

МОЖНО ЛИ ИЗМЕНИТЬ СКОРОСТЬ АЛЬФА-РАСПАДА ЯДРА ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СИНХРОТРОНОВ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ?

И. В. Копытин

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 10.01.2018 г.

Аннотация. Ранее мы изучали возможность изменения скорости альфа-распада путем воздействия лазерного излучения на ядро. Мы показали, что даже при его предельно достижимой мощности полная скорость альфа-распада меняется незначительно. Возможно иной результат получится, если для облучения альфа-активного ядра использовать синхротронное излучение. В настоящее время синхротронное излучение от синхротронов третьего поколения обладает большой яркостью, энергия фотонов может достигать 200 – 300 кэВ и возможно ее дальнейшее увеличение. Такие энергии по величине сравнимы с ядерными и эффект от воздействия синхротронного излучения на альфа-распад может оказаться более существенным. Как оказалось, изменение скорости альфа-распада изотопа ^{238}U в поле синхротронного излучения от синхротронов третьего поколения пренебрежимо мало.

Ключевые слова: альфа-распад, синхротронное излучение, синхротрон третьего поколения, изотоп ^{238}U , скорость альфа-распада.

IS IT POSSIBLE TO CHANGE RATE OF NUCLEUS ALPHA DECAY BY RADIATION FIELD FROM THIRD GENERATION SYNCHROTRONS?

I. V. Kopytin

Abstract. We investigated before the possibility of modifying alpha decay rate by the influence of a laser radiation upon a nucleus. We showed that the laser radiation with the extreme achievable intensity slightly modifies the total rate of alpha decay. A different result may be probably obtained if it use synchrotron radiation for the irradiation of an alpha-active nucleus. At present, synchrotron radiation from the third generation synchrotrons has high brilliance, the photon energy may reach 200 – 300 keV and, in the future, it may be larger. These energies are comparable with nuclear ones and the effect from the influence of the synchrotron radiation upon alpha decay could be more significant. As it turned out, the change of the alpha decay rate of ^{238}U isotope into the synchrotron radiation field from the third generation synchrotrons will be negligible.

Keywords: alpha decay, synchrotron radiation, third generation synchrotron, ^{238}U isotope, alpha decay rate.

ВВЕДЕНИЕ

Фундаментальная проблема внешнего воздействия на различные физические процессы в веществе, а также и в его отдельных структурных элементах (молекулах, атомах и атомных ядрах) — это одна из самых актуальных задач современной физики. Обусловлено это ценностью физической информации, получаемой о свойствах объектов исследований, о новых

явлениях и возможности ими управлять. Развитию этого направления способствует также появление в ведущих научных центрах все более мощных источников электромагнитных излучений и ускорителей частиц.

В физике атомов и молекул многие достижения в этой области были связаны с воздействием на их характеристики сильных лазерных полей. Изучались многофотонная ионизация атомов, генерация высоких гармоник, многоэлектронный туннельный эффект, ускорение электронов в плазме до нескольких $ГэВ$ и др. (смотри, например, обзорную работу [1], а также нашу работу [2], в которой приведены ссылки на обзоры последних лет в этой области). Использование электромагнитного излучения от синхротронов первого и второго поколений тоже способствовало существенному прогрессу физики, в частности, в исследованиях конденсированных сред и других объектов (смотри, например, обзорную работу [3] и ссылки в ней).

Исключение как объект этого направления исследований пока составляют атомные ядра. Все попытки с помощью мощных излучений оптического и мягкого рентгеновского диапазона повлиять на ядерные процессы, если последние не были обусловлены только перестройкой электронной оболочки атома, оказались безуспешными (обзор работ, посвященных воздействию лазерного излучения на ядерный бета-распад приведен, например, в [4]). Однако в последнее время и в этой области могут быть перемены. Возможно большие перспективы в области внешних воздействий на физические процессы в атомных ядрах откроются в связи с введением в эксплуатацию в научных центрах ряда стран синхротронов третьего поколения (США, Япония, Германия, Россия). Уже сейчас действуют большие накопительные кольца APS (Advanced Photon Source) с энергией электронов $7 ГэВ$ (США) и SPRING-8 (Super Photon Ring) с энергией электронов $8 ГэВ$ (Япония). В накопительном кольце ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) с энергией электронов $6 ГэВ$ (Гренобль, Франция) за счет встроенных в него ондуляторов на два порядка удалось увеличить яркость синхротронного излучения (СИ). Накопительные кольца 3-го поколения улучшают не только такие параметры излучения, как величина потока и яркость, но также создают возможность смещения диапазона энергий СИ в более жесткую часть спектра, захватывая ядерные диапазоны. Уже сейчас энергии фотонов СИ без существенного уменьшения его интенсивности достигают $200 - 300 кэВ$, например, на SPRING-8 в Японии. Более того, в дальнейшем рассматривается перспектива получения энергий СИ до величин порядка $1 МэВ$.

Энергии фотонов СИ в несколько сотен $кэВ$, достижимые на синхротронах третьего поколения, позволяют исследовать прямое воздействие СИ на ядерные характеристики. Энергии такой величины и большая мощность излучения, пусть и несколько меньшая, чем у лазерного, позволяют вновь ставить вопрос о воздействии электромагнитного излучения на ядерные процессы, в частности, на распадные. Это альфа- и бета-распады атомных ядер теперь в поле СИ. В этом случае величины передаваемых ядру энергий уже достаточно велики и сравнимы с ядерными. Следовательно, при соответствующем подборе пар “материнское ядро-дочернее ядро” появляется возможность, например, прямого стимулирования с помощью СИ ядерных бета-переходов, которые в обычных естественных условиях запрещены, или ускорения естественных заторможенных бета-распадов [5, 6]. Большая мощность СИ от синхротронов третьего поколения позволяет надеяться, что, в отличие от бета-распада, стимулированного лазерным излучением, удастся получить скорости соответствующих распадов и их ускорения, доступные для наблюдения, или, по крайней мере, сформулировать необходимые требования для осуществления этой возможности.

Все сказанное относится и к еще одному ядерному распаднему процессу – альфа-распаду. Возможность изменить его скорость лазерным излучением оценивалась нами ранее в работе [2] и было показано, что практически это невозможно. В настоящей работе мы изучаем возможность повлиять на скорость альфа-распада полем СИ, генерируемого синхротронами

третьего поколения. Конкретные параметры такого излучения с непрерывным спектром (от вигглера) брались из [7] для синхротрона SPRING-8 (Япония).

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЯ СКОРОСТИ АЛЬФА-РАСПАДА В ПОЛЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В [2] в квазиклассическом приближении нами было получено выражение для поправки к скорости ядерного альфа-распада в присутствии переменного электромагнитного поля. Для случая лазерного излучения в зависимости от его интенсивности было рассчитано относительное изменение скорости альфа-распада и исследовано влияние на нее величин заряда альфа-активного ядра и энергии альфа-частицы. Было показано, что даже для теоретически предельных величин интенсивности лазерного излучения ($10^{26} - 10^{28}$ Вт/см²), пока недостижимых на практике, относительное ускорение альфа-распада не превышает нескольких процентов. В частности, для изотопа ^{238}U ($Z = 92$, $E_\alpha = 4.27$ МэВ) при интенсивности лазерного излучения 10^{28} Вт/см² это ускорение составляет не более 2% (здесь и далее Z — зарядовое число материнского ядра, E_α — энергия испущенной альфа-частицы).

Возможно, иной результат получится, если для облучения альфа-активного ядра использовать синхротронное излучение. Как уже говорилось во Введении, в настоящее время СИ от синхротронов третьего поколения обладает большой яркостью, а верхняя граница его непрерывного спектра от вигглера может достигать 200–300 кэВ, причем без существенной потери мощности излучения в этой части спектра. Так как эти энергии по величине уже сравнимы с ядерными, эффект от воздействия поля СИ на альфа-распад может оказаться более заметным, чем в случае оптического излучения даже от самых мощных лазеров. В этом разделе мы выполним количественную оценку влияния СИ на скорость альфа-распада сферических ядер (учет возможной деформации альфа-активных ядер усложняет задачу).

В прямом действии синхротронного излучения на процесс альфа-распада условно можно выделить две составляющие. Во-первых, альфа-частица и дочернее ядро обладают зарядами. Следовательно, внешнее электромагнитное поле будет с ними взаимодействовать и деформировать потенциальный барьер, который альфа-частица преодолевает в распадном процессе. Именно такая задача рассматривалась в [2] для случая лазерного поля. В этой работе для описания процесса альфа-распада использовалась известная одночастичная модель Гамова [8], и здесь мы в наших оценках также возьмем ее за основу. В этой модели вероятность вылета альфа-частицы с заданной энергией из атомного ядра определяется, главным образом, проницаемостью потенциального барьера, обусловленного ядерным и кулоновским взаимодействиями альфа-частицы и дочернего ядра.

Во-вторых, взаимодействие СИ с альфа-частицей может заметно увеличить ее энергию, так как в нем есть фотоны с энергией до 300 кэВ (у синхротронов третьего поколения). Именно это обстоятельство в процессе альфа-распада отличает действие синхротронного излучения от лазерного, при котором энергия испускаемой альфа-частицы меняется незначительно. В одночастичной модели альфа-распада [8] с ростом энергии альфа-частицы будет расти и вероятность распада, так как будет увеличиваться проницаемость потенциального барьера. Конечно, все это условно, поскольку в полной теории альфа-распадного процесса обе указанные составляющие составляют единое целое. Тем не менее, чтобы оценить влияние указанных эффектов на скорость процесса альфа-распада в поле СИ, мы все же их рассмотрим отдельно. Если такое влияние окажется заметным в практически интересных случаях, то можно будет ставить вопрос и о разработке полной теории.

Рассмотрим вначале воздействие электромагнитного поля на процесс альфа-распада через его вклад в деформирование потенциального барьера. Именно такая задача в квазиклассическом приближении решалась нами в [2]. Полученное там в рамках квазиклассического приближения итоговое выражение для коэффициента K , дающего отношение скоростей

альфа-распада в присутствии электромагнитного поля и без него позволяет оценить степень влияния такого поля:

$$K = \frac{\Delta\lambda_\alpha(I)}{\lambda_\alpha^{(0)}} \approx \frac{3\pi^3(Z-2)^4 e^{10}\mu I}{E_\alpha^5}. \quad (1)$$

Здесь $\Delta\lambda_\alpha(I) = \lambda_\alpha(I) - \lambda_\alpha^{(0)}$, $\lambda_\alpha(I)$ и $\lambda_\alpha^{(0)}$ — скорости альфа-распада в присутствии электромагнитной волны с интенсивностью I и без нее, e — заряд электрона, μ — приведенная масса альфа-частицы. Сейчас для сильного лазерного излучения практически достигнута интенсивность порядка $(10^{21} - 10^{22})$ Вт/см². Как было показано в [2] на примере альфа-распада изотопа ²³⁸U, даже для интенсивностей лазерного излучения $I = (10^{26} - 10^{27})$ Вт/см², близких к теоретическому пределу, изменение скорости альфа-распада изотопа ²³⁸U не превышало 2%.

Если теперь рассматривать действие синхротронного излучения, то следует иметь ввиду еще одно отличие лазерного излучения от СИ — у последнего отсутствует когерентность. Из-за этого амплитуды электромагнитного поля не складываются, и это не позволяет получать высокие значения напряженности электрического поля (и индукции магнитного поля). По этой причине синхротронное излучение не сможет существенно изменить ширину барьера. К тому же в настоящее время величина интенсивности СИ даже у синхротронов последнего поколения пока еще существенно меньше, чем у лазерных установок. Отсюда можно сделать вывод, что изменение скорости альфа-распада за счет деформации потенциального барьера полем синхротронного излучения будет пренебрежимо мало.

Также в рамках одночастичной модели альфа-распада [8] оценим теперь, как может повлиять СИ на альфа-распад, увеличивая энергию испускаемой альфа-частицы. Будем рассматривать систему из дочернего ядра с зарядом $(Z - 2)e$ и α -частицы с зарядом $2e$. В [8] их ядерное взаимодействие моделируется сферической ямой глубины V_0 и радиуса R_0 . Таким образом, потенциальная энергия взаимодействия, определяющая форму потенциального барьера, имеет вид

$$V(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{r}, \quad \text{если } r > R_0, \quad \text{и } V(r) = -V_0, \quad \text{если } r < R_0. \quad (2)$$

Как обычно, волновую функцию будем искать в стандартном виде $\Psi(\mathbf{r}) = r^{-1}u(r)Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$, где $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ — сферическая функция. Пренебрегая центробежным членом, который, как известно, дает малую добавку к энергии взаимодействия $V(r)$, можно радиальное уравнение Шредингера записать в виде:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) - E_\alpha \right) u(r) = 0, \quad (3)$$

Это уравнение соответствует довольно грубой модели альфа-распада и находить его точное решение нет необходимости. Для наших целей достаточно найти проницаемость потенциального барьера в квазиклассическом приближении. Она имеет вид

$$P(E_\alpha) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2\mu[V(r) - E_\alpha]} dr \right\}, \quad (4)$$

где r_1 и r_2 — точки поворота, определяемые из условия

$$V(r_1) = V(r_2) = E_\alpha, \quad r_1 > r_2. \quad (5)$$

В нашем случае $r_1 = R_0$ и $r_2 = 2(Z-2)e^2/E_\alpha$. Проводя интегрирование в (4) с учетом (2) и (5), получим:

$$P(E_\alpha) = \exp \left\{ -\frac{4(Z-2)e^2}{\hbar v} (\pi - 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0) \right\}, \quad (6)$$

где $v = \sqrt{2E_\alpha/\mu}$ — скорость альфа-частицы, $\sin \varphi_0 = [E_\alpha R_0/2(Z-2)e^2]^{1/2}$.

Для получения скорости альфа-распада (вероятность в единицу времени) в модели Гамова проницаемость барьера следует умножить на “частоту”, с которой альфа-частица ударяется о “границу” ядра. В работе [8] полагалось, что эта “частота” равна величине $v/2R_0$, т. е. пропорциональна величине $E_\alpha^{1/2}$. Существуют и другие способы оценки величины этого множителя в рамках одночастичной модели. Однако нас интересует только относительная скорость альфа-распада, как в предыдущем случае, когда выполнялся расчет коэффициента K , поэтому различия в определении вышеуказанной “частоты” будут не очень существенны.

Сделаем по формуле (6) для проницаемости барьера P оценку изменения ее величины, если в электромагнитном поле энергия альфа-частицы E_α увеличится на 200 кэВ (энергии фотонов синхротронного излучения от вигглера в синхротроне SPRING-8 достигают 200 кэВ без существенного снижения его интенсивности). Как и выше, оценку сделаем для альфа-распада ядра ^{238}U . Напомним, что у него $Z = 92$ и $E_\alpha = 4.27$ МэВ. Параметр R_0 был рассчитан по формуле $R_0 = 1.57 \cdot A^{1/3}$ ферми (A — массовое число ядра ^{238}U , внесистемная единица 1 ферми = 10^{-15} м), использование которой позволяет вполне удовлетворительно описывать альфа-распад в основном состоянии четно-четных ядер [9]. В итоге коэффициент $K = P(E_\alpha = 4.47 \text{ МэВ})/P(E_\alpha = 4.27 \text{ МэВ})$, показывающий увеличение проницаемости барьера с ростом энергии альфа-частицы на 200 кэВ, равен 42.3.

Чтобы оценить тенденцию роста величины проницаемости потенциального барьера $P(E_\alpha)$, мы по формуле (6) сделали ее оценку и для больших энергий альфа-частицы, которые пока не получены для СИ у действующих синхротронов. Результаты представлены в таблице 1. Там же приведены величины соответствующих скоростей альфа-распада $\lambda_\alpha(E_\alpha)$ и коэффициентов их ускорения $K(E_\alpha) = \lambda_\alpha(E_\alpha)/\lambda_\alpha(E_\alpha = 4.27 \text{ МэВ})$. В соответствии с работой [8] эти скорости рассчитывались по формуле

$$\lambda_\alpha(E_\alpha) = \frac{v}{2R_0} P(E_\alpha). \quad (7)$$

Таблица 1. Характеристики альфа-распада изотопа ^{238}U , рассчитанные для различных энергий альфа-частицы.

$E_\alpha, \text{ МэВ}$	$E_\gamma, \text{ кэВ}$	$P(E_\alpha)$	$\lambda_\alpha(E_\alpha), \text{ с}^{-1}$	$K(E_\alpha)$	$\beta(E_\alpha, E_\gamma)$
4.27	0	$2.0 \cdot 10^{-38}$	$1.5 \cdot 10^{-17}$	1.0	—
4.47	200	$8.4 \cdot 10^{-37}$	$6.3 \cdot 10^{-16}$	42.3	$2.9 \cdot 10^{-28}$
4.77	500	$1.5 \cdot 10^{-34}$	$1.2 \cdot 10^{-13}$	$7.8 \cdot 10^3$	$1.0 \cdot 10^{-27}$
5.27	1000	$3.5 \cdot 10^{-31}$	$2.8 \cdot 10^{-10}$	$1.9 \cdot 10^7$	$2.6 \cdot 10^{-25}$

Как видно из табл. 1, расчет по формулам (6) и (7) вероятности альфа-распада из основного состояния изотопа ^{238}U дает величину $1.5 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$. Она в 3 раза больше экспериментальной величины ($5 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$), однако, учитывая упрощенность использованной нами альфа-распадной модели, такой результат следует признать удовлетворительным.

Как и ожидалось, увеличение энергии альфа-частицы за счет поглощения фотонов СИ с максимальной энергией приводит к значительному увеличению проницаемости потенциального барьера для альфа-частицы и, соответственно, к росту скорости альфа-распада. Так, при увеличении этой энергии на 200 кэВ скорость альфа-распада увеличивается почти на два порядка ($K(E_\alpha) = 42.3$) и еще сильнее она возрастает при больших энергиях альфа-частицы (смотри в табл. 1 столбец для коэффициента $K(E_\alpha)$). Однако этот факт не означает, что такой эффект может стать наблюдаемым. Дело в том, что альфа-частица, попав в потенциальной яме в состояние с увеличенной энергией, большей, чем была у нее в основном состоянии, будет одновременно участвовать в двух конкурирующих процессах. Один из них — альфа-распад, приводящий к “уходу” альфа-частицы из потенциальной ямы через потенциальный барьер. Другой — это электромагнитный переход альфа-частицы в потенциальной яме в состояние

с меньшей энергией. Последний процесс с испусканием фотона имеет много большую вероятность, чем распадный процесс. В таблице 1 в последнем столбце приведен коэффициент $\beta(E_\alpha, E_\gamma)$, дающий отношение скорости альфа-распада с данной энергией альфа-частицы к вероятности ее же электромагнитного перехода в основное состояние с соответствующей энергией E_γ . Вероятность гамма-перехода рассчитывалась по известной приближенной формуле Вайскопфа (смотри, например, [9]) для нуклонных однофотонных гамма-переходов электрического типа в атомных ядрах с заменой нуклонных характеристик на характеристики альфа-частицы (рассматривались наиболее интенсивные $E1$ гамма-переходы). Заметим, что в модели Гамова возможными будут лишь однофотонные переходы альфа-частицы, линейные по интенсивности, а, например, двухфотонное возбуждение будет невозможно из-за отсутствия когерентности (у фотонов синхротронного излучения не возникает "согласованности" колебаний).

Из табл. 1 видно, что альфа-распад даже из состояний с большой энергией практически не способен конкурировать с электромагнитными переходами. Однако с помощью СИ можно создать условия, при которых заселенность альфа-частичного возбужденного состояния будет поддерживаться в течение определенного времени τ и тем самым альфа-распад из этого состояния будет возможен. Оценим величину изменения скорости альфа-распада для этого случая. Среднюю скорость альфа-распада можно рассчитать по формуле

$$\begin{aligned} \overline{\lambda_\alpha(E_\alpha)} &= \lambda_\alpha(E_\alpha = 4.27 \text{ МэВ}) \frac{T-\tau}{T} + \lambda_\alpha(E_\alpha) \frac{\tau}{T} = \\ &= \lambda_\alpha(E_\alpha = 4.27 \text{ МэВ}) \{1 + [K(E_\alpha) - 1] \frac{\tau}{T}\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь T — период полураспада для естественного альфа-распада изотопа ^{238}U с энергией альфа-частицы 4.27 МэВ, а величины $\lambda_\alpha(E_\alpha)$ и $K(E_\alpha)$ были определены выше и их значения приведены в таблице 1. В итоге для оценки величины относительного изменения скорости альфа-распада изотопа ^{238}U получается следующее выражение:

$$\Delta\lambda_\alpha/\lambda_\alpha \approx 2 \cdot 10^{-18} K(E_\alpha)\tau, \quad (9)$$

где величина времени облучения τ должна быть выражена в с и использовано теоретическое значение $T = \ln 2/\lambda(E_\alpha = 4.27 \text{ МэВ}) = 4.6 \cdot 10^{17} \text{ с}$. Используя формулу (9) и данные из табл. 1, легко видеть, что при разумных величинах параметра τ изменение скорости естественного альфа-распада изотопа ^{238}U путем помещения его в поле синхротронного излучения практически невозможно, как и в случае лазерного облучения. Лишь при энергии фотонов СИ в 1 МэВ, которая пока недостижима, и суммарном времени облучения СИ порядка одного года (1 год = $3.15 \cdot 10^7 \text{ с}$), что также маловероятно, величина $\Delta\lambda_\alpha/\lambda_\alpha \sim 10^{-3}$, что могло бы быть доступно для проверки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты позволяют сделать вывод: изменение скорости процесса альфа-распада воздействием на него полем синхротронного излучения, генерируемым даже синхротронами третьего поколения, пока лежит за пределом экспериментальных возможностей его наблюдения. Из проведенных оценок также следует, что пока нет большой необходимости развивать и точную теорию процесса. Однако с увеличением граничной энергии синхротронного излучения и его интенсивности, а именно в этом направлении прогрессирует строительство синхротронов новых поколений, такая задача все же может стать актуальной.

Автор благодарит д. ф.-м. н., доцента Корнева А. С. за полезные обсуждения работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Делоне, Н. Б. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением / Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов. — М. : Физматлит, 2001. — 311 с.
2. Копытин, И. В. Квазиклассическая формула для вероятности α -распада в электромагнитном поле / И. В. Копытин, А. С. Корнев // Ядерная физика. — 2014. — Т. 77, № 1. — С. 56–62.
3. Тернов, И. М. Синхротронное излучение / И. М. Тернов // Успехи физических наук. — 1995. — Т. 165. — С. 429–456.
4. Тернов, И. М. Влияние сильного электромагнитного поля на бета-распад / И. М. Тернов, В. Н. Родионов, О. Ф. Дорофеев // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 1989. — Т. 20, вып. 1. — С. 51–95.
5. Алмалиев, А. Н. Ускорение β -переходов синхротронным излучением / А. Н. Алмалиев, И. В. Копытин, К. Н. Карелин // Вестн. Воронеж. гос. ун-та. Сер. Физика, математика. — 2004. — № 1. — С. 5–10.
6. Копытин, И. В. Воздействие синхротронного излучения на ядерный бета-распад / И. В. Копытин, К. Н. Карелин // Ядерная физика. — 2005. — Т. 68, № 7. — С. 1185–1194.
7. <http://www.spring8.or.jp>
8. Gamov, G. A. Zur Quantentheorie des Atomkernes / G. A. Gamov // Zs. Physik. — 1928. — V. 51. — P. 204–209.
9. Престон, М. Физика ядра / М. Престон. — М. : Мир, 1964. — 574 с.

REFERENCES

1. Delone N.B., Krainov V.P. Nonlinear ionization of atoms by laser irradiation. [Delone N.B., Krainov V.P. Nelineynaya ionizaciya atomov lazernym izlucheniem]. Moscow, 2001, 311 p.
2. Kopytin I.V., Kornev A.S. Semiclassical formula for the alpha-decay rate in an electromagnetic field. [Kopytin I.V., Kornev A.S. Kvaziklassicheskaya formula dlya veroyatnosti α -raspada v elektromagnitnom pole]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2014, vol. 77, no. 1, pp. 56–62.
3. Ternov I.V. Synchrotron radiation. [Ternov I.V. Sinkhrotronnoe izluchenie]. *Uspexi fizicheskix nauk — Physics-Uspexi*, 1995, vol. 165, pp. 429–456.
4. Ternov I.V., Radionov V.N., Dorofeev O.E. Effect of strong electromagnetic field on beta decay. [Ternov I.V., Radionov V.N., Dorofeev O.E. Vliyanie sil'nogo elektromagnitnogo polya na beta-raspad]. *Fizika elementarnyx chastic i atomnogo yadra — Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei*, 1989, vol. 20, iss. 1, pp. 51–95.
5. Almaliev A.N., Karelin K.N., Kopytin I.V. Acceleration of beta transition by synchrotron radiation. [Almaliev A.N., Karelin K.N., Kopytin I.V. Uskorenie β -perexodov sinxrotronnym izlucheniem]. *Vestnik Voronezhskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Fizika. Matematika — Proceedings of Voronezh State University. Series: Physics. Mathematics*, 2004, no. 1, pp. 5–10.
6. Kopytin I.V., Karelin K.N. Effect of synchrotron radiation on nuclear beta decay. [Kopytin I.V., Karelin K.N. Vozdeystvie sinxrotronnogo izlucheniya na yadernyy beta-raspad]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2005, vol. 68, no. 7, pp. 1185–1194.
7. <http://www.spring8.or.jp>
8. Gamov G.A. Zur Quantentheorie des Atomkernes. *Zs. Physik*, 1928, vol. 51, pp. 204–209.
9. Preston M.A. *Physics of the nucleus*. [Preston M. Fizika yadra]. Moscow: Mir, 1964, 574 p.

И. В. Копытин

*Копытин Игорь Васильевич, доктор
физико–математических наук, профессор,
профессор кафедры теоретической физики
ВГУ, Воронеж, Россия
E-mail: i-kopytin@yandex.ru
Тел.: +7(473)220–87–56*

*Kopytin I.V., Doctor of Physical and
Mathematical Sciences, Professor, Professor
of the Department Theoretical Physics
Voronezh State University, Voronezh, Russia,
E-mail: i-kopytin@yandex.ru
Tel.: +7(473)220–87–56*