ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 4, № 4 (2000) с. 387–390

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 4, No. 4 (2000) p. 387–390

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕВОЛЮЦІЇ РОЗПАДУ Й ЧАСУ ІСНУВАННЯ РАДІОАКТИВНИХ ЯДЕР

Н. Л. Дорошко, М. Е. Долинська
Інститут ядерних досліджень НАН України,
просп. Науки, 47, Київ-22, 03022, Україна

(Отримано 6 липня 2000 р.; в остаточному вигляді — 28 грудня 2000 р.)

Квантовомеханічний метод, який було запропоновано раніше для теоретичного опису резонансного розсіяння γ-квантів, узагальнено з урахуванням ефекту Доплера й застосовано для дослідження еволюції розпаду й часу життя радіоактивних ядер. Запропоновано новий алґоритм для визначення характеристичних функцій розподілу енерґії, імовірностей розпаду та функцій розпаду. Зроблено теоретичне обґрунтування необхідности перегляду часових характеристик ядер-хронометрів. Проведено розрахунки для конкретних випадків розпаду збуджених ядер при кімнатних температурах з урахуванням ефекту Доплера та без нього.

Ключові слова: еволюція розпаду, інтенсивність розпаду, час життя, ефект Доплера, ядерна хронометрія.

PACS number(s): 03.65.Bz; 03.65.Ge; 03.50.De

I. ВСТУП

В усіх відомих на сьогодні методах дослідження еволюції радіоактивних перетворень і ланцюжків розпаду брали до уваги часи існування лише основних станів ядер, що розпадаються. Але тривалість s- і r-процесів ядерного випромінювання охоплює не тільки основні, а й усі можливі стани синтезованих ядер, які могли бути сформовані. Відомо, що α- і β-розпади збуджених ядер проходять значно швидше, ніж розпади з основних станів. Відомо також, що γ-розпад зі збудженого стану на наступний енерґетичний рівень відбувається так швидко (з типовим наносекундним або навіть меншим інтервалом), що практично недоцільно зважати на повільніші процеси α- і β-розпадів із цих станів.

Слід також відзначити, що донедавна ніхто не брав до уваги і γ-поглинання, що відбувається перед γ-випромінюванням, під час якого γ-промені поширюються у великих об'ємах речовини всередині зірок, супернових, планет. Якщо витрати на віддачу в процесах випромінювання й поглинання були скомпенсовані кінетичною енерґією руху ядер у межах розподілу теплових швидкостей, то таке явище не тільки існує, але й може бути багаторазовим.

Таким чином, усе сказане дозволяє зробити висновок, що еволюція і тривалість розпаду материнських радіоактивних ядер визначається:

а) часовим розподілом утворення цих ядер в усіх можливих збуджених станах;

б) кінетикою всіх можливих γ-переходів (випромінювання — наступне поглинання — подальше випромінювання — ...) у речовині;

в) зв'язками між α- і β-розпадами в межах кожного збудженого стану.

Коли врахувати все це, то можна оцінити розподіл різних станів α- і β-розпадів збуджених ядер, що може суттєво змінити остаточні результати оцінок усіх часових інтервалів, які характеризують еволюцію ланцюжків розпаду. Це може мати важливе значення в ядерній хронометрії, яка використовує радіоактивний розпад для вимірів проміжків часу в геології, археології, астрофізиці. Так, в [1] на простих прикладах було доведено, що скориґовані належним чином показники "ядерного годинника" в низці випадків можуть відповідати значно меншим значенням тривалостей реальних процесів розпаду ядер-хронометрів, а, значить, і "віку" об'єктів, у яких вони відбуваються.

II. ТЕОРЕТИЧНИЙ ОПИС ЕВОЛЮЦІЇ РОЗПАДУ ЗБУДЖЕНИХ ЯДЕР

A. Застосування теореми Крилова-Фока

Для опису еволюції розпаду, на відміну від сьогоднішніх праць, які базуються, як правило, на методах класичної електродинаміки, ми пропонуємо квантовомеханічний підхід, що ґрунтується на теоремі Крилова-Фока [2], узагальненій для змішаних станів (коли процес розпаду ансамблю частинок відбувається одночасно з його утворенням) [3], завдяки чому й дозволяє враховувати згадані вище чинники.

Цей підхід ми уже застосовували в [4] для теоретичного обґрунтування часового розподілу γ-квантів, резонансно розсіяних ядрами Fe^{57} в мессбауерівських експериментах. Але, на відміну від [4], в цій праці було враховано доплерівський ефект, що дає змогу визначати ймовірності розпаду та часи життя збуджених ядер при різних температурах.

Для максимального спрощення аналізу обмежмося ідеальним випадком довгоживучого радіоактивного ядра, яке в певний початковий момент часу ($t = 0$) розподілене у двох станах (основному й першому збудженому).

Тоді, згідно з [3], функції розпаду $L(t)$ і $L_0(t)$, що характеризують розпад деякого початкового (першого збудженого) і наступного (основного) станів відповідно (більш строго вони називаються функціями виживання), подамо у вигляді

$$L(t) = |p(t)|^2/|p(0)|^2, \tag{1}$$

$$L_0(t) = |p_0(t)|^2/|p_0(0)|^2, \tag{2}$$

де

$$p_0(t) = \int_0^\infty |G_0(\varepsilon)|^2 \exp\left(-i\varepsilon t/\hbar\right) d\varepsilon, \tag{3}$$

$$p(t) = \int_0^\infty |G(\varepsilon)|^2 \exp\left(-i\varepsilon t/\hbar\right) d\varepsilon \tag{4}$$

характеристичні функції розподілу енерґії в основному й першому збудженому станах відповідно, а

$$|G_0(\varepsilon)|^2 = \mathrm{const}[(\varepsilon_1 - \varepsilon)^2 + \Gamma_1^2/4]^{-1}[(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 + \Gamma_0^2/4]^{-1}, \tag{5}$$

$$|G(\varepsilon)|^2 = \mathrm{const}[(\varepsilon_1 - \varepsilon)^2 + \Gamma_1^2/4]^{-1} \tag{6}$$

імовірності розподілу енерґії в цих станах. Тут Γ_0 і Γ_1 та ε_0 і ε_1 — ширини й енерґії основного й першого збудженого станів відповідно.

Імовірності й швидкості розпадів визначатимуться виразами:

$$W_0(t) = 1 - L_0(t);\ \ \rho_0(t) = dW_0(t)/dt \tag{7}$$

для основного стану і

$$W(t) = 1 - L(t);\ \ \rho(t) = dW(t)/dt \tag{8}$$

для першого збудженого стану, а інтенсивність розпаду

$$I(t) = \int_0^t dt' \rho_0(t)\rho(t - t'). \tag{9}$$

Для визначення часу життя τ радіоактивного ядра й періоду його напіврозпаду $T_{1/2}$ можна скористатися такими виразами:

$$\tau = \int tI(t)dt \Big/ \int I(t)dt, \tag{10}$$

$$T_{1/2} = \tau \ln 2. \tag{11}$$

B. Влив теплового руху атомів на характеристики процесів розпаду

Відомо, що реальна ширина ліній випромінювання й поглинання визначається не природною шириною Γ, а доплерівським розширенням

$$D = 2\sqrt{\varepsilon_r kT}, \tag{12}$$

яке пояснюється різним доплерівським зміщенням ліній, що спостерігаються у випромінюванні неоднаковими атомами, завдяки відмінності у швидкостях і напрямках їхнього руху.

Розгляньмо деякі приклади, які наочно демонструють вплив цього ефекту на характеристики процесів розпаду.

Відмінність ширин Γ і D дає змогу оцінити кількість ланок γ-поглинань і γ-випромінювань для конкретних радіоактивних ядер за співвідношеннями: $N\varepsilon < D$ (для $T \cong 300\,\mathrm{K}$) та $N\varepsilon \ll D$ (для $T \cong 1 \cdot 10^9\,\mathrm{K}$). Так, для Fe^{57} $N < 7$ (для кімнатних температур) і $N \ll 13326$ (для зоряних температур). Відповідно до залежности $N(t) = 2\sqrt{\varepsilon_r kT}/\varepsilon_r$ [1] підвищення температури речовини на 1 процент приводить до збільшення кількости ланок γ-процесів на 0.5 процента. Це не має великого значення для кімнатних температур, оскільки зміна T, наприклад, на 10 K викликає зміну N всього на 0.0123, і стає суттєвою для зоряних температур (зміна T, наприклад, на 100 K змінює N на 263). Доплерівське розширення значно впливає і на тривалість реальних процесів. Оцінити відмінність часу життя збудженого ядра з урахуванням ефекту Доплера від звичайного можна за допомогою виразу $\tau^D = \tau - (\Gamma_0/\hbar)^{-1}\ln 2$ [1]. Так, для Fe^{57} $\tau = 9.455 \cdot 10^{-10}$ с, а $\tau^D = 3.081 \cdot 10^{-10}$ с, тобто час життя радіоактивного ядра Fe^{57}, розрахований з урахуванням доплерівського розширення, менший від часу життя, яким звичайно користуються в ядерній фізиці, приблизно в 3 рази. Аналогічні оцінки можна зробити і для інших ядер.

C. Урахування доплерівського розширення

Усе сказане свідчить про те, що для точнішого визначення інтенсивности розпаду $I(t)$, а значить, і часу життя τ збудженого ядра, необхідно врахувати максвеллівську функцію розподілу за енерґією

$$f(\varepsilon)d\varepsilon = -\frac{1}{\sqrt{\pi D}} \exp\left(-\frac{(\varepsilon\varepsilon_r)^2}{D^2}\right) d\varepsilon, \tag{13}$$

де $\varepsilon_r = \varepsilon_\gamma^2/2\mu c^2$ — кінетична енерґія віддачі ядер після випромінювання чи поглинання γ-квантів, ε_γ — енерґія γ-квантів, а D — доплерівська ширина для резонансного випромінювання чи поглинання.

Щоб знайти реальні функції розподілу енерґій як функції енерґій γ-квантів з урахуванням доплерівського розширення (а значить, і реальні інтенсивності, і тривалості життя), необхідно їх усереднити за всіма можливими значеннями відносної енерґії ε, тобто треба помножити (5) і (6) на (13) і проінтеґрувати за ε, замінивши при цьому енерґію ядра на енерґію γ-кванта ($\varepsilon_\gamma = \varepsilon - \varepsilon_0 - \varepsilon_r + D$ при $\Gamma_1 \gg \Gamma_0$).

D. Результати обчислень

На підставі розробленого алґоритму за допомогою числових методів було зроблено розрахунки для конкретних випадків розпаду збуджених β-активних ядер K^{40} і Rb^{87} при кімнатних температурах з урахуванням ефекту Доплера і за його відсутности. На графіках наведені ймовірності розпаду для збуджених ядер K^{40}і Pb^{87} з урахуванням ефекту Доплера ($W^D(t)$) (рис. 1) і без нього ($W(t)$) (рис. 2), інтенсивності розпаду цих ядер без урахування ефекту Доплера (рис. 3) та інтенсивності розпаду з урахуванням доплерівського ефекту для K^{40} (рис. 4) і для Rb^{87} (рис. 5) відповідно при кімнатних температурах.

Результати розрахунків свідчать, що залежність інтенсивности розпаду від часу з урахуванням ефекту Доплера має такий самий характер, що і за його відсутности (див. рис. 3–5), але в першому випадку вона точніша. Стверджувати це нам дозволяють рис. 1 і рис. 2, які демонструють, що залежність $W^D(t)$ має характер, аналогічний $W(t)$ (повторюється з тою ж самою періодичністю), але має більшу частоту, а значить, і більшу чутливість до зміни температури. Імовірності й інтенсивності розпаду для K^{40} значно більші, ніж для Rb^{87}, що відповідає співвідношенню невизначености час-енерґія, оскільки, чим більша ширина рівня, тим більшими мають бути ймовірності й інтенсивності розпадів і меншими часи життя відповідних станів.

Інтенсивність розпаду з урахуванням ефекту Доплера ($I^D(t)$), як і очікувалося, значно більша (приблизно в 10 разів), ніж без урахування цього ефекту ($I(t)$), а це означає, що час життя відповідних збуджених станів розглянутих радіоактивних ядер має бути (відповідно до залежности (10)) теж приблизно в 10 разів меншим за розрахований попередніми методами. Це дає право стверджувати, що й вік об'єктів, обчислений методами ядерної хронометрії, насправді значно більший від реального.

Розроблений метод дозволяє проводити аналогічні розрахунки для різних ядер і при різних температурах, що робить можливим його практичне застосування в ядерній хронометрії, наприклад, для точнішого визначення віку астрофізичних тіл і часу розпаду радіоактивних відходів, а також для оцінки кількости ланцюгів γ-поглинань і γ-випромінювань ядер-хронометрів у процесі їхнього розпаду.

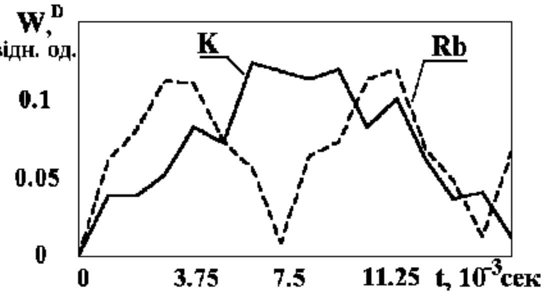

Рис. 1. Залежності ймовірностей розпаду від часу для K^{40} і Rb^{87} з урахуванням ефекту Доплера.

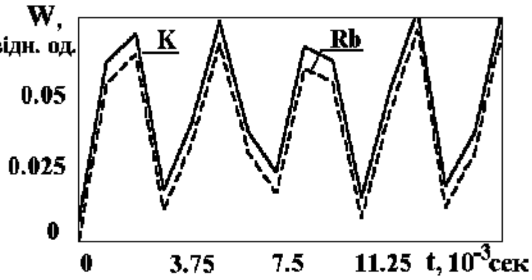

Рис. 2. Залежності ймовірностей розпаду від часу для K^{40} і Rb^{87} без урахування ефекту Доплера.

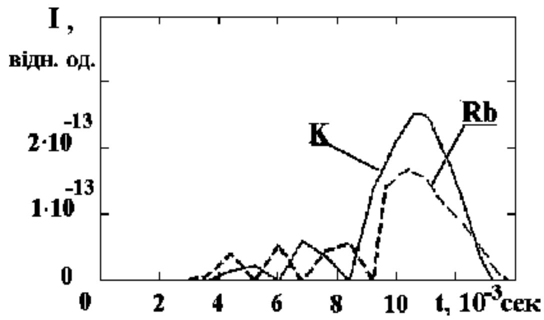

Рис. 3. Залежності інтенсивностей розпаду від часу для K^{40} і Rb^{87} без урахування ефекту Доплера.

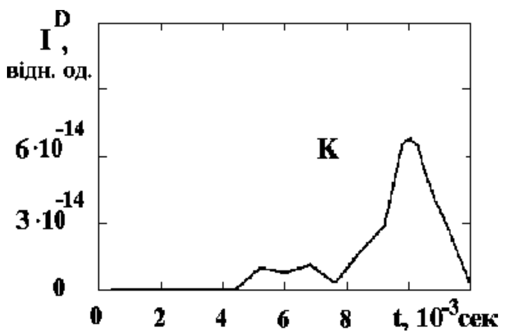

Рис. 4. Залежність інтенсивности розпаду від часу для K^{40} з урахуванням ефекту Доплера.

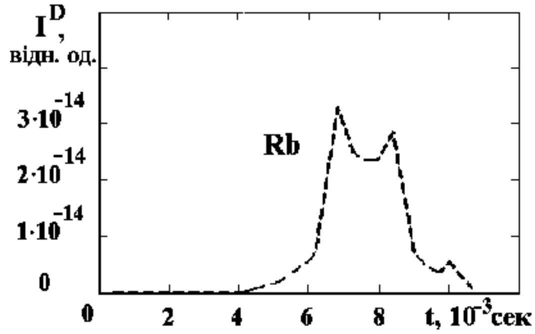

Рис. 5. Залежність інтенсивности розпаду від часу для Rb^{87} з урахуванням ефекту Доплера.

III. ВИСНОВКИ

Звичайно, здобуті результати можна розглядати лише як перший крок у реалізації точнішого й повнішого дослідження еволюції розпаду радіоактивних ядер і подальшого застосування його результатів для нуклеохронологічного аналізу.

На наступному етапі досліджень уважаємо доцільним розглянути всі можливі багаторазові γ-переходи (випромінювання — наступне поглинання — подальше випромінювання після поглинання і т. д.) усередині зразка речовини з урахуванням ширин розпадів і поперечних перерізів для всіх необхідних збуджених станів проміжних і кінцевих ядер при одночасному розгляді процесів формування та розпаду ядер-хронометрів. З метою надійного обчислення $W(t)$, $L(t)$, $I(t)$ і τ необхідно також розглянути теплово-швидкісні розподіли з конкретними значеннями ε_r для конкретних ядер-хронометрів при доцільних температурах.

Над частиною із цих питань ми вже розпочали роботу. Зокрема, проводимо розрахунки $W(t)$, $L(t)$, $I(t)$ і τ для α-активних ядер U^{238} і Th^{232} з урахуванням теплово-швидкісних розподілів із конкретними значеннями ε_r при кімнатних і зоряних температурах, що, безумовно, дасть змогу точніше оцінити вік Землі і Всесвіту.

[1] V. S. Olkhovsky, V. I. Grantsev, preprint KINR-98-1 (Kyiv, 1998).

[2] Н. С. Крылов, В. А. Фок, Журн. эксп. теор. физ. **17**, 93 (1947).

[3] В. С. Ольховский, Изв. Акад. Наук СССР, сер. физ. **49**, № 5, 938 (1985).

[4] Н. Л. Дорошко, В. С. Ольховский, Г. А. Прокопец, Изв. Акад. Наук СССР, сер. физ. **54**, № 5, 988 (1990).

THE INVESTIGATION OF THE DECAY EVOLUTION AND LIFETIMES OF RADIOACTIVE NUCLEI

N. L. Doroshko, M. E. Dolinska
Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine,
47 Nauky pr., Kyiv, UA–03022, Ukraine
e-mail: maidan@kinr.kiev.ua

The quantum-mechanical method which was proposed earlier for the theoretical description of the resonance scattering of the γ-quantum was generalized taking into account the Doppler effect. A new algorithm for the definition of the characteristic functions for the energy distribution, decay probability and decay functions was elaborated. It gives a possibility estimating of more precise the temporary characteristics of the nuclei-chronometers and defining the number of the steps of the γ-absorption γ-emission in the decay process. The calculations have been done for the concrete case of exited Fe^{57} nuclei decay at room temperature taking into account the Doppler effect and also independently of the said effect.

It gives the quantum-mechanical grounding for the revision of the temporary characteristics of the nuclei-chronometers. It is shown that the methods of the nuclear chronometry have to be revised and corrected taking into account distinctions between lifetimes of the ground and excited states for radioactive nuclei and also the multiple alternations of γ-emission from excited states and consequent γ-absorptions by the ground states in large jams of matter. As a result the corrected "nuclear clocks" will fall short in terms of their duration of the real decay processes.