

КАК ЗАРЕГИСТРИРОВАТЬ ДВУХНЕЙТРИННЫЙ ДВОЙНОЙ K-ЗАХВАТ В ПРЯМОМ (СЧЕТЧИКОВОМ) ЭКСПЕРИМЕНТЕ

А.С.Барабаш

*Институт теоретической и экспериментальной физики
117259 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 апреля 1994 г.

Получены оценки значений периода полураспада для целого ряда ядер по каналу $2K(2\nu)$ на O_1^+ -возбужденный уровень дочернего ядра и показано, что для ^{96}Ru , ^{106}Cd , ^{124}Xe , ^{136}Ce и ^{156}Dy ($T_{1/2} \approx 10^{21} - 10^{22}$ лет) этот тип распада может регистрироваться на современных низкофоновых установках. Предлагаются соответствующие эксперименты.

Значительные усилия физиков-экспериментаторов направлены в настоящее время на поиск и исследование процессов двойного бета-распада. Основные успехи, достигнутые в этой области за последние несколько лет, связаны с регистрацией двухнейтринного 2β -распада для целого ряда ядер (см. обзоры [1-3]), что дало экспериментальную информацию о значениях ядерных матричных элементов (ЯМЭ) для $2\beta(2\nu)$ -переходов. В результате появилась возможность проверки некоторых теоретических моделей и проведения более точных расчетов ЯМЭ как для 2ν , так и для 0ν -распада. Точные расчеты ЯМЭ для 0ν -распада позволят получить надежные ограничения на массу майорановского нейтрино, примесь правых токов в электрослабом взаимодействии, константу связи майорона с нейтрино и т. п., а при регистрации 0ν -распада – дать точные значения этих величин. К сожалению, расчет ЯМЭ до сих пор остается одной из основных проблем в теории 2β -распада. Можно ожидать, что накопление экспериментальной информации о $2\beta(2\nu)$ -процессах (измерение периодов полураспада для широкого круга ядер с высокой точностью), регистрация других типов 2β -переходов ($2\beta^+$ -, $K\beta^+$ - и $2K$ -процессы) позволит существенно повысить качество расчетов ЯМЭ как для 2ν -, так и для 0ν -распадов.

$2\beta^+(2\nu)$ -, $K\beta^+(2\nu)$ - и $2K(2\nu)$ -переходам уделялось существенно меньше внимания, поскольку не было надежды на регистрацию этих процессов на современных низкофоновых установках. $2\beta^+(2\nu)$ - и $K\beta^+(2\nu)$ -процессы сильно подавлены по сравнению с $2\beta^-(2\nu)$ -распадом из-за кулоновского барьера для позитронов и существенно меньшей кинетической энергии, реализуемой в таких переходах, хотя и привлекательны с экспериментальной точки зрения из-за возможности регистрации этих процессов в режиме совпадений сигналов от четырех (или двух) аннигиляционных γ -квантов и двух (или одного) позитронов.

Для $2K(2\nu)$ -процесса кинетическая энергия перехода может быть достаточно большой (до $\sim 2,8$ МэВ), а позитроны в конечном состоянии отсутствуют. Однако этот процесс трудно детектировать, поскольку в нем доступно для регистрации только характеристическое излучение (суммарная энергия $\sim 30 \div 100$ кэВ для наиболее перспективных ядер). Именно поэтому попытки поиска этого процесса предпринимались лишь в нескольких работах [4-6]. Причем, чувствительность этих экспериментов была крайне низкой ($\sim 10^{15} - 10^{18}$ лет).

В настоящей работе мы покажем, что используя современные низкофононовые установки, можно регистрировать $2K(2\nu)$ -захват на 0_1^+ -возбужденное состояние дочернего ядра для целого ряда изотопов в прямых (счетчиковых) экспериментах.

Каковы же ожидаемые периоды полураспада для таких переходов? Будем использовать для оценок результаты современных теоретических расчетов вероятности $2K(2\nu)$ -переходов в основное 0^+ -состояние дочерних ядер. Оценки вероятности таких переходов делались и раньше [7-9], но носили скорее качественный характер и давали пессимистические (то есть за пределами возможностей современного эксперимента) предсказания на вероятность таких переходов. Недавно были сделаны точные вычисления фазового объема с использованием релятивистских волновых функций для $2\beta^+(2\nu)$ -, $K\beta^+(2\nu)$ - и $2K(2\nu)$ -переходов [10], а в работе [11] проведены расчеты ЯМЭ для $(0^+ - 0^+)$ -переходов для четырех ядер (^{58}Ni , ^{96}Ru , ^{106}Co и ^{136}Ce) в рамках модели QRPA с учетом взаимодействия частица-частица в ядре. К сожалению, расчеты выполнены только для четырех ядер. Поэтому для остальных ядер, рассматриваемых в настоящей работе, принимаем $M_{GT}(0^+ - 0^+) = 0,3$, что представляется достаточно реалистичным, учитывая результаты расчетов работы [11].

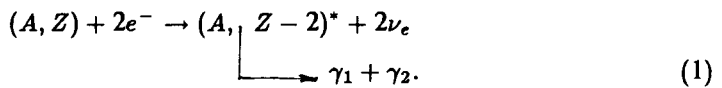
В таблице приведены результаты наших оценок периодов полураспада $T_{1/2}^{2\nu}(0^+ - 0_1^+)$ для $2K(2\nu)$ -переходов на 0_1^+ -возбужденное состояние дочерних ядер, энергия переходов E_{2K}^* (в массах электрона) и изотопная распространенность наиболее перспективных ядер-кандидатов. Предполагалось равенство ЯМЭ для $(0^+ - 0^+)$ - и $(0^+ - 0_1^+)$ -переходов¹⁾ и учитывалась разница фазовых объемов (вероятность $2K(2\nu)$ -захвата пропорциональна энергии перехода в пятой степени). Значения факторов фазового объема для $(0^+ - 0^+)$ -переходов брались из [10].

Ядро	Изотопная распространенность, %	$E_{2K}^*[m_e]$	$T_{1/2}^{2\nu}(2K; 0^+ - 0_1^+)$, лет
^{78}Kr	0,354	2,63	$2,4 \cdot 10^{23}$
^{96}Ru	5,46	2,97	$(2,2 - 4,7) \cdot 10^{22}$
^{106}Cd	1,22	3,09	$(2,2 - 3,9) \cdot 10^{21}$
^{124}Xe	0,096	3,18	$3 \cdot 10^{21}$
^{130}Ba	0,101	1,37	$1,5 \cdot 10^{23}$
^{136}Ce	0,193	1,44	$8,7 \cdot 10^{20} - 2 \cdot 10^{22}$
^{162}Er	0,136	0,60	$1,2 \cdot 10^{24}$

Как видно из таблицы, для целого ряда ядер значения $T_{1/2}^{2\nu}(2K; 0^+ - 0_1^+)$ лежат в области значений $\sim 10^{21} - 10^{22}$ лет и, как будет показано ниже, эти процессы могут быть зарегистрированы на современных низкофононовых установках.

Основная идея эксперимента состоит в следующем: предлагается регистрировать $2K(2\nu)$ -захват на возбужденное 0_1^+ -состояние дочернего ядра:

¹⁾ Это предположение представляется оправданным, тем более, что недавно оно было подтверждено для $2\beta(2\nu)$ -распада в эксперименте с ^{100}Mo [12].



Энергия возбуждения снимается испусканием двух каскадных γ -квантов со строго фиксированной энергией, регистрация которых и позволит надежно идентифицировать этот процесс.

В настоящее время существуют и успешно эксплуатируются низкофоновые установки на основе Ge-полупроводниковых детекторов объема $\sim 200 \div 600 \text{ см}^3$ с крайне низким уровнем фона – $\sim 3 \div 10$ отсчетов/кэВ·кг·год в интересующей нас области энергий 400 – 700 кэВ [13, 14]. Если окружить такой детектор исследуемым изотопом (^{96}Ru , ^{106}Cd , ^{124}Xe , ^{136}Ce) с массой 1 кг, то чувствительность эксперимента составит $\sim (3 - 5) \cdot 10^{22}$ лет за 1 год измерений. Примерно такой же чувствительности можно достичь, используя Ge-детекторы с активной защитой из кристаллов NaJ(Tl) [15], либо помещая образец между двумя большими кристаллами NaJ(Tl) и регистрируя каскадные γ -кванты в режиме совпадений.

Сравнивая полученную оценку чувствительности современных низкофоновых установок на основе Ge-детекторов с предсказаниями на период полураспада для ^{96}Ru , ^{106}Cd , ^{124}Xe и ^{136}Ce по каналу $2K(2\nu; 0^+ - 0_1^+)$, приходим к выводу, что этот тип распада можно зарегистрировать в настоящее время для всех перечисленных изотопов. Отметим также перспективность поиска этого процесса для ^{156}Dy ($E^* = 1,67[m_e]$)². Что касается ^{124}Xe , то для него можно предложить и несколько иную схему эксперимента, а именно: ионизационная камера (либо пропорциональный счетчик) высокого давления, заполненная ^{124}Xe , окружается детекторами NaJ(Tl). Характеристическое излучение регистрируется ионизационной камерой (пропорциональным счетчиком), а каскадные γ -кванты – детекторами NaJ(Tl). В результате полезные события (тройные совпадения) можно будет легко отличить от фоновых. При использовании 1 кг исследуемого изотопа чувствительность эксперимента составит $\sim 10^{23}$ лет, что достаточно для регистрации $2K(2\nu; 0^+ - 0_1^+)$ -захвата в ^{124}Xe .

В заключение отметим, что получение 1 кг перечисленных выше изотопов в настоящее время технически возможно, хотя и достаточно дорого. Наиболее доступны ^{96}Ru , ^{106}Cd , и ^{124}Xe .

Таким образом, мы показали, что на современных низкофоновых установках можно регистрировать процесс $2K(2\nu; 0^+ - 0_1^+)$ -захвата для целого ряда ядер. Предлагается провести серию экспериментов по регистрации этого процесса в ^{96}Ru , ^{106}Cd , ^{124}Xe , ^{136}Ce и ^{156}Dy на существующих и создаваемых низкофоновых установках.

1. T.Tomoda, Rep. Prog. Phys. **54**, 53 (1991).
2. A.Morales, Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.) **28A**, 181 (1992).
3. М.К.Мое, Preprint UCI-Neutrino 93-1 (1993).
4. A.Berthelot et al., Acad. Sci. **236**, 1769 (1953).
5. E.Bellotti, E.Fiorini, C.Lignori et al., Lett. Nuovo Cim. **33**, 273 (1982).
6. Е.Бухнер, И.Н.Вишневский, Ф.А.Даневич и др., Ядерная физика **52**, 305 (1990).

²)Принимая $M_{GT}(0^+ - 0_1^+) = 0,3$, получаем, что ожидаемое значение периода полураспада по каналу $2K(2\nu; 0^+ - 0_1^+)$ составит $\sim 10^{22}$ лет

7. C.W.Kim and K.Kubodera, *Phys. Rev. D* **27**, 2765 (1983).
8. J.D.Vergados, *Nucl. Phys. B* **218**, 109 (1983).
9. С.К.Балаев, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, *Известия АН СССР, сер. физ.* **53**, 2136 (1989).
10. M.Doi and T.Kotani, *Prog. Theor. Phys.* **87**, 1207 (1992).
11. J.Suhonen, *Phys. Rev. C* **48**, 574 (1993).
12. A.S.Barabash, F.T.Avignone, С.K.Guerard et al., In: *Proc. III Int Symp. "WEIN'92"*, Dubna, World Scientific, ed. by Ts. D.Vylov, p.582.
13. F.T.Avignone, R.L.Brodzinski, H.S.Miley et al., In: *Proc. II Int Symp. "WEIN'89"*, Montreal, World Scientific, ed. by P.Depommier, p.235.
14. M.Beck, F.Bensch, J.Bockholt et al., *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2853 (1993).
15. D.O.Caldwell, *Int. J. Modern. Phys.* **4**, 1851 (1989).