

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.173.4

НЕСОХРАНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Г. В. Данилян

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	329
2. P -нечетные силы в ядре	330
3. Экспериментальное обнаружение и исследование асимметрии испускания осколков деления	333
4. Исследование асимметрии испускания нейтронов деления	336
5. Сводка результатов	337
6. Попытка теоретической интерпретации	338
7. Заключение	340
Цитированная литература	341

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно в экспериментах, выполненных в ИТЭФ, был обнаружен несколько необычный эффект несохранения четности в ядерных взаимодействиях. Оказалось, что при делении таких ядер, как ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu поляризованными тепловыми нейтронами легкие и соответственно тяжелые осколки испускаются асимметрично по отношению к направлению поляризации пучка нейтронов. Так, при делении ^{233}U и ^{235}U легкий осколок преимущественно испускается по спине захваченного ядром нейтрона, а при делении ^{239}Pu — против спина.

Сам факт корреляции импульса частицы со спином ядра есть тривиальное следствие несохранения четности в ядерном взаимодействии. Такая корреляция ранее наблюдалась в процессах излучения γ -квантов.

Своеобразие обнаруженного в делении эффекта состоит в том, что со спином ядра коррелирует не импульс одной определенной частицы, а по существу, поток ядерной материи, формирующийся в ту или иную «частицу» лишь после разрыва «шейки», соединяющей два осколка.

Цель настоящего обзора — познакомить читателя с результатами первых экспериментов и с первой попыткой интерпретировать эти результаты.

Обзор начинается с краткого изложения основных теоретических предпосылок, стимулировавших поиски P -нечетных эффектов в ядерных взаимодействиях. Так же кратко описаны эксперименты, приведшие к открытию несохранения четности в электромагнитных переходах ядер. Более подробно эти вопросы освещены в обзорах ¹⁻⁴ и в монографии ⁵.

Гл. 3 и 4 посвящены описанию экспериментов, в которых исследовались P -нечетные эффекты в делении. Эти эксперименты выполнены четырьмя разными группами с использованием различных методик. Сводка результатов и их обсуждение содержатся в гл. 5. Предпоследняя, гл. 6 посвящена изложению всего лишь одной, опубликованной к моменту написания обзора работы, в которой сделана попытка теоретически интерпретировать наблюдаемые в экспериментах эффекты асимметрии в деле-

нии. Наконец, в заключении содержится далеко не полный перечень возможных и, по-видимому, наиболее информативных на данном этапе экспериментов, результаты которых, может быть, позволят выяснить механизм обнаруженного явления.

2. P-НЕЧЕТНЫЕ СИЛЫ В ЯДРЕ

а) Вскоре после того как было установлено несохранение четности в слабых взаимодействиях, Фейнман и Гелл-Манн ⁶ выдвинули гипотезу об универсальном характере слабого взаимодействия. В предложенной ими схеме взаимодействия заряженных токов один из диагональных членов в гамильтониане воспроизводит слабое взаимодействие между нуклонами. В отличие от модели Фейнмана и Гелл-Манна, в единых теориях слабого и электромагнитного взаимодействий (см., например, обзор ⁷) в слабое взаимодействие между нуклонами могут давать вклад и нейтральные точки, существование которых экспериментально доказано, по крайней мере в лептон-адронных взаимодействиях.

Наличие слабого взаимодействия между нуклонами означает, что в ядре должен существовать нарушающий четность слабый межнуклонный потенциал, относительную величину которого можно грубо оценить как

$$F \approx \frac{G}{\hbar c \bar{r}^2} \approx 10^{-7}, \quad (1)$$

где G — универсальная константа слабого взаимодействия, \bar{r} — среднее расстояние между нуклонами в ядре.

Ввиду малости F , единственным, допускающим экспериментальную проверку следствием существования слабого межнуклонного потенциала является, по-видимому, эффект смешивания состояний ядра с противоположной четностью.

Действительно, в первом порядке теории возмущений волновую функцию ядра можно представить в виде

$$\Psi_i = \psi_i + \sum_{j \neq i} \frac{\langle j | V_{н.ч} | i \rangle}{E_j - E_i} \psi_j, \quad (2)$$

где ψ_i и ψ_j — собственные функции невозмущенного гамильтониана, имеющие противоположные четности, $V_{н.ч}$ — нарушающий четность слабый межнуклонный потенциал.

Предполагая вклад ближайшего по энергии уровня в сумму доминирующим, выражение (2) можно переписать в виде

$$\Psi_i = \psi_i + \alpha \psi_j, \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{\langle j | V_{н.ч} | i \rangle}{E_j - E_i}. \quad (4)$$

Для основных состояний ядер α , вероятно, близко к F . Однако при высоких возбуждениях величина α может существенно возрасти из-за уменьшения энергетического знаменателя в формуле (4).

На это обстоятельство было впервые обращено внимание в работе Гааза и др. ⁸, в которой исследовалась P -нечетная асимметрия излучения γ -квантов,

$$W(\theta) = \text{const} \cdot (1 + a \cos \theta) = \text{const} \cdot (1 + a \cos \theta), \quad (5)$$

в реакциях радиационного захвата поляризованных медленных нейтронов ядрами кадмия, индия и серебра. Такая асимметрия должна возникать

вследствие интерференции регулярного и примесного переходов из захватного состояния в низколежащее. Ожидалось, что благодаря высокой плотности уровней компаунд-ядра, величина примеси состояний противоположной четности, α , существенно возрастет по сравнению с F .

В оценке величины матричного элемента $\langle j | V_{н.ч} | i \rangle$ авторы допустили ошибку, и не обнаружив асимметрии с точностью $\sim 10^{-3}$, пришли к выводу, что $F \leq 10^{-8}$.

Более корректная оценка усиления примеси для компаунд-ядра $^{114}\text{Cd}^*$ была выполнена Р. Блин-Стойлом⁹ и И. С. Шапиро¹⁰, согласно которой экспериментальный результат⁸ означает лишь, что $F \leq 10^{-6}$.

б) В 1964 г. Ю. Г. Абов с сотрудниками¹¹, повысив точность измерений, обнаружили искомую асимметрию излучения γ -квантов в реакции $^{113}\text{Cd}(\vec{n}, \gamma_0)^{114}\text{Cd}$. Коэффициент асимметрии оказался равным $a = (-3,7 \pm \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$, что по порядку величины согласуется с грубыми теоретическими оценками.

Спустя два года В. М. Лобашов и сотрудники¹² обнаружили другой P -нечетный эффект — циркулярную поляризацию γ -квантов, излучаемых неполяризованными ядрами при переходах между нижними уровнями. Механизмы усиления в этом случае представляются иными, чем при излучении γ -квантов высоковозбужденными ядрами. По терминологии, использованной в работе¹⁰, они носят «структурный» характер, т. е. обусловлены структурными особенностями начального и конечного состояний, благодаря которым регулярный переход оказывается подавленным, в то время как примесный не подавлен.

В последующие годы эффекты, обусловленные структурным усилением, были обнаружены для целого ряда ядер, тогда как асимметрия излучения γ -квантов ядрами ^{114}Cd являлась, вероятно, единственным проявлением динамического *) механизма усиления. К тому же попытки других групп повторить этот эксперимент оканчивались безрезультатно⁴. Лишь в 1972 г. Албери и Вильсон¹³ подтвердили существование P -нечетного эффекта в реакции $^{113}\text{Cd}(\vec{n}, \gamma)^{114}\text{Cd}$, обнаружив циркулярную поляризацию γ -квантов, сопровождающих захват неполяризованных нейтронов. Вскоре в ИТЭФ другой группой¹⁴ была обнаружена асимметрия и в реакции $^{117}\text{Sn}(\vec{n}, \gamma_0)$. Коэффициент асимметрии оказался равным $(8,9 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, стало ясным, что высоковозбужденные уровни компаунд-ядер действительно включают в себя примесь состояний противоположной четности. В связи с этим представлялось интересным исследовать проявление этой примеси и в других процессах, сопровождающих захват тепловых нейтронов ядрами. В работе Г. А. Лобова и автора¹⁵ предлагалось исследовать P -нечетную асимметрию в реакции (n, α) . К сожалению, сечение этой реакции на средних и тяжелых ядрах чрезвычайно мало, на легких же ядрах (^6Li , ^{10}B) едва ли можно ожидать значительное усиление за счет динамического механизма.

в) Другим процессом, сопровождающим захват тепловых нейтронов тяжелыми ядрами, является деление. Если в процессе деления ядро не «забывает», как обычно полагают, стадию компаунд-состояния, то механизмы усиления, ответственные за наблюдаемые в экспериментах относительно большие эффекты в реакциях радиационного захвата нейтронов,

*) Следуя терминологии, принятой в работе¹⁰, динамическим мы называем усиление, обусловленное уменьшением знаменателя в формуле (4) с ростом энергии возбуждения ядра.

могли бы в принципе «работать» и в делительном канале. Плотность уровней делящихся компаунд-ядер примерно на порядок выше, чем для составных ядер ^{114}Cd и ^{118}Sn . Следовательно, если эффекты при γ -распаде последних действительно обусловлены динамическим механизмом усиления, то можно ожидать значительную примесь состояний противоположной четности и в делящихся компаунд-ядрах.

Как же могла бы проявиться эта примесь в делении?

Законы сохранения полного момента и четности в процессе деления требуют выполнения следующих соотношений:

$$\begin{aligned} J_c &= J_d + J_t + L = F + L, \\ p_c &= (-)^L p_{dt} - \text{все } L - \text{одинаковой четности,} \end{aligned} \quad (6)$$

где J_c^p , J_d^p и J_t^p — спины и четности соответственно компаунд-ядра, легкого и тяжелого осколков, L — орбитальный момент двух осколков.

Если p_c — неопределенное, то, очевидно, разрешены как четные, так и нечетные значения L . Интерференция амплитуд переходов с четными и нечетными L из захватного состояния в определенное конечное состояние (J_d^p , J_t^p , F , L) приведет к P -нечетной угловой корреляции между импульсом легкого (или соответственно тяжелого) осколка и спином делящегося ядра

$$W(\theta) = \text{const} \cdot (1 + a_f \sigma_p) = \text{const} \cdot (1 + a_f \cos \theta). \quad (7)$$

В общем случае коэффициент асимметрии a_f как по модулю, так и по знаку зависит от квантовых характеристик конечного состояния. По разным оценкам число возможных конечных состояний в процессе деления заключено между 10^7 и 10^{10} . Поэтому, казалось бы, что если не выделять определенное конечное состояние (а это практически невозможно сделать), а измерять угловое распределение всех легких осколков при делении поляризованных ядер, то произойдет статистическое усреднение коэффициентов асимметрии и результирующая асимметрия окажется неотличимой от нуля *).

На самом деле такое рассмотрение может оказаться неверным в силу специфики процесса деления, отличающего его от процессов испускания частиц. Известно, что при делении ряда тяжелых ядер преимущественно образуются осколки неравной массы, если энергия возбуждения ядра ненамного превышает барьеры. Наиболее естественное объяснение этого факта состоит в том, что формированию осколков, вероятно, предшествуют состояния ядра, характеризующие асимметричной деформацией. Если слабое взаимодействие перемешивает такие состояния с противоположной четностью, то асимметрия испускания осколков не будет зависеть от конечного состояния. В работе В. В. Владимирского и В. Н. Андреева ¹⁶, выполненной еще в 1961 г. такая асимметричная деформация приписывалась основному состоянию делящегося ядра, в связи с чем авторы высказали гипотезу о возможности барьерного усиления и предложили исследовать асимметрию вылета легкого (или тяжелого) осколка при спонтанном делении поляризованных ядер.

Согласно современным представлениям асимметричная деформация возникает на последней стадии процесса — после прохождения седловой точки. Если это действительно так, то усиления, связанного с зависимостью барьера от четности состояния, конечно, не будет.

*) Случайная флуктуация может привести к результирующей асимметрии a порядка $N^{-1/2} a_f$, где a_f — асимметрия для перехода в определенное конечное состояние, N — число конечных состояний.

Интерференция состояний противоположной четности, характеризующих асимметричной деформацией, может привести к отличной от нуля асимметрии испускания легких осколков, если интерферирующих состояний не очень много.

Как известно, процесс деления идет через небольшое число промежуточных состояний, — открытых или почти открытых «каналов» деления, — характеризующихся определенными значениями квантового числа K — проекции спина ядра на ось деформации. На малоканальность процесса деления указывает, в частности, анализ угловых распределений осколков при делении выстроенных ядер. Однако вопрос о том, какую роль могут играть каналы деления в механизме формирования P -нечетной асимметрии испускания осколков, оставался неясным.

г) Имея в виду эти соображения, в 1976 г. в ИТЭФ был поставлен поисковый эксперимент по исследованию P -нечетной асимметрии испускания осколков при делении ядер ^{235}U поляризованными тепловыми нейтронами.

В методическом отношении этот эксперимент менее сложен, чем, например, исследование асимметрии в (n, γ) -реакции. Специфика деления позволяет в одном и том же эксперименте и одновременно измерять как асимметрию испускания «частицы» — легкого осколка, так и асимметрию для «ядра отдачи» — тяжелого осколка. В силу двухчастичной кинематики коэффициенты асимметрии для легких и тяжелых осколков в пределах ошибок измерений должны быть равны друг другу по модулю, но противоположны по знаку. Это — важный критерий достоверности результатов измерений. Кроме того, в таком эксперименте почти полностью отсутствуют проблемы фона и перекрытия «линий». Совокупность этих благоприятных факторов позволяла в принципе надежно измерить асимметрию в делении, даже если она оказалась бы много меньше ожидаемой.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ АСИММЕТРИИ ИСПУСКАНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

а) Принципиальная схема эксперимента по исследованию асимметрии осколков, выполненного в ИТЭФ¹⁷, приведена на рис. 1. Пучок поляризованных тепловых нейтронов, полученный отражением от намагниченного кобальтового зеркала, имел размеры: 10 мм по горизонтали, 100 мм по вертикали. Спины нейтронов ориентированы в горизонтальном направлении, нормально к «плоскости» пучка. Мишень, представляющая собой алюминиевую фольгу толщиной 0,15 мм, диаметром 30 мм, покрытую тонким слоем (100 мкг/см²) окиси урана-235, располагалась вдоль средней «плоскости» пучка. Кремниевый поверхностно-барьерный детектор, находящийся вне пучка, регистрировал осколки, вылетевшие из мишени в направлении поляризации пучка нейтронов. Электронная схема отбирала импульсы, соответствующие группам легких и тяжелых осколков, и направляла их в разные пересчетные приборы. Затем направление поляризации пучка нейтронов адиабатически реверсировалось и детектор регистрировал осколки, вылетевшие из мишени против направления поляризации. Коэффициент асимметрии для легких (тяжелых) осколков определялся как относительная разность скоростей счета легких (тяжелых) осколков при двух противоположных ориентациях спинов нейтронов.

В реальном эксперименте были приняты меры, чтобы избежать аппаратурной асимметрии, в основном связанной с тем, что скорости счета осколков для двух противоположных направлений поляризации пучка

измерялись неодновременно *). С этой целью установка была симметризована, т. е. имелись две независимые системы мишень-детектор, расположенные симметрично относительно пучка нейтронов; реверс направления поляризации осуществлялся достаточно часто и к тому же стохастически,

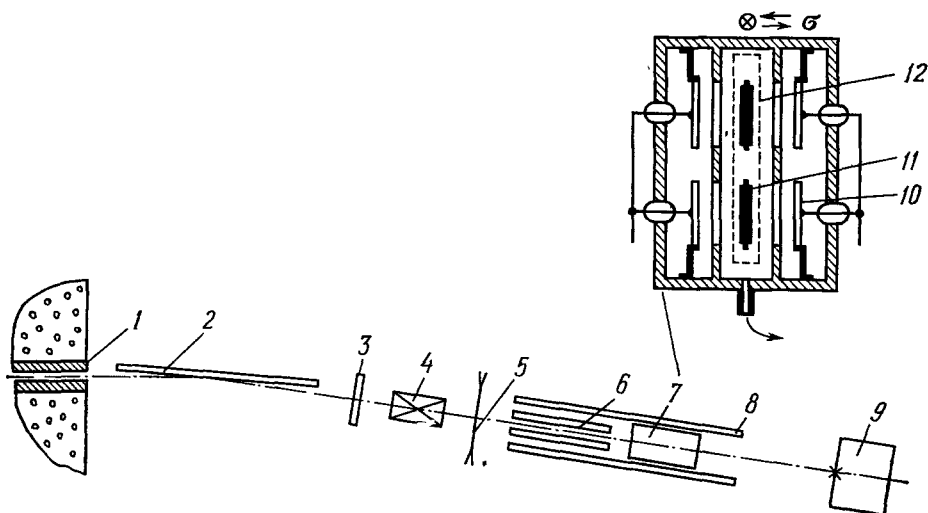


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — коллиматор нейтронов в горизонтальном канале реактора, 2 — намагнитненное кобальтовое зеркало, 3 — деполяризующая пучок железная пластина, 4 — электромагнит, реверсирующий направление поляризации пучка нейтронов, 5 — фольга с током для «сшивания» магнитных полей, 6 — коллиматор пучка поляризованных нейтронов, 7 — камера деления, 8 — полюса «ведущего» спина «магнитопровода», 9 — монитор интенсивности нейтронного пучка, 10 — кремниевые поверхностно-барьерные детекторы осколков, 11 — мишень из делящегося вещества, 12 — профиль пучка нейтронов.

чтобы исключить асимметрию, обусловленную медленным дрейфом интенсивности пучка нейтронов, или характеристик электронной аппаратуры; также стохастически от цикла к циклу перекоммутировались электронные тракты регистрации осколков; измерения на поляризованном пучке (степень поляризации пучка нейтронов $P_n = 0,84$) чередовались с измерениями на деполяризованном пучке ($P_n = 0,08$).

В результате четырехмесячных круглосуточных измерений было получено следующее значение коэффициента асимметрии испускания легких осколков при делении ^{236}U :

$$a(^{236}\text{U}) = (1,37 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}.$$

Положительный знак асимметрии принят условно и означает, что легкие осколки преимущественно испускаются в направлении ориентации спинов нейтронов.

б) Во втором эксперименте той же группы 18 исследовалась асимметрия при делении ядер ^{239}Pu . Геометрия расположения детекторов относительно мишени была изменена таким образом, чтобы одновременно исследовать как P -нечетную корреляцию σp , так и P -четную корреляцию $\sigma [p_n p]$ (где p_n — импульс нейтрона), в принципе возможную при интерфе-

*) Требование к отсутствию аппаратной асимметрии в данном эксперименте менее жесткое, чем в других аналогичных экспериментах, поскольку коэффициент асимметрии определяется как среднее значение коэффициентов асимметрии для легких и тяжелых осколков, и аппаратная асимметрия, не связанная с индивидуальными свойствами групп легких и тяжелых осколков, исключается при усреднении. Тем не менее, желательно, чтобы она была много меньше измеряемой асимметрии.

ренции *s*- и *p*-волн в нейтронном захвате. Последняя корреляция, если она большая, в определенных условиях может имитировать наблюдаемую в предыдущем эксперименте асимметрию. Для контроля в новой геометрии сначала измерялась асимметрия при делении ^{235}U . Результат оказался равным $a(^{235}\text{U}) = (2,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$, причем вклад *P*-четной корреляции $\sigma [p, p]$ в ранее определенную величину асимметрии не превышал 4%. Измерения с мишенью из гидроокиси плутония дали следующий результат:

$$a(^{240}\text{Pu}) = (-4,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}.$$

в) В третьей работе той же группы ¹⁹ исследовалась асимметрия при делении ^{233}U . Были проведены две серии измерений; одна серия — с целью определить вклад *P*-четной корреляции (она выполнена с меньшей статистической точностью), другая серия — для измерения *P*-нечетной асимметрии в геометрии, аналогичной той, какая использовалась в работе ¹⁷. Во второй серии асимметрия для групп легких и тяжелых осколков измерялась отдельно для «мягкой» и «жесткой» части энергетических спектров осколков. На рис. 2 показаны интервалы спектра осколков, выделяемые дифференциальными дискриминаторами. Результаты измерений приведены в табл. I.

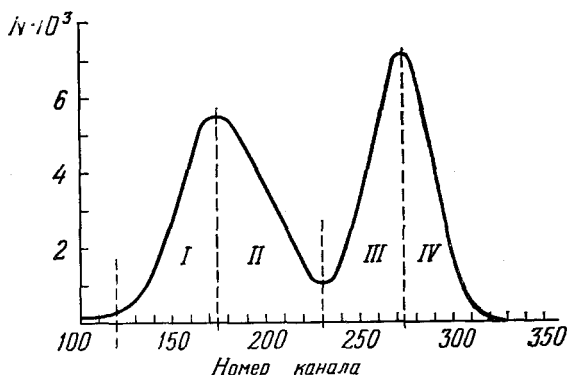


Рис. 2. Амплитудный спектр осколков деления ^{234}U .

Штриховыми прямыми указаны интервалы спектра, выделяемые дифференциальными дискриминаторами.

Незначительное отличие коэффициентов асимметрии для внутренних областей амплитудного спектра (II, III) по сравнению с внешними (I, IV) может быть объяснено частичным перекрытием соответствующих максимумов. Совпадение в пределах ошибок измерений коэффициентов

Таблица I

Коэффициенты асимметрии для разных интервалов энергетического спектра осколков деления ^{234}U

Поляризация пучка	Асимметрия $a_j \cdot 10^4$			
	Тяжелые осколки		Легкие осколки	
	I	II	III	IV
0,84	$-2,07 \pm 0,31$	$-1,85 \pm 0,34$	$1,94 \pm 0,32$	$2,39 \pm 0,30$
0,08	$-0,14 \pm 0,35$	$-0,78 \pm 0,31$	$-0,16 \pm 0,35$	$0,06 \pm 0,32$

асимметрии для «мягкой» и «жесткой» части спектра тяжелых осколков (I и II) свидетельствует о том, что не наблюдается существенной монотонной зависимости коэффициента асимметрии от массы тяжелого осколка.

Средневзвешенное значение коэффициента асимметрии для ядра ^{234}U оказалось равным

$$a(^{234}\text{U}) = (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}.$$

Возможный вклад P -четной корреляции в измеренную асимметрию и в случае ^{233}U оказался пренебрежимо малым.

г) Зависимость коэффициента асимметрии от массы осколка при делении ядер ^{233}U более детально исследовалась в работе Г. А. Петрова и сотрудников²⁰. Методика эксперимента существенно отличалась от использованной в работе¹⁹. Легкие и тяжелые осколки, вылетевшие из тонкой мишени в противоположных направлениях вдоль оси ориентации спинов нейтронов, регистрировались двумя детекторами I и II, включенными в схему совпадений. ЭВМ «Электроника-100», работавшая в линию с экспериментом, для каждого акта деления вычисляла величину $V_I/(V_I + V_{II})$, где $V_{I, II}$ — амплитуда импульса от соответствующего детектора, пропорциональная кинетической энергии осколка, попавшего в детектор. Это отношение характеризует массу осколка, зарегистрированного детектором II.

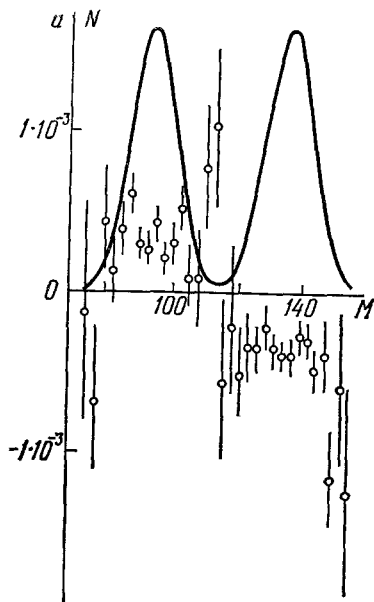


Рис. 3. Зависимость коэффициента асимметрии от массы осколка при делении ^{234}U .

На рис. 3 приведены значения коэффициентов асимметрии в зависимости от массы осколка. Сплошной кривой показан аппаратный массовый спектр осколков. Авторы отмечают, что в первом приближении асимметрия не зависит от массы осколка. Интегральная асимметрия для группы легких осколков оказалась равной

$$a(^{234}\text{U}) = (4,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}.$$

д) В. М. Лобашов с сотрудниками²¹ измерили асимметрию испускания легких осколков при делении ^{235}U поляризованными тепловыми нейтронами интегральным методом, разработанным ранее в ЛИЯФ с целью измерения циркулярной поляризации γ -квантов, излучаемых неполяризованными ядрами¹².

Как известно, идея метода заключается в том, что вместо счета числа частиц измеряется среднее значение тока, возникающего в детекторе. Благодаря этому временные характеристики детектора не ставят ограничения на поток частиц, падающих на детектор. В применении к делению (в работе исследовались также реакции (n, α) на ядрах ^6Li и ^{10}B) авторы воспользовались тем обстоятельством, что пробег легких осколков в веществе несколько превышает пробег тяжелых осколков; следовательно, подбирая давление газа в специальной камере деления, можно добиться, чтобы чувствительного объема счетчика, удаленного от мишени на некоторое расстояние, достигали лишь легкие осколки. Измерения, выполненные на пучке поляризованных нейтронов реактора ВВР-М ЛИЯФ, дали такой результат:

$$a(^{236}\text{U}) = (0,84 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}.$$

4. ИССЛЕДОВАНИЕ АСИММЕТРИИ ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Как известно, нейтроны деления испускаются преимущественно вдоль направления движения легких осколков²². Этим обстоятельством воспользовались В. Н. Андреев и сотрудники²³⁻²⁵, чтобы другим, независимым

способом исследовать асимметрию испускания легких осколков при делении ядер ^{239}Pu , ^{235}U и ^{233}U . Этот способ обладает тем преимуществом перед прямым способом регистрации осколков, что позволяет использовать достаточно толстые образцы, чтобы поглотить все падающие на него нейтроны; следовательно, необходимая статистика может быть набрана за более короткое время. Однако поскольку метод — косвенный, чувствительность его к асимметрии осколков, конечно, меньше единицы; следовательно, существенно ужесточаются требования к стабильности аппаратуры и отсутствию приборной асимметрии.

Эксперимент проводился следующим образом. На пучке поляризованных тепловых нейтронов устанавливалась мишень из делящегося вещества, поглощавшая почти все падавшие на нее нейтроны. Нейтроны деления регистрировались двумя пластмассовыми сцинтилляторами. Один из них регистрировал нейтроны, испущенные в направлении поляризации пучка нейтронов, другой — нейтроны, испущенные в противоположном направлении. Для уменьшения γ -фона от мишени применялись свинцовые фильтры. Направление поляризации пучка нейтронов реверсировалось с частотой 8 Гц. Измерения на поляризованном пучке чередовались с измерениями на деполаризованном пучке. Был проведен ряд контрольных экспериментов, показавших, что пространственное смещение пучка при реверсе поляризации, колебания его интенсивности и нестабильность аппаратуры находятся в пределах, обеспечивающих точность измерения асимметрии лучшую, чем 10^{-5} .

Для количественного сравнения асимметрии нейтронов с асимметрией осколков ^{18, 19} были проведены калибровочные эксперименты. Толстая мишень была заменена тонкой ($0,1 \text{ мг/см}^2$), а осколки деления регистрировались полупроводниковыми детекторами. Измерялся счет совпадений импульсов от сцинтилляторов с импульсами от легких и тяжелых осколков при разных углах между осью разлета осколков и направлением на нейтронный детектор. По результатам этих измерений и известным значениям асимметрии для осколков была вычислена ожидаемая асимметрия для нейтронов деления. Эти величины оказались равными $(-4,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$ для ^{240}Pu , $(2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$ для ^{236}U и $(3,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ для ^{234}U . Измерения дали следующие результаты:

$$a_n(^{240}\text{Pu}) = (-6,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-5},$$

$$a_n(^{236}\text{U}) = (0,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-5},$$

$$a_n(^{234}\text{U}) = (4,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}.$$

5. СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты всех выполненных экспериментов по трем исследованным ядрам приведены в табл. II. Во втором столбце указаны значения спинов ядер-мишеней. В третьем столбце приведены экспериментальные значения коэффициентов асимметрии в единицах 10^{-4} , исправленные на конечный угол регистрации осколков и приведенные к 100%-й поляризации пучка нейтронов. Обращает на себя внимание, что результаты, полученные разными группами, в некоторых случаях отличаются в 1,5—2 раза. Хотя нельзя исключить физическую причину таких расхождений (энергетическое разрешение приборов, телесные углы, спектры нейтронов и т. д.), но, вероятнее всего, что они связаны с неучтенными систематическими эффектами, разными для разных установок. На данном этапе исследований такое расхождение результатов не имеет принципиального значения, поскольку, из приведенных в таблице данных пока невозможно извлечь

величину, характеризующую степень несохранения четности в процессе деления. Дело в том, что компаунд-состояния делящихся ядер ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu представляют собой когерентную смесь двух конкурирующих спиновых состояний $J_i \pm 1/2$, для которых как степень поляризации ядер так и ее относительный знак различны. По этой причине экспериментальные результаты не приведены к 100%-ой поляризации ядер, а знак-

Т а б л и ц а II

Коэффициенты асимметрии при делении ядер ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu

Ядро-мишень	J_i^π	$a \cdot 10^4$	Литература
^{233}U	$\frac{5^+}{2}$	$2,8 \pm 0,3$ $4,8 \pm 0,4$ $3,7 \pm 0,6^*)$	19 20 25
^{235}U	$\frac{7^-}{2}$	$1,37 \pm 0,35$ $2,5 \pm 1,0^{**})$ $0,5 \pm 0,3^*)$ $0,84 \pm 0,06$	17 18 24 21
^{239}Pu	$\frac{1^+}{2}$	$-4,8 \pm 0,8$ $-7,8 \pm 0,8^*)$	18 23

*) Результат пересчета коэффициента асимметрии испускания нейтронов деления.
**) Получено в контрольном эксперименте с малой статистикой.

коэффициентов асимметрии определены условно — относительно ориентации спинов нейтронов. Эти поправки на самом деле не малы. Так, если предположить, что состояния 3^- и 4^- в ^{236}U не интерферируют, поправленное значение коэффициента асимметрии окажется равным примерно $4 \cdot 10^{-4}$.

Для того чтобы избежать этой неопределенности, необходимо измерять коэффициенты асимметрии для изолированных нейтронных резонансов. Но даже в этом случае для однозначной интерпретации результатов, возможно, необходима будет дополнительная информация о вкладе отдельных каналов деления в данный резонанс. Очевидно, что каналы с $K = 0$ не могут давать вклада в измеряемую асимметрию и, следовательно, деление через такие каналы, по существу, является фоном и должно быть учтено.

6. ПОПЫТКА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Теория обнаруженного явления должна дать ответ на два основных вопроса:

2) Каков механизм формирования P -нечетной корреляции в делении, приводящий к тому, что коэффициенты асимметрии для всех легких осколков имеют один и тот же знак?

2) Чем определяются величины наблюдаемых эффектов?

Попытка дать ответ на оба вопроса содержится в работе В. В. Фламбаума и О. П. Сушкова²⁶. Авторы исходят из той предпосылки, что P -нечетная асимметрия, как и P -четные угловые распределения, формируется на стадии

«холодного», сильно деформированного квазистационарного состояния ядра, определяющего канал деления с фиксированным значением квантового числа K — проекции полного момента J на ось деформации ядра. Поскольку на этой же стадии, по-видимому, формируется асимметрия масс осколков, то ядро представляет собой грушевидный волчок. При фиксированном внутреннем состоянии $|a, K\rangle$ вращательные состояния системы при $K \neq 0$ расщепляются на два близких по энергии уровня противоположной четности, аналогично Λ -удвоению в молекулах,

$$|a, K\rangle_{JM}^{\eta} = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} \{D_{MK}^J(\varphi, \theta, 0) |a, K\rangle + \eta (-1)^{J+K} D_{M, -K}^J(\varphi, \theta, 0) |a, -K\rangle\}, \quad (8)$$

где η — четность состояния, D_{MK}^J — матрица поворота. Однако эти состояния не смешиваются слабым взаимодействием в силу T -инвариантности гамильтониана слабого взаимодействия, H_W . Смешивание происходит с состоянием $|b, K\rangle_{JM}^{\bar{\eta}}$ ($\bar{\eta} \equiv -\eta$), отличающимся от $|a, K\rangle_{JM}^{\eta}$ внутренним состоянием,

$$|\overline{a, K}\rangle_{JM}^{\eta} = |a, K\rangle_{JM}^{\eta} + \sum_b \frac{\langle b, K | H_W | a, K \rangle}{E_a - E_b} |b, K\rangle_{JM}^{\bar{\eta}}. \quad (9)$$

Но состояния $|a, K\rangle_{JM}^{\eta}$ и $|b, K\rangle_{JM}^{\bar{\eta}}$ не интерферируют из-за ортогональности по внутренним переменным. Чтобы возникла интерференция, необходимо вернуть систему из состояния $|b\rangle$ в $|a\rangle$. Такой переход может быть вызван любым взаимодействием H_k , нарушающим адиабатичность, причем существенна та часть оператора H_k , которая меняет знак K . В итоге, волновая функция состояния $|a\rangle$ имеет вид

$$|\overline{a, K}\rangle_{JM}^{\eta} = |a, K\rangle_{JM}^{\eta} + \frac{i\eta U_W}{E_{\eta} - E_{\bar{\eta}}} |a, K\rangle_{JM}^{\bar{\eta}},$$

$$iU_W = -2A(J, K) \sum_b \frac{\langle a, -K | H_k | b, K \rangle \langle b, k | H_W | a, K \rangle}{E_a - E_b}. \quad (10)$$

Расщепление состояний $\bar{\eta}$ и η по энергии вызвано взаимодействием H_k ,

$$E_{\eta} - E_{\bar{\eta}} = 2\eta A(J, K) \langle a, -K | H_k | a, K \rangle, \quad (11)$$

и, следовательно, для грубой оценки коэффициента смешивания $\beta = i\eta U_W / (E_{\eta} - E_{\bar{\eta}})$ матричные элементы H_k в числителе и знаменателе можно сократить, и усиление будет определяться разностью $E_a - E_b$. Если состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ — одночастичные, и $E_a - E_b \approx 1$ Мэв, то существенного усиления не будет. Авторы полагают, что, во-первых, состояния между уровнями в сильно вытянутых ядрах существенно меньше, чем в недеформированных, а, во-вторых, вероятно, что состояния $|a\rangle$ не одночастичные, а коллективные с $K = 1$, аналогично низколежащей ветви октупольного возбуждения в симметрично деформированных ядрах.

Угловое распределение осколков при делении через канал $|a, K\rangle$ из состояния с энергией E , моментом J , его проекцией M и четностью η , имеет вид

$$w_{JM}(\theta) \sim |D_{MK}^J|^2 (1 + \gamma) + |D_{M, -K}^J|^2 (1 - \gamma),$$

$$\gamma = 2\eta \operatorname{Re} \frac{iU_W}{E - E_{\eta} + i\Gamma/2}. \quad (12)$$

Для случая, когда неполяризованные ядра делятся поляризованными нейтронами

$$w(\theta) \sim \sum_M |C_{IM-\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{JM}|^2 w_{JM}(\theta) \sim 1 + a \cos \theta, \quad (13)$$

$$a = \frac{\eta U_w \Gamma}{(E - E_{\eta})^2 + \Gamma^2/4} \frac{K}{I + \frac{1}{2}} (-1)^{J-I-\frac{1}{2}},$$

где I — спин ядра-мишени, $C_{IM-\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{JM}$ — коэффициенты Клебша — Гордана.

Если деление идет через несколько каналов с различными K , то

$$\bar{a} = \sum_K \omega_K a_K, \quad (14)$$

где ω_K — вероятность деления через канал с данным K . К сожалению, ввиду отмеченной выше неопределенности заселения спиновых состояний компаунд-ядер ^{234}U , ^{236}U и ^{240}Pu и отсутствия информации о каналах деления, невозможно произвести однозначное сравнение экспериментальных коэффициентов асимметрии с предсказаниями модели. В определенных предположениях, не противоречащих имеющимся экспериментальным данным, формула (13) правильно описывает знаковую корреляцию и отношение величин эффектов. Что же касается абсолютных значений, то неясно, за счет какого механизма можно получить недостающее усиление порядка 10^2 . Следует также отметить, что если справедлива рассматриваемая модель, в которой смешивание состояний компаунд-ядра не играет роли, то совпадение величин эффектов в реакциях (n, f) и (n, γ) надо рассматривать как чисто случайное. С другой стороны, если предположить, что механизм усиления в этих процессах один и тот же и связан с близостью уровней компаунд-ядра, то совпадение величин эффектов хорошо объясняется ²⁷.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаруженное явление асимметричного испускания осколков деления, несомненно, открывает новые возможности как для исследования нарушающего четность слабого взаимодействия между нуклонами в ядре, так и для исследования самого процесса деления ядер. Такие исследования, по существу, уже начаты, и предстоит, вероятно, проделать большую работу, прежде чем мы сможем описать наблюдаемые эффекты не только качественно, но и количественно.

Перечислим некоторые из экспериментов, результаты которых, как нам кажется, помогут выяснить механизм обнаруженного явления.

а) Исследование P -нечетной асимметрии при делении ядер ^{233}U и ^{235}U поляризованными резонансными нейтронами.

Для указанных ядер имеются экспериментальные данные для отдельных нейтронных резонансов по анизотропии испускания осколков, полученные в измерениях с выстроенными ядрами. Следовательно, в принципе возможен анализ вкладов в асимметрию от отдельных каналов деления. К сожалению, низкие потоки резонансных нейтронов не позволяют проводить измерения асимметрии деления в достаточно широкой области энергий нейтронов, чтобы получить статистическую информацию для большого числа резонансов.

б) Исследование P -нечетных эффектов в реакции (n, γ) на делящихся ядрах.

Если величины эффектов окажутся такими же, как и в делительном канале, то это будет сильным аргументом в пользу единого механизма усиления в реакциях (n, γ) и (n, f) .

в) Исследование асимметрии при спонтанном делении поляризованных ядер.

Как уже отмечалось, в таких экспериментах может быть получена информация о барьерном факторе усиления. Аналогичные данные можно получить при подбарьерном делении некоторых ядер поляризованными тепловыми нейтронами. В этом случае в принципе возможно также проявление эффекта смешивания состояний противоположной четности, соответствующих I и II минимумам энергии деформации ядра²⁸ в модели двугорбого барьера деления. Представляется также интересным исследование асимметрии при делении ядра из метастабильного состояния (изомер «формы»).

Следует еще раз отметить, что барьерного усиления может вовсе не быть, если наблюдаемые эффекты в делении обусловлены смешиванием состояний «холодного» ядра с деформацией, соответствующей второй седловой точке.

Перечень очень интересных и в принципе возможных исследований по этой проблеме может быть продолжен почти неограниченно, однако, даже постановка уже упомянутых экспериментов потребует больших усилий, имея в виду серьезные методические трудности.

Автор благодарит Л. Б. Окуня, прочитавшего рукопись и сделавшего полезные замечания, а также своих коллег по работе — Б. Д. Воденникова, В. П. Дроняева, В. В. Новицкого и В. С. Павлова в обсуждениях с которыми уяснялись многие затронутые в статье вопросы.

Институт теоретической и экспериментальной
физики, Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Henley E. M.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, v. 19, p. 367.
2. Fishbach E., Tadić D.— Phys. Rept., 1973, v. 6C, p. 123.
3. Gari M.— Ibid., p. 317.
4. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А.— УФН, 1976, т. 118, с. 141.
5. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и ядро.— М.: Мир, 1976. С. 159—204.
6. Feynman R. P., Gell-Mann M.— Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 193.
7. Вайнштейн А. И., Хриплович И. Б.— УФН, 1974, т. 112, с. 685.
8. Haas R., Leiruner L. B., Adair R. K.— Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 1221.
9. Blin-Stoyle R. J.— Ibid., 1960, v. 118, p. 1605; 1961, v. 120, p. 181.
10. Шапиро И. С.— УФН, 1968, т. 95, с. 647.
11. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А., Оратовский Ю. А.— ЯФ, 1965, т. 1, с. 479.
12. Лобашов В. М., Назаренко В. А., Саенко Л. Ф., Смотрицкий Л. М., Харкевич Г. И.— Письма ЖЭТФ, 1966, т. 3, с. 268.
13. Alberi J. L., Wilson R.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 518.
14. Данилян Г. В., Новицкий В. В., Павлов В. С., Боровлев С. П., Воденников Б. Д., Дроняев В. П.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 380.
15. Лобов Г. А., Данилян Г. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 1548.
16. Владимирский В. В., Андреев В. Н.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 663.
17. Данилян Г. В., Дроняев В. П., Воденников Б. Д., Новицкий В. В., Павлов В. С., Боровлев С. П. Препринт ИТЭФ-4.— Москва, 1977; в кн. Нейтронная физика: Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике.— Киев, 1977.— Ч. 2, с. 296; In: 7th Intern. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure: Abstract Volume on Conference Proceedings.— Zürich, 1977.— P. 327.

18. Данилян Г. В., Воденников Б. Д., Дроняев В. П., Новицкий В. В., Павлов В. С., Боровлев С. П.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 197; ЯФ, 1978, т. 27, с. 42.
19. Воденников Б. Д., Данилян Г. В., Дроняев В. П., Новицкий В. В., Павлов В. С., Боровлев С. П.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 68; Международный симпозиум по физике и химии деления. Юлих, 1979: Развернутые аннотации докладов.— IAEA-SM/241.— С. 12.
20. Петухов А. К., Петров Г. А., Степанов С. И., Николаев Д. В., Звездкина Т. К., Петрова В. И., Тюкавин В. А.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 470.
21. Боровикова Н. В., Весна В. А., Егоров А. И., Князьков В. А., Коломенский Э. А., Лобашов В. М., Пирожков А. Н., Попеко Л. А., Смотрицкий Л. М., Титов Н. А., Шаблий А. И.— Ibid, с. 527.
22. Fraser J. S.— Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 536.
23. Андреев В. Н., Данилов М. М., Ермаков О. Н., Недопекин В. Г., Рогов В. И.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 53.
24. Андреев В. Н., Данилов М. М., Ермаков О. Н., Недопекин В. Г., Рогов В. И.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 306.
25. Андреев В. Н., Данилов М. М., Катаржнов Ю. Д., Недопекин В. Г., Рогов В. И.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 560.
26. Flambaum V. V., Sushkov O. P. Препринт ИЯФ 79-47. Сушков О. П., Фламбаум В. В.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 55.
27. Danilyan G. V., Dronyaev V. P., Novitsky V. V., Pavlov V. S., Vodennikov B. D. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy: Proc. of the 3rd Intern. Symposium of Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy.— N.Y.: Plenum Press, 1979.— P. 591.
28. Budnik A. P., Rabotnov N. S.— Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 46, p. 155.