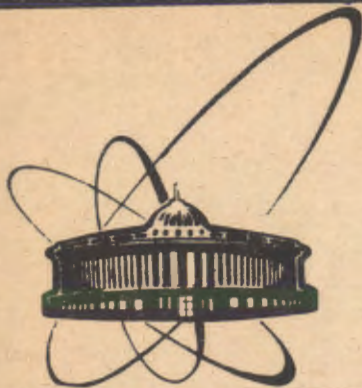


90-270

+



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A537

P3-90-270

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Ю.Д.Мареев,
Л.Б.Пикельнер, В.Р.Ской, А.С.Хрыкин,
Э.И.Шарапов

P-ЧЕТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИИ $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$
В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА $E_p = 7$ эВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1990

Введение

Обнаружение несохранения чётности в нейтронных р-резонансах^{1/} привело к необходимости осуществления спектроскопических исследований их свойств. Используемая в теории резонансная модель объясняет эффекты нарушения пространственной чётности смешиванием слабым взаимодействием s- и р-резонансов ядра. Существенную роль при этом играют параметры резонансов, через них описываются (см. например,^{2/}) и Р-чётные эффекты в р-резонансах, в частности различие выходов γ -квантов вперёд и назад по импульсу нейтрона, а также влево и вправо в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации нейтронов (см. рис. 1). Эти эффекты должны возникать вследствие интерференции обычных, сохраняющих чётность s- и р-волновых амплитуд радиационного захвата нейтронов. Их изучение позволяет, в принципе, определять трудноизмеримые другими способами параметры слабых р-резонансов - амплитуды нейтронных ширин $(\Gamma_{nj})^{1/2}$ ($j = 1/2, 3/2$ в представлении полного момента нейтрона) или $(\Gamma_{ns})^{1/2}$ ($s = 0, 1$ в представлении спина канала для ядер мишени со спином $1/2$).

Первые эксперименты были выполнены в работах^{3,4/}. Исследовались угловые и поляризационные корреляции в реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ для прямого γ -перехода с $E_\gamma = 9325$ кэВ в области р-резонанса 1.33 эВ. Результат, однако, оказался неожиданным. Названные эффекты удовлетворительно описываются по отдельности, но несовместимы в рамках резонансной модели. Например, два набора ширин $(\Gamma_{nj})^{1/2}$, полученные из асимметрии вперёд-назад, оказались непригодными для описания асимметрии лево-право^{4/}. Был сделан вывод о желательности более подробного теоретического анализа применимости модели и проведения экспериментов с другими ядрами и резонансами.

Новые теоретические работы, посвящённые Р-чётным эффектам^{5,6/}, для конкретного случая р-резонанса на s-волновой подложке в реакции (n, γ) на ядре со спином $1/2$ привели к тем же результатам. Поэтому дальнейшие эксперименты стали совершенно необходимыми. В этой работе мы сообщаем результаты измерений Р-чётных эффектов в

области недавно открытого ^{7/7} р-резонанса ¹¹³Cd с E_p = 7 эВ.

Р-чётные эффекты для ¹¹³Cd

Ядро ¹¹³Cd имеет спин и чётность J^π = 1/2⁺. Захват нейтрона приводит к образованию компаунд-состояний с J^π = 1⁻ для р-волновых и с J^π = 1⁺ для s-волновых нейтронов. Их распад на основное состояние с J^π = 0⁺ сопровождается соответственно E1 и M1 γ-переходами. Ситуация полностью аналогична ранее рассмотренному ядру ¹¹⁷Sn. Все формулы для дифференциального сечения реакции и угловых асимметрий, полученные, например, в ^{2/2}, остаются без изменений:

$$\sigma(\theta, \phi, E) = A_0(E) + A_1(E) \cos \theta + A_2(E) P_2(\cos \theta) \pm B_1(E) \sin \theta \cos \phi, \quad (1)$$

$$A_0 = |f_s|^2 + |f_p|^2, \quad A_1 = \operatorname{Re} f_s f_p^* (-2x + 2^{1/2} y),$$

$$B_1 = \operatorname{Im} f_s f_p^* (2x + 2^{-1/2} y), \quad A_2 = -f_p^2 (2^{1/2} xy + y^2/2),$$

$$P_2(\cos \theta) = (3 \cos^2 \theta - 1)/2,$$

где f_s, f_p - амплитуды радиационного захвата s- и р-волновых нейтронов, причём в области резонанса, в отличие от ^{2/2}, только р-волновая амплитуда имеет резонансную форму Брайта-Вигнера:

$$f_p(E) = f_p(E_0) \frac{(E/E_0)^{3/4}}{(E-E_0) + i\Gamma/2},$$

$$f_s(E) = f_s(E_0) (E/E_0)^{1/4}. \quad (2)$$

Полагается, что полное сечение радиационного захвата определяется через амплитуды формулой $\sigma_{s,p} = \pi \lambda^2 |f_{s,p}|^2$. Через x и y обозначены относительные величины амплитуд нейтронных ширин р-резонанса по каналам с полным моментом нейтрона j=1/2 и j=3/2 соответственно. Знаки ± в формуле (1) отвечают двум знакам нейтронной поляризации, θ - угол между направлениями импульса нейтрона \vec{k}_n и γ-кванта \vec{k}_γ (см. рис.1), φ - угол между направлением нейтронной поляризации \vec{P} и направлением вектора $[\vec{k}_n \vec{k}_\gamma]$.

Вводя отсчёты детектора N(θ, φ), пропорциональные сечению

σ(θ, φ), определим следующие экспериментальные эффекты: $\epsilon^{L-P} = (N^+ - N^-) / f_n (N^+ + N^-)$ - лево-правая асимметрия выхода γ-квантов на поляризованном пучке, измеренная детектором под углом 90° слева от пучка в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации. N[±] - отсчёты детектора для двух направлений поляризации, f_n - величина поляризации. Изменение знака поляризации на минус эквивалентно перестановке детектора слева направо от пучка (см. рис.1). $\epsilon^{B-N} = [N(\theta) - N(180^\circ - \theta)] / [N(\theta) + N(180^\circ - \theta)]$ - асимметрия вылета γ-квантов вперёд - назад относительно направления импульса нейтрона. $\epsilon^a(\theta) = 2N_p(90^\circ) / [N_p(\theta) + N_p(180^\circ - \theta)]$ - угловая анизотропия р-волновой части сечения. N_p(θ) - площадь (число отсчётов) под пиком р-резонанса на экспериментальном спектре для угла θ. Используя эти определения, получим с помощью формул (1) и (2) следующие выражения для изучаемых эффектов:

$$\epsilon^{L-P} = \frac{(x + y/2^{3/2}) 2 t_{90} (E/E_0)^{1/2}}{(1 + xy/2^{1/2} + y^2/4)^{1/2} [4\Delta E^2/\Gamma^2 + 1 + t_{90}^2 E/E_0]}, \quad (3)$$

$$\epsilon^{B-N} = \frac{(-x + y/2^{1/2}) 4 t_\theta \cos \theta (E/E_0)^{1/2} (E-E_0)/\Gamma}{[1 - P_2(\cos \theta) (xy/2^{1/2} + y^2/4)]^{1/2} [4\Delta E^2/\Gamma^2 + 1 + t_\theta^2 E/E_0]}, \quad (4)$$

$$\epsilon^a(\theta) = \frac{1 + xy/2^{1/2} + y^2/4}{1 - P_2(\cos \theta) (y^2 + xy/2^{3/2})/2}, \quad (5)$$

$$x^2 + y^2 = 1, \quad (6)$$

$$\Delta E = E - E_0.$$

Они отличаются от выражений, непосредственно следующих из (1) и (2) введением параметра $t_\theta^2 = \sigma_p(\theta, E_0) / \sigma_s(\theta, E_0)$ в знаменателях формул. Корень из этой величины, взятый с одним и тем же знаком в обоих уравнениях (3) и (4), является параметром интерференции р- и s-волновых амплитуд захвата нейтрона, введенным в числители формул. Цель эксперимента - посредством измерения Р-чётных эффектов определить величины $x = (\Gamma_{1/2}^n / \Gamma^n)^{1/2}$ и $y = (\Gamma_{3/2}^n / \Gamma^n)^{1/2}$.

Эксперименты

Измерения проводились методом времени пролёта на импульсном реакторе ИБР-30 при средней мощности 10 кВт. Реактор работал в бустерном режиме как размножитель нейтронов из мишени линейного электронного ускорителя ЛУЭ-40. Длительность нейтронных импульсов была 4.5 мкс, частота следования 100 Гц. Эксперименты с неполяризованным пучком проводились на пролётной базе 52 м, с поляризованным — на базе 35 м. Использовались образцы металлического кадмия массой от 100 до 400 г с обогащением 95% по ^{113}Cd в алюминиевой кассете диаметром 70 мм.

γ -кванты прямого перехода с $E_\gamma = 9.04$ МэВ в ^{114}Cd регистрировались тремя детекторами $\text{NaJ}(\text{Tl})$ диаметром 200 мм и толщиной 200 мм. На неполяризованном пучке детекторы располагались под углами $45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ или $55^\circ, 90^\circ, 125^\circ$ на расстоянии 40 см от мишени. Дополнительные углы 55° и 125° были выбраны из-за того, что для $\theta = 54.7^\circ$ и $\theta = 125.3^\circ$ $P_2(\cos\theta)$ обращается в нуль, и это упрощает формулы. Энергетическое разрешение кристаллов позволяло отделять исследуемый прямой переход 9.04 МэВ от перехода на первый возбуждённый уровень с $E_\gamma = 8.48$ МэВ. Пример амплитудных спектров дан на рис.2. Детекторы были окружены защитой из свинца, парафина с бором и, вплотную к кристаллу, кассетами, заполненными $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$. Плита из парафина с бором толщиной 10 см располагалась также перед свинцовым коллиматором диаметром 160 мм на входе детектора для исключения прямой регистрации рассеянных быстрых нейтронов. Фон определялся методом резонансных фильтров: в пучке постоянно находился образец металлического тантала, который полностью выводил из пучка нейтроны с энергиями 4.3 и 10.3 эВ. Это позволяло интерполировать фон в область около 7 эВ. Времяпролётный спектр, иллюстрирующий фоновые измерения, дан на рис.3.

Поляризованные резонансные нейтроны получались путём пропускания пучка через поляризованную протонную мишень на установке, которая использовалась ранее в экспериментах, описанных в работах^{3,4}. В поляризационном эксперименте два детектора $\text{NaJ}(\text{Tl})$ располагались слева и справа от

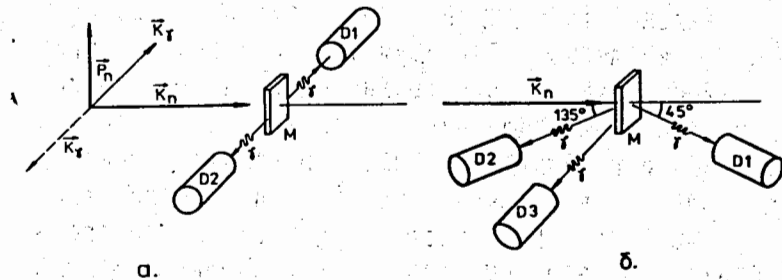


Рис.1. Геометрия экспериментов. а) при измерении $\epsilon^{\text{Л-П}}$ б) при измерении $\epsilon^{\text{В-Н}}$.

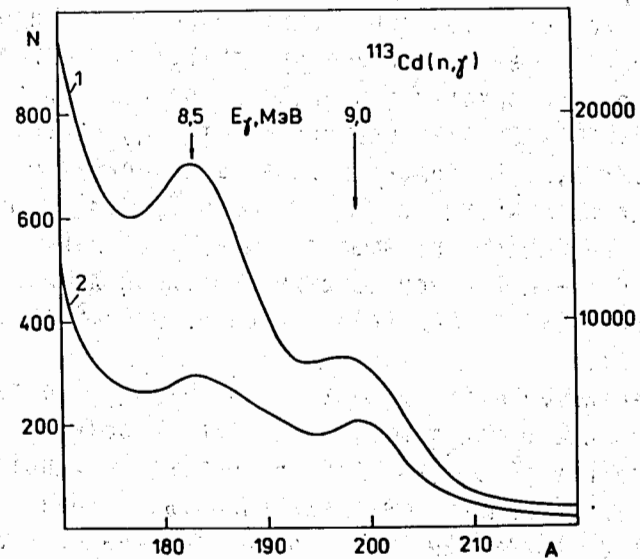


Рис.2. Участок амплитудных спектров ^{113}Cd с детектора $\text{NaJ}(\text{Tl})$: 1) для нейтронов с $E_n = 1-4$ эВ, шкала справа, 2) для нейтронов в области резонанса $6.8 < E_n < 7.8$ эВ, шкала слева.

пучка под углом 90° . Лево - правая асимметрия измерялась независимо каждым детектором при быстром реверсе поляризации. Накопление амплитудных спектров трёх детекторов (либо двух и поочерёдно для двух знаков поляризации в поляризационном эксперименте) велось обычно в 16 (в отдельных измерениях - в 32) временных окнах с применением блока цифровых окон^{/9/} и амплитудных кодировщиков АК1024^{/8/}. Первичная обработка и контроль данных проводились на ЭВМ СМ-1300 измерительного центра ЛНФ. Последующая обработка велась на базовой ЭВМ измерительного центра ЛНФ - PDP 11/70.

Результаты

Характеристики р-резонанса ^{113}Cd с $E_0 = 7$ эВ, включая значение $\Gamma = 0.16 \pm 0.02$ эВ, определены в работе^{/7/}. Экспериментальные значения параметра $t_{\theta}^2(E_0)$ мы определили из данных рис.4 по выходам γ -квантов в области резонанса для $\theta = 90^\circ$ и $\theta = (55^\circ + 125^\circ)/2$. Они равны $(t_{55}^2)_{\text{экс}} = 1.90 \pm 0.17$, $(t_{90}^2)_{\text{экс}} = 1.7 \pm 0.2$. Поскольку в расчёты по формулам (1) и (2) входят параметры резонансной формулы Брайта-Вигнера, то $(t_{\theta}^2)_{\text{экс}}$ были поправлены на эффект Доплера. С доплеровской шириной $\Delta = 0.08$ эВ и соответствующим значением доплеровской функции $\psi_{\Delta}(\beta=1,0) = 0.75$ получены значения $t_{55}^2 = 2.53 \pm 0.23$ и $t_{90}^2 = 2.27 \pm 0.27$.

На основании этих данных, используя естественное допущение об изотропии γ -излучения при s-захвате, получили значение $\epsilon^a(55^\circ) = 0.90 \pm 0.15$. Ошибка - систематическая, она обусловлена неопределённостью уровня фона, учёт которого необходим при нормировке на s-волновую компоненту сечения.

На рис.5 представлена асимметрия вперёд-назад $\epsilon^{\text{В-Н}}$, измеренная для углов $\theta_{\text{В}} = 55^\circ$ и $\theta_{\text{Н}} = 125^\circ$ с образцом толщиной $n = 1.8 \cdot 10^{22}$ ядер/см². Для обеспечения разрешения в эксперименте использовались окна разной ширины: 4 мкс вблизи центра резонанса и 16 мкс вдали от него. Окну 4 мкс соответствовала энергетическая ширина функции разрешения $R_E = 0.047$ эВ. Ошибки точек - статистические. Систематическая ошибка из-за неопределённости уровня фона составляла

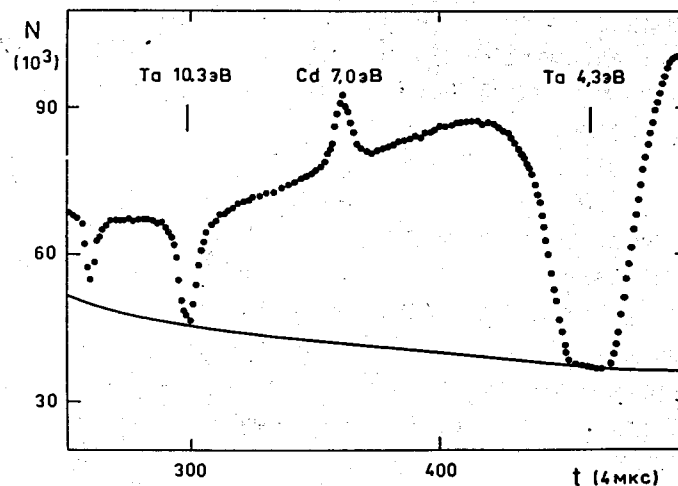


Рис.3. Времяпролётный спектр с танталовым фильтром для образца ^{113}Cd . Порог регистрации 2 МэВ.

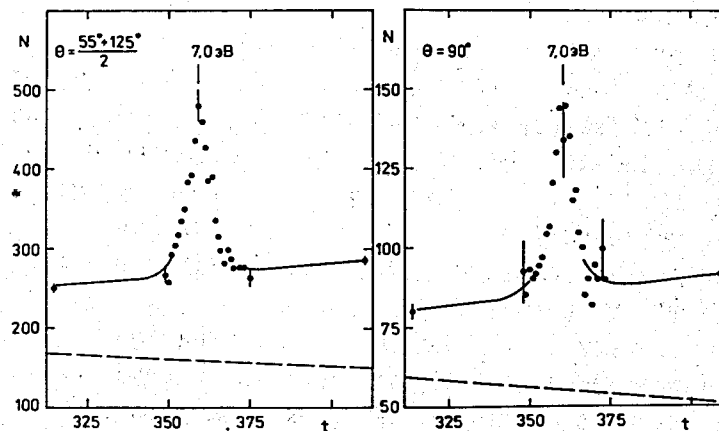


Рис.4. Спектр по времени пролёта t в реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$ для углов 90° и $(54.7^\circ + 125.3^\circ)/2$. N - отсчёты детектора в диапазоне амплитуд 8.7 - 9.5 МэВ.

$\Delta E \approx 0.08$, что заметно ухудшало точность лишь на крыльях кривой. Сплошная кривая - расчёт с учётом функции Доплера $\phi_{\Delta}(\beta=1, \alpha_E)$; с параметром $t_{55}^2 = 2.5$ и с подгоночными к экспериментальным точкам значениями искоемых параметров x и y из двух наборов:

$$x = 0.975 \quad y = 0.222 \quad (7)$$

$$x = 0.100 \quad y = -0.995, \quad (8)$$

одинаково хорошо описывающих эксперимент. Заметим, что учёт функции Доплера заметно смещает положение максимумов кривой ϵ^{B-H} , но слабо влияет на значения $\epsilon^{B-H}(E)$ при отходе от резонанса на $\Delta E > 4\Gamma$, где можно (в пределах нашей экспериментальной точности) пользоваться формулой (2). Неучтённое влияние функции разрешения слабее влияния функции Доплера.

Результаты поляризационного эксперимента даны на рис.6 в виде зависимости эффекта $\epsilon^{L-\Pi}$ от времени, пролёта в районе резонанса $E_0 = 7$ эВ. Ширина окна 8 мкс. Поляризатор нейтронов ослаблял пучок примерно в 10 раз, с чем и связана меньшая точность. Наблюдается резонансное поведение эффекта с $\epsilon_{\text{max}}^{L-\Pi}(E_0=7 \text{ эВ}) = 0.25 \pm 0.05$. Между тем рассчитанные по формуле (3) кривые (1) и (2) с параметром $t_{90}^2 = 2.27$, соответствующие наборам (7) и (8), явно не описывают данные. Набор (7) даёт существенно большую величину $\epsilon^{L-\Pi}(E_0)$, а набор (8) - противоположный знак эффекта. Несовместимость результатов выполненных экспериментов в рамках резонансной модели наглядно проявляется и в другой форме представления результатов: в виде кривых зависимости $y(x)$, полученных из уравнений (3) - (6), как это показано на рис.7. Номера линий на рисунке соответствуют номерам уравнений в тексте. Пунктиром указаны коридоры, обусловленные экспериментальными ошибками. Штрихпунктирная линия соответствует уравнению (3), если в него произвольно ввести знак минус. Противоречие состоит в том, что кривые (3), (4) не имеют совместных решений на окружности. Кривая (5), соответствующая ϵ^a , не имеет совместного решения на окружности с кривой (4). Однако кривая (5) имеет наибольшую неопределённость. Уменьшение её коридора остаётся актуальной, но трудной экспериментальной задачей.

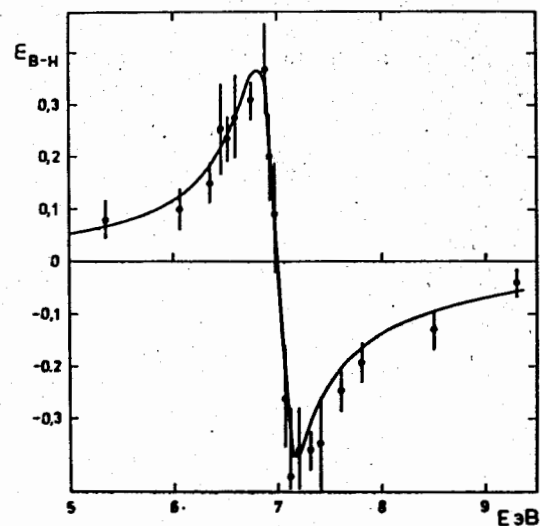


Рис.5. Асимметрия В-Н на ^{113}Cd в области резонанса 7 эВ. Гладкая кривая - расчетная /см. текст/.

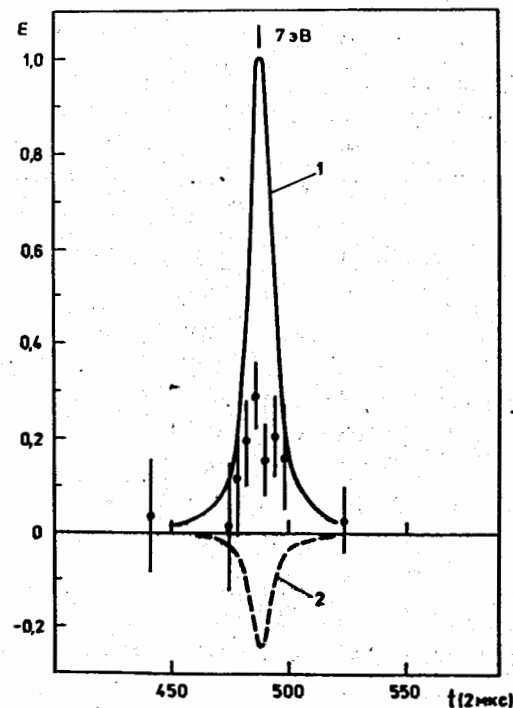


Рис.6. Асимметрия Л-П на ^{113}Cd . Кривые 1,2 - расчетные кривые с параметрами (7) и (8) соответственно, описывающими эффект В-Н.

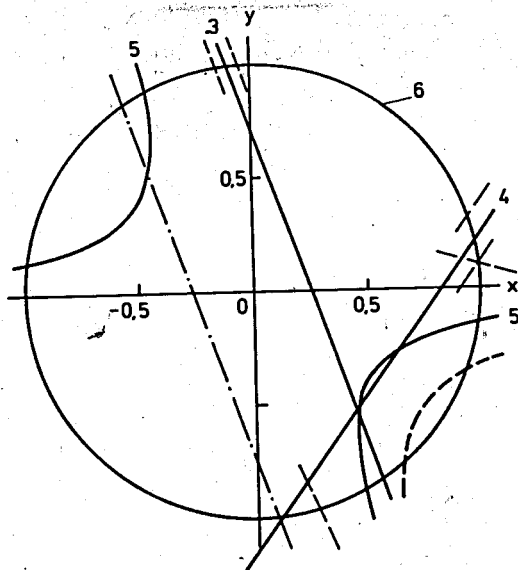


Рис.7. Зависимость $y(x)$ из уравнений (3) - (6). Номера кривых соответствуют номерам уравнений.

Таким образом, экспериментальное изучение угловых и поляризационных корреляций в области р-резонанса $7 \text{ ЭВ } ^{113}\text{Cd}$ оставило открытой проблему трактовки Р-чётных эффектов, возникшую после работы^{4/}, и, соответственно, нерешённой задачу определения параметров смешивания нейтронных ширин.

Мы выражаем благодарность С.И.Неговелову, П.К.Утробину и Б.Н. Родионову за помощь в измерениях.

Литература

1. Alfimenkov V.P. et al. Nucl.Phys., 1983, v. A398, p. 93.
2. Sushkov O.P., Flambaum V.V. Nucl.Phys., 1985, v. A435, p. 352.
3. Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 346.
4. Алфименков В.П. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, №10-85, Дубна, 1985, с. 19.
5. Ефимов В.Н. ОИЯИ, Р4-88-848, Р4-88-528, Дубна, 1988.
6. Vanhoy J.R. et al. Z.fur.Phys.A-Atomic Nuclei, 1988, v. 331, p. 1.
7. Алфименков В.П. и др. ОИЯИ, Р3-87-117, Дубна, 1987.
8. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, 10-8641, Дубна, 1975.
9. Вагов В.А. и др. ОИЯИ, Р10-86-562, Дубна, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел

16 апреля 1990 года.