

Поиск sp -интерференционного эффекта в эмиссии мгновенных нейтронов деления ^{235}U тепловыми поляризованными нейтронами

Г. В. Данилян¹⁾, В. А. Крахотин, В. С. Павлов, А. В. Федоров

ГНЦ-Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 сентября 2001 г.

Представлены результаты эксперимента по поиску sp -интерференционного эффекта в угловом распределении мгновенных нейтронов деления ^{235}U тепловыми поляризованными нейтронами. Эксперимент проводится на пучке поляризованных нейтронов реактора МИФИ.

PACS: 24.80.Dc

В 1998-99 гг. Сотрудничеством ИТЭФ – Тюбингенский университет – ПИЯФ – ИЛЛ – Курчатовский институт была обнаружена формально T -нечетная корреляция, проявившаяся в лево-правой асимметрии испускания длиннопробежных α -частиц в тройном делении под действием поляризованных нейтронов относительно плоскости, определяемой векторами поляризации нейтронов и импульса легкого осколка [1, 2]. Эта асимметрия может быть выражена формулой

$$W \sim (1 + D_\alpha s_n [\mathbf{n}_{lf}, \mathbf{n}_\alpha]). \quad (1)$$

Здесь D_α – коэффициент корреляции, s_n – единичный вектор в направлении поляризации нейтронного пучка, \mathbf{n}_{lf} и \mathbf{n}_α – единичные векторы в направлении импульсов соответственно легкого осколка и α -частицы. Величины коэффициентов асимметрии для $^{233}, ^{235}\text{U}$, неприведенные к 100 %-ной поляризации делящегося ядра, оказались порядка 10^{-3} .

Существуют несколько возможностей происхождения такой корреляции. Возможно, конечно, что это проявление T -неинвариантных сил, аналогичных тем, что мы видим в распаде K^0 -мезонов. Но гораздо более вероятно, что это просто эффект взаимодействия в конечном состоянии. Но даже в этом случае остается открытым вопрос, какое именно взаимодействие ответственно за это – сильное или электромагнитное, и почему корреляция “выживает” при суммировании по огромному числу конечных состояний.

Для того чтобы понять это, следует найти процесс, в котором одно из этих взаимодействий сведено к минимуму. Самым многообещающим выглядит измерение аналогичной корреляции для направления импульса нейтрона деления, а не α -частицы. В этом случае мы имеем процесс, вероятно, аналогичный процессу тройного деления, но с испускани-

ем электрически нейтральной частицы – нейтрона. В этом процессе электромагнитное взаимодействие в конечном состоянии сильно подавлено по сравнению с тройным делением.

Проблема экспериментального исследования данного процесса состоит в том, что большая часть нейтронов деления испускается из осколков, поэтому механизм их испускания отличен от механизма испускания α -частиц, которые, как следует из их углового распределения, в основном испускаются из области “шейки” примерно в момент ее разрыва. В связи с этим нас могут интересовать только “предразрывные” нейтроны, то есть те нейтроны, которые испускаются по аналогичному механизму, а не из осколков. Нейтроны деления, испускаемые осколками, определяют фон, который в этом процессе очень велик и будет подавлять искомую асимметрию, описываемую выражением

$$W \sim (1 + D_n s_{in} [\mathbf{n}_{lf}, \mathbf{n}_{sn}]). \quad (2)$$

Здесь D_n – коэффициент корреляции, s_{in} – единичный вектор в направлении поляризации нейтронного пучка, \mathbf{n}_{lf} и \mathbf{n}_{sn} – единичные векторы в направлении импульсов соответственно легкого осколка и предразрывного нейтрона.

Сведения о доле предразрывных нейтронов среди мгновенных нейтронов деления крайне противоречивы. По различным оценкам, она колеблется от 3% до 35% [3]. К настоящему моменту не только нет надежных данных об их энергетическом и угловом распределении, но даже нет прямых свидетельств их существования.

Если предразрывные нейтроны действительно существуют, то возможно обнаружить тройную корреляцию другого вида

$$W \sim (1 + B s_n [\mathbf{n}_{in}, \mathbf{n}_{fn}]). \quad (3)$$

¹⁾e-mail: danilyan@vitep5.itep.ru

Здесь B – коэффициент корреляции, s_{in} – единичный вектор в направлении поляризации нейтронного пучка, \mathbf{n}_{in} и \mathbf{n}_{fn} – единичные векторы в направлении импульсов соответственно начального и конечного нейтронов. Эта корреляция обусловлена интерференцией s - и p -волн во входном канале реакции. Аналогичная корреляция была обнаружена для осколков деления и гамма-квантов, и коэффициент корреляции при делении тепловыми нейтронами порядка 10^{-4} . Поэтому наличие такой корреляции может служить свидетельством о возможности существования корреляции (2) для предделительных нейтронов деления, если только корреляция (1) не обусловлена в основном электромагнитным взаимодействием в конечном состоянии.

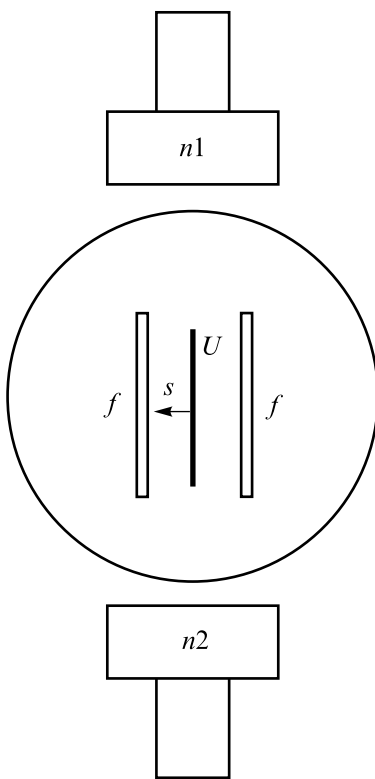


Рис.1. Схема установки

Схема эксперимента показана на рис.1. Основная часть установки – камера низкого давления, заполненная гексаном до давления 3 торр. В центре камеры находится двусторонняя мишень урана-235 на толстой подложке (U), содержащая 1.3 г ^{235}U , на которую нормально плоскости рисунка падает пучок поляризованных нейтронов, поляризация которых (s) направлена перпендикулярно плоскости мишени. Направление поляризации меняется раз в секунду.

По обе стороны мишени на расстоянии 2 см от нее расположены детекторы осколков деления (f), представляющие собой многопроволочные лавинные детекторы.

По обе стороны от камеры на расстоянии 25 см от мишени в направлении, перпендикулярном оси пучка и спину падающих нейтронов, расположены нейтронные детекторы ($n1$, $n2$). Они состоят из пластического сцинтиллятора и ФЭУ. Нейтроны и гамма-кванты, регистрируемые нейтронными детекторами, разделяются с помощью времяпролетной методики.

Сигнал о том, что произошел акт деления, приходит с одного из осколочных детекторов. Этот же сигнал является стартовым для преобразователей время – код. Стоповым сигналом для них служит сигнал с нейтронного детектора. Таким образом, метод задержанных совпадений осколочного сигнала с сигналом с нейтронных детекторов позволяет отделить нейтроны от гамма-квантов.

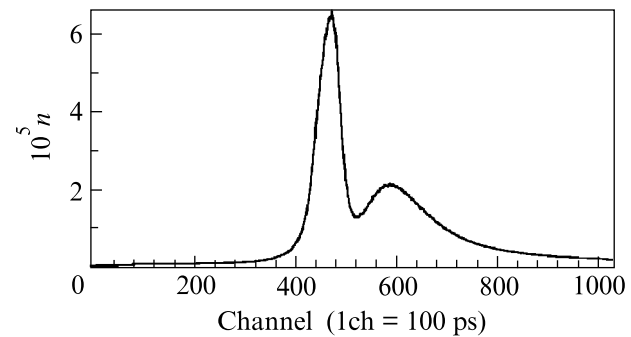


Рис.2. Времяпролетный спектр

Типичный спектр времени задержки сигнала с нейтронного детектора относительно сигнала с осколочного детектора показан на рис.2. Он имеет два максимума. Левый максимум обусловлен гамма-квантами, а правый – нейтронами.

Для анализа этот спектр разбивается на три части. Первая часть – область гамма-пика, вторая – область нейтронов с энергией выше 0.7 МэВ, третья часть – низкоэнергетичные нейтроны. Асимметрия a вычисляется отдельно для каждой части по формуле

$$a = (N_+ - N_-)/(N_+ + N_-). \quad (4)$$

Здесь N_+ and N_- – число событий при разных знаках поляризации падающих на мишень нейтронов.

Коэффициент B в выражении (3) определяется следующим соотношением:

$$B = a/(PCn_s). \quad (5)$$

Здесь P – степень поляризации делящегося ядра, C – среднее значение смешанного произведения

$s_n[\mathbf{n}_{in}, \mathbf{n}_{fn}]$ в геометрии эксперимента, n_s – отношение числа предделительных нейтронов к общему числу мгновенных нейтронов деления.

Результаты измерений приведены ниже.

Группа событий:	асимметрия $a(\cdot 10^5)$
Гамма-кванты:	$+0.8 \pm 2.2$
Нейтроны высокой энергии:	-9.4 ± 3.0
Нейтроны низкой энергии:	-6.8 ± 2.9

Результат измерений для нейтронов с энергией больше 0.7 МэВ выходит за три ошибки, и это представляется нам странным, поскольку предделительные нейтроны должны быть мягче осколочных. Но если бы эта асимметрия была аппаратурной, она должна была бы проявиться и в асимметрии гамма-квантов. По-видимому, целесообразно проведение аналогичных измерений в резонансной обла-

сти энергии нейтронов, поскольку для осколков деления sr -интерференционные эффекты в резонансах существенно больше.

Мы очень признательны за оказываемую помощь персоналу реактора МИФИ и нашему механику Ю. А. Белову.

Эта работа поддерживается грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-16011.

-
1. P. Jesinger, G. V. Danilyan, A. M. Gagarski et al., ЯФ **62**, 1723 (1999).
 2. G. V. Danilyan, A. V. Fedorov, A. M. Gagarski et al., ЯФ **63**, 1759 (2000).
 3. N. V. Kornilov, A. V. Kagalenko, and F.-J. Hamsch, *New evidence of scission neutron existence*, ISINN-7, Dubna, 1999, p. 241.