) = -\frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon\, e^{-i\varepsilon t/\hbar}\, G_{21}^+(\varepsilon).$$

Посредством контурного интегрирования получаем:

$$\mathcal{G}_2(t) = \frac{V_{21}^f}{\sqrt{z}}\left(e^{-i\mu_1 t/\hbar} - e^{-i\mu_2 t/\hbar}\right).$$

Вероятность найти ядро в возбужденном состоянии $\mathcal{P}_2(t)$ равна квадрату модуля этой амплитуды. В предельном случае, когда продолжительность лазерного импульса τ намного меньше, чем время жизни возбужденного состояния ядра $\tau_N^e = \hbar/\Gamma_e$, эта вероятность принимает вид

$$\mathcal{P}_2(t) = \frac{4\left|V_{21}^f\right|^2}{\hbar^2\Omega_R^2}\,\sin^2(\Omega_R t).$$

Зная экспериментальное значение парциальной радиационной ширины $\Gamma_\gamma(e \to i)$ для перехода $|e\rangle \to |i\rangle$, мы можем оценить параметр $V_{21}^f = -A_0 N_{ei}/2$, где N_{ei} обозначает ядерный матричный элемент: $N_{ei} = c^{-1}(\mathbf{j}_{ei}\mathbf{k})\mathbf{e}$. Для перехода мультипольности λJ мы находим, что (см. также [6])

$$N_{ei} = \sqrt{2J+1}\sqrt{g}\sum_{m=-J}^{J}\frac{1}{2^{3/2}}(-1)^m\left[d_{m-1}^J\left(\frac{\pi}{2}\right) - d_{m1}^J\left(\frac{\pi}{2}\right)\right]\times$$
$$\times\,(I_i J M_i m|I_e M_e)\frac{1}{\sqrt{k}}\sqrt{\Gamma_\gamma(e \to i)},$$

где $(I_i 1 M_i 0|I_e M_e)$ – коэффициент Клебша–Гордана, g – спиновый фактор:

$$g = \frac{2I_e+1}{2I_i+1}.$$

4. Гауссовские импульсы

Рассмотрим теперь случай, когда рентгеновские волновые пакеты имеют огибающую в виде гауссовской кривой:

$$A_0(t) = A_0 \exp\left[-(t-t_0)^2/2\tau^2\right],$$

где $t_0 > 0$ – момент, соответствующий пику мощности лазера. Для одиночного такого импульса $V_f(t)$ уже не является периодической функцией. Однако можно восстановить периодичность, налагая циклические граничные условия по t или рассматривая последовательность периодически повторяющихся импульсов с интервалом $T = 2\pi/\Omega$. Теперь частота повторения $\Omega \ll \omega_k$. Вследствие этого начальный квазиуровень $|i0\rangle\rangle$ оказывается связанным с бесконечным числом близко лежащих квазиуровней $|en\rangle\rangle$, образующих практически непрерывный спектр. Выбирая $T \gg t_0 \gg \tau$, найдем вероятность $\mathcal{P}_i(T)$ того, что ядро останется в начальном состоянии после действия одного импульса.

В пределе $T \to \infty$ в функции Грина (5) мы переходим от суммирования по n к интегрированию. При этом $n\Omega$ переходит в ω и

$$V_{en;i0}^f \to \frac{2\pi}{T}\widetilde{V}_{ei}^f(\omega), \quad \widetilde{V}_{ei}^f(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, e^{-i\omega t}\, V_{ei}^f(t).$$

Все это позволяет нам переписать функцию Грина (5) в виде

$$G_{i0;i0}^+(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon - W_i - \delta W_i(\varepsilon) + i(\Gamma_i(\varepsilon) + \delta\Gamma_i(\varepsilon))/2},$$

где сдвиг уровня, зависящий пока от ε, определяется формулой

$$\delta W_i(\varepsilon) = \frac{2\pi}{T}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\,\frac{\left|\widetilde{V}_{ei}^f(\omega)\right|^2(\varepsilon - W_e - \hbar\omega)}{(\varepsilon - W_e - \hbar\omega)^2 + (\Gamma_e/2)^2}, \tag{9}$$

а уширение – формулой

$$\delta\Gamma_i(\varepsilon) = \Gamma_e \frac{2\pi}{T} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega \, \frac{\left|\tilde{V}^f_{ei}(\omega)\right|^2}{(\varepsilon - W_e - \hbar\omega)^2 + (\Gamma_e/2)^2}. \tag{10}$$

Длительность импульса τ порядка 100 фс, что всегда на много порядков меньше, чем время жизни ядра в возбужденном состоянии $\tau_n^e = \hbar/\Gamma_e$. В этом приближении под знаками интегралов в (9) и (10) стоят произведения плавной функции, задаваемой $|\widetilde{V}^f_{ei}(\omega)|^2$, зависящей от ω, с шириной $\sim 1/\tau$ и функции острого пика, задаваемой знаменателем, с шириной $\sim 1/\tau_n^e$. Тогда стандартные оценки интеграла дают: $\delta W_i = 0$ и

$$\delta\Gamma_i(\varepsilon) = \frac{(2\pi)^2}{\hbar T} \sum_{M_e} \left|\widetilde{V}^f_{ei}\left((\varepsilon - W_e)/\hbar\right)\right|^2.$$

Амплитуда вероятности $\mathcal{G}_i(T)$ равна

$$\mathcal{G}_i(T) = -\frac{1}{2\pi i} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\varepsilon t/\hbar} \, d\varepsilon}{\varepsilon - W_i + i\left(\Gamma_i(\varepsilon) + \delta\Gamma_i(\varepsilon)\right)/2}.$$

Здесь подынтегральная функция имеет полюс в точке

$$\varepsilon_0 \approx W_i - i\left(\Gamma_i + \delta\Gamma_i\right)/2, \quad \Gamma_i = \Gamma_i(W_i), \quad \delta\Gamma_i = \delta\Gamma_i(W_i).$$

Замыкая контур интегрирования в нижней полуплоскости комплексной переменной $\varepsilon = \varepsilon' + \varepsilon''$, получим

$$\mathcal{G}_i(T) = \exp\left[-iW_iT/\hbar - (\Gamma_i + \delta\Gamma_i)T/2\hbar\right],$$

Так как для изомерного состояния ядра $\Gamma_i T/\hbar \approx 0$, то вероятность найти ядро в таком начальном состоянии в момент T равна

$$\mathcal{P}_i = \exp\left[-\frac{(2\pi)^2}{\hbar} \sum_{M_e} \left|\widetilde{V}^f_{ei}(-\omega_0)\right|^2\right].$$

Вычисляя $\widetilde{V}^f_{ei}(-\omega_0)$ для гауссовского импульса, получаем:

$$\mathcal{P}_i = \exp\left[-\frac{\pi}{2}\left(\frac{\tau}{\hbar}\right)^2 \sum_{M_e} |N_{ei}|^2 e^{-\Delta^2\tau^2}\right] A_0^2.$$

Принимая также во внимание связь

$$P = \frac{ck^2}{8\pi} A_0^2$$

между амплитудой волны A_0 и пиковой мощностью лазера P, легко получить $\mathcal{P}_i$. Усредняя $|N_{ei}|^2$ по M_i, находим окончательно вероятность заселения возбужденного состояния одним лазерным импульсом $\mathcal{P}_e = 1 - \mathcal{P}_i$:

$$\mathcal{P}_e = 1 - \exp\left[-g^2\Gamma_\gamma(e \to i)\left(\frac{\pi\tau}{\hbar k}\right)^2 \frac{1}{\omega_k} P e^{-\Delta^2\tau^2}\right]. \tag{11}$$

Заключение

Оценим эффект для изомерного уровня $I_i = 6^-$ с энергией $W_i = 463.59$ кэВ и $T_{1/2} = 20.26$ мин в ядре ^{84}Rb. Выбирая гауссовский импульс с мощностью $P = 10^{20}$ Вт/см^2 и длительностью $\tau = 30$ фс при точном резонансе ($\Delta = 0$) с переходом в промежуточный уровень $I_e = 5^-$, $W_e = 466.64$ кэВ находим, что вероятность заселения этого уровня одним импульсом составляет $\mathcal{P}_e \approx 7 \cdot 10^{-3}$. Это соответствует ускорению распада изомера на интервале 30 фс в $\sim 10^{13}$ раз.

Summary

A.Ya. Dzyublik. Nuclear Decay in a Laser Field.

The work examines the nuclear decay via intermediate excited level induced by a pulsed X-ray laser. The formalism is developed, which allows to treat both induced and spontaneous transitions in a nucleous on an equal footing. The problem is solved for resonant nuclear transitions of arbitrary multipolarity in the field of pulses with rectangular and Gaussian shape. In the first case the Rabi oscillations are considered, which depend on the attenuation of excited and initial levels of the nucleus. Simple equations are derived for the probability of the nuclear decay induced by a laser. The estimate for ^{84}Rb shows the possibility of acceleration of its decay by an intense X-ray laser.

Key words: X-ray laser, nuclear isomer, acceleration of decay, induced decay, Rabi oscillations, coherent optics, gamma quantum.

Литература

1. *Collins C.B. et al.* γ emission from the 31-yr isomer of ^{178}Hf induced by X-ray irradiation // Phys. Rev C. – 2000. – V. 61, No 5. – P. 054305-1–054305-7.
2. Карпешин Ф.Ф. Резонансная внутренняя конверсия как путь ускорения ядерных процессов // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2006. – Т. 37, № 2. – С. 523–564.
3. *Dzyublik A.Ya., Méot V., Gosselin G.* Decay of isomers stimulated by laser radiation // Laser Phys. – 2007. – V. 17, No 5. – P. 760–764.
4. *Bürvenich T.J., Evers J., Keitel C.H.* Nuclear quantum optics with X-ray laser pulses // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 96, No 14. – P. 142501-1–142501-4.
5. *Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* Атом в сильном световом поле. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 224 с.
6. *Pàlffy A., Evers J., Keitel C.H.* Electric-dipole-forbidden nuclear transitions driven by super-intense laser fields // Phys. Rev. C. – 2008. – V. 77, No 4. – P. 044602-1–044602-9.
7. *Давыдов А.С.* Теория атомного ядра. – М.: Физматгиз, 1958. – 611 с.
8. *Sambe H.* Steady states and quasienergies of a quantum-mechanical system in an oscillating field // Phys. Rev. A. – 1973. – V. 7, No 6. – P. 2203–2213.
9. *Дзюблик А.Я.* Решение временного уравнения Шредингера в нетрадиционном гильбертовом пространстве // Теорет. и матем. физика. – 1991. – Т. 87, № 1. – С. 86–96.
10. *Гольдбергер М., Ватсон К.* Теория столкновений. – М.: Мир, 1967. – 814 с.

Поступила в редакцию
28.01.10

Дзюблик Алексей Ярославович – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института ядерных исследований НАН Украины, г. Киев, Украина.

E-mail: *dzyublik@ukr.net*