

## К 40-ЛЕТИЮ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Когерентные процессы в ядрах и кристаллах<sup>1</sup>

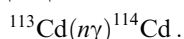
Ю.Г. Абов

*Коротко изложена история обнаружения слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, подчеркнута значимость вклада Лаборатории нейтронной физики (ЛНФ) ОИЯИ в развитие исследований в этой области и намечены планы совместной деятельности Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ), ЛНФ ОИЯИ, Российского научного центра "Курчатовский институт" (РНЦ КИ) на реакторе ИБР-2.*

PACS numbers: 13.75.Cs, 25.40.-h, 28.20.-v

Обзор посвящен истории обнаружения слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, сделанного в ИТЭФ; подчеркнута значимость вклада ЛНФ ОИЯИ в развитие исследований в этой области и, наконец, рассказывается о некоторых планах совместной деятельности ИТЭФ, ЛНФ ОИЯИ и РНЦ КИ на реакторе ИБР-2. Эту статью ни в коем случае нельзя рассматривать как обычный обзор, так как цель ее ограничена изложением тем, перечисленных выше. Автор заранее приносит свои извинения всем своим глубокоуважаемым коллегам как у нас в стране, так и за рубежом, а также целым коллективам авторов, которые не будут упомянуты.

Впервые слабое нуклон-нуклонное взаимодействие было обнаружено в ИТЭФ в 1964 г. [1–3]. Наблюдали асимметрию испускания  $\gamma$ -квантов относительно направления поляризации пучка нейтронов в процессе радиационного захвата нейтронов ядрами кадмия



Регистрировали  $\gamma$ -кванты с энергией 9,04 МэВ, которые выделяют переход  $1^+ \rightarrow 0^+$  с возбужденного компаунд-ядерного состояния на основное состояние ядра  $^{114}\text{Cd}$ . Очевидно, что это М1-переход. Опыт был поставлен по предложению И.С. Шапиро, который усмотрел ошибку, допущенную нашими предшественниками в оценке величины ожидаемого эффекта [4]. Взявшись за этот эксперимент, мы с П.А. Крупичкиным пришли к выводу о том, что необходимо изменить постановку эксперимента так, чтобы было возможно очень часто сравнивать эффекты на поляризованном и деполаризованном пучках нейтронов или очень часто, много раз в секунду, реверсировать направление поляризации пучка нейтронов с целью подавления влияния нестабильностей потока нейтронов и регистрирующей аппаратуры. Ядро кадмия было

выбрано не случайно. Сечение захвата тепловых нейтронов ядрами кадмия почти целиком определяется резонансом при энергии нейтронов  $E = 0,17$  эВ. Это s-резонанс с квантовыми числами  $1^+$ . Как известно (теорема Волфенштейна), при сохранении четности захват s-нейтронов должен приводить к сферически-симметричному испусканию  $\gamma$ -квантов. Обнаружение корреляции  $P_n k_\gamma$  между направлениями поляризации  $P_n$  пучка нейтронов и импульса  $\gamma$ -квантов  $k_\gamma$  свидетельствовало бы о нарушении четности, так как эта корреляция изменяет знак при инверсии координат. Для обнаружения такой корреляции лучше всего располагать детекторы  $\gamma$ -квантов вдоль или против направления поляризации пучка нейтронов. Несохранение четности в указанной реакции физически означало бы, что волновая функция ядерного состояния  $1^+$  на самом деле содержит примесь состояния  $1^-$ , т.е. слабое взаимодействие в ядре смешивает эти состояния. Для того, чтобы это смешивание было заметным, необходимо, согласно теории возмущений, чтобы рядом с уровнем  $1^+$  в возбужденном ядре кадмия  $^{114}\text{Cd}$  находился уровень  $1^-$  [4]. С другой стороны, если такой уровень есть, то с неизбежностью должна возникнуть Р-четная корреляция вида  $P_n(\mathbf{k}_n \times \mathbf{k}_\gamma)$ , где  $\mathbf{k}_n$  — импульс входящей радиации, т.е. падающих на мишень нейтронов. Для обнаружения такой корреляции вектор поляризации нейтронов должен быть ориентирован нормально к плоскости реакции. Влияние Р-четной корреляции исключалось постановкой эксперимента, что было подтверждено специальными контрольными измерениями. Нетрудно убедиться в том, что отношение амплитуд слабого и сильного взаимодействий нуклонов в ядрах имеет порядок величины  $F \sim 10^{-7}$  [4]. Для обнаружения Р-нечетного эффекта нужно выбирать такие реакции, в которых Р-нечетные эффекты усилены на несколько порядков. Классификация механизмов усиления Р-нечетных явлений приводится в [4]. Физический смысл механизмов усиления, возникающих в данной реакции, можно пояснить,

Ю.Г. Абов. Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259 Москва, Б. Черемушкинская 25, Россия  
Тел. (095) 123-83-94  
Факс (095) 123-65-84

Статья поступила 29 мая 1996 г.

<sup>1</sup> Доклад, сделанный на торжественном заседании Ученого совета ОИЯИ, посвященном 40-летию института.

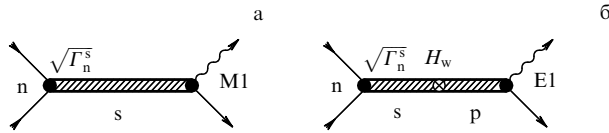


Рис. 1. Диаграмма радиационного захвата нейтронов в s-волне: (а) по каналу сильного взаимодействия; (б) по каналу слабого взаимодействия.

используя диаграммную технику (рис. 1). На рисунке 1а изображен процесс радиационного захвата нейтронов ядрами без участия слабого взаимодействия. Опуская фазовые множители, амплитуду этого процесса можно записать в виде [5]:

$$f_{ss} \simeq \sqrt{\Gamma_n^s} \frac{1}{E - E_s + (i/2)\Gamma_s} \langle M1 \rangle,$$

где  $\Gamma_n^s$  — нейтронная s-ширина,  $E$  — энергия нейтрона,  $E_s$  — резонансное значение энергии нейтрона,  $\Gamma_s$  — полная s-ширина,  $\langle M1 \rangle$  — амплитуда M1-перехода  $1^+ \rightarrow 0^+$  в реакции  $^{113}\text{Cd}(n\gamma)^{114}\text{Cd}$ . Нижняя диаграмма (рис. 1б) описывает тот же самый процесс по каналу слабого взаимодействия:

$$f_{sp} \simeq \frac{\sqrt{\Gamma_n^s} \langle s|H_w|p \rangle}{[E - E_s + (i/2)\Gamma_s][E - E_p + (i/2)\Gamma_p]} \langle E1 \rangle,$$

где  $\langle s|H_w|p \rangle$  — "слабый" матричный элемент, который ответствен за примешивание к состоянию  $1^+$  ядра  $^{114}\text{Cd}$  состояния  $1^-$  вследствие слабого взаимодействия.  $E_p$ ,  $\Gamma_p$  — энергия и ширина p-уровня,  $\langle E1 \rangle$  — амплитуда испускания E1-кванта в переходе  $1^- \rightarrow 0^+$ . Один и тот же нейтрон одновременно идет двумя "путями", по двум каналам реакции, ни один из которых исключить невозможно и бессмысленно говорить, по какому из этих каналов нейтрон вошел в ядро. Если бы это было возможно, интерференция оказалась бы разрушенной, Р-нечетный эффект был бы пропорционален квадрату слабого матричного элемента.

Ситуация напоминает известный мыслимый эксперимент по дифракции электронов на двух щелях. Интерференционный эффект существует, если обе щели открыты. В данном случае обе "щели" открыты и амплитуда процесса является суммой амплитуд  $f_s = f_{ss} + f_{sp}$ . В этом случае представляется очевидным, что любой Р-нечетный эффект (асимметрия испускания  $\gamma$ -квантов относительно направления поляризации или циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов, если пучок нейтронов не поляризован) должен определяться отношением амплитуд  $f_{sp}/f_{ss}$ . Тогда получим

$$\left| \frac{f_{sp}}{f_{ss}} \right| \simeq \left| \frac{\langle H_w \rangle}{E - E_p + (i/2)\Gamma_p} \right| \frac{\langle E1 \rangle}{\langle M1 \rangle} \simeq \frac{\langle H_w \rangle}{D} \frac{\langle E1 \rangle}{\langle M1 \rangle} \equiv RF.$$

Здесь  $F \sim 10^{-7}$ ,  $R$  — фактор суммарного усиления Р-нечетного эффекта. Поскольку энергия нейтронов близка к s-резонансу,  $E - E_p \simeq E_s - E_p \simeq D$  близко к среднему расстоянию между уровнями компаунд-ядра  $D$ . Первый множитель определяет так называемое динамическое [4] усиление эффекта, обусловленное близостью уровней с противоположной четностью. Следовательно, нужно выбирать ядра с высокой плотностью возбужденных состояний, в этом случае уровни с одинаковым спином и противоположной четностью могут оказаться расположенными очень близко друг к другу. Ядро  $^{114}\text{Cd}$

удовлетворяет этому требованию. Второй множитель тоже дает усиление, так как  $\langle E1 \rangle / \langle M1 \rangle \simeq c/v \sim 10$ , где  $v$  — скорость нуклонов в ядре,  $c$  — скорость света. Этот фактор усиления получил название кинематического. Забегая вперед отметим, что p-уровень  $1^-$  в ядре  $^{114}\text{Cd}$  был действительно обнаружен в ЛНФ ОИЯИ. Он расположен при энергии нейтронов  $E = 7$  эВ [6]. Если в процессе радиационного захвата нейтронов четность не сохраняется, то в угловом распределении вторичной (выходящей) радиации ( $\gamma$ -квантов) должен присутствовать псевдоскалярный член  $\mathbf{P}_n \mathbf{k}_\gamma$ :

$$W(\theta) \simeq \text{const} \times \left( 1 + a \mathbf{P}_n \frac{\mathbf{k}_\gamma}{|\mathbf{k}_\gamma|} \right) = \text{const} \times (1 + a P_n \cos \theta),$$

где  $\theta$  — угол между направлениями вектора поляризации пучка нейтронов  $\mathbf{P}_n$  и импульса  $\gamma$ -квантов  $\mathbf{k}_\gamma$ ,  $a$  — коэффициент асимметрии. Пусть импульс  $\gamma$ -квантов направлен вдоль или против направления поляризации пучка нейтронов.  $N^+$ ,  $N^-$  — числа отсчетов детектора  $\gamma$ -квантов для двух указанных ориентаций поляризации пучка нейтронов и импульса  $\gamma$ -квантов. Тогда коэффициент асимметрии может быть найден из равенства:

$$\frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = a P_n \overline{\cos \theta}.$$

Знак усреднения косинуса означает усреднение углового распределения испускаемого  $\gamma$ -излучения с учетом реальной (не "точечной") геометрии установки. Искомая асимметрия испускания  $\gamma$ -квантов, которая должна определяться отношением амплитуд  $f_{sp}/f_{ss} \simeq RF$ , как можно показать, имеет вид [5]:

$$a_{n\gamma} = \frac{\langle s|H_w|p \rangle}{(E - E_p)^2 + (1/4)\Gamma_p^2} \frac{E - E_p}{2} \frac{\langle E1 \rangle}{\langle M1 \rangle} \simeq \frac{\langle H_w \rangle}{E_s - E_p} \frac{\langle E1 \rangle}{\langle M1 \rangle} = RF,$$

т.е. действительно определяется отношением указанных амплитуд. Измеряемая асимметрия связана с  $RF$  соотношением [3, 4]:

$$a = 2ARF.$$

Коэффициент  $A$  определяется спинами исходного, промежуточного и конечного ядерных состояний и мультипольностью перехода. Явный вид этого множителя можно найти в [3, 4]. В данном случае для перехода на основное состояние ядра  $^{114}\text{Cd}$  этот коэффициент равен единице. Интересующая нас часть схемы распада ядра  $^{114}\text{Cd}$  показана на рис. 2. Важно обратить внимание на то обстоятельство, что кроме M1-перехода  $1^+ \rightarrow 0^+$  с энергией 9,04 МэВ, рядом расположен переход  $1^+ \rightarrow 2^+$  с энергией 8,5 МэВ. Коэффициент  $A$  для этого M1-перехода имеет противоположный знак. Поэтому для

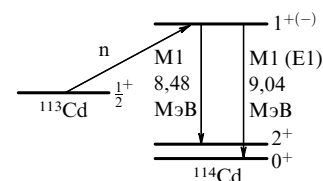
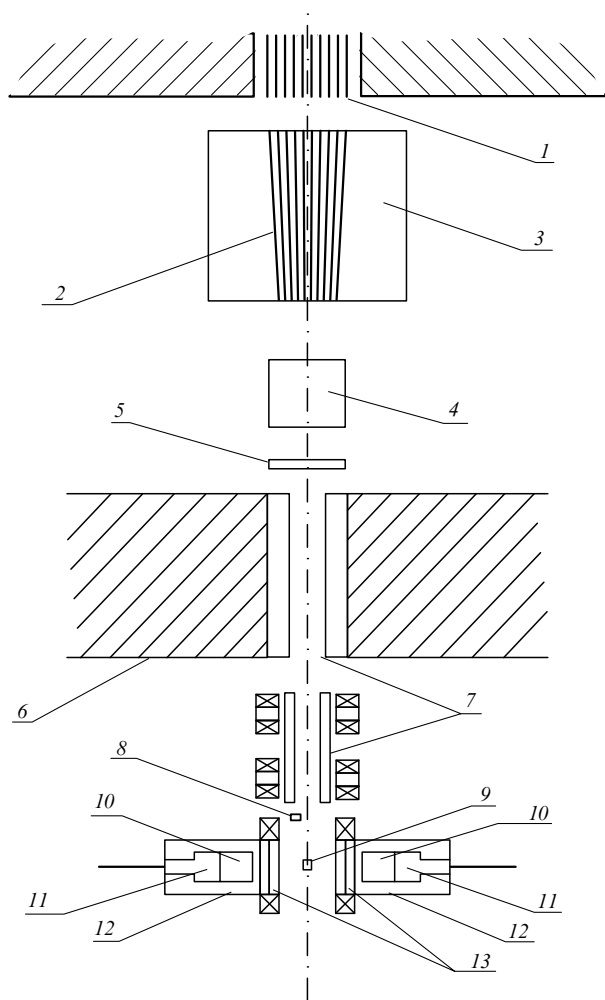


Рис. 2. Схема распада ядра  $^{114}\text{Cd}^*$  в области высокоэнергичных переходов  $1^+ \rightarrow 0^+$  и  $1^+ \rightarrow 2^+$ .

выделения перехода  $1^+ \rightarrow 0^+$  пришлось регистрировать  $\gamma$ -кванты с энергией, превосходящей 8,5 МэВ, что снижало скорость набора информации.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Поляризованный пучок нейтронов получали методом полного отражения нейтронов от системы намагниченных кобальтовых зеркал, которые фокусировали пучок на мишень. Мишенью служила пластина металлического кадмия. Выходивший из поляризатора пучок был поляризован в вертикальном направлении, нормально к плоскости реакции. Специальный электромагнит поворачивал вектор поляризации на  $90^\circ$  в ту или иную сторону так, что вектор поляризации принимал горизонтальное положение. Далее на пучке располагалось специальное устройство для быстрого реверса направления поляризации [7]. Это устройство позволяло осуществлять реверсирование направления поляризации с частотой 10 Гц. Для деполяризации пучка



**Рис. 3.** Схема установки: 1 — коллиматор, установленный в канале реактора; 2 — кобальтовые зеркала поляризатора; 3 — электромагнит поляризатора; 4 — электромагнит, служащий для поворота спина нейтрона из вертикального в горизонтальное направление; 5 — спин-флиппер; 6 — бетонная стена; 7 — магнитный нейтронпровод; 8 — литиевая заслонка; 9 — мишень; 10 — кристаллы иодистого натрия; 11 — фотоэлектронные умножители (ФЭУ); 12 — магнитная защита ФЭУ; 13 — катушки, создающие фиксированное магнитное поле на образце для предотвращения деполяризации пучка нейтронов.

нейтронов в пучок периодически вводили шимм — немагнитную пластину железа.  $\gamma$ -кванты, выходящие из мишени, регистрировали двумя сцинтилляционными детекторами на основе монокристаллов иодистого натрия, активированных таллием. Детекторы располагались вдоль и против направления поляризации пучка нейтронов, т.е. слева и справа от падающего на мишень пучка. Комбинация двух идентичных, расположенных таким образом детекторов служила цели подавления приборной асимметрии.

Был получен результат:

$$a = (-4,1 \pm 0,8) \times 10^{-4}.$$

Поскольку в данном случае суммарное усиление  $R \sim 10^3$ , полученная асимметрия хорошо согласуется с ожидаемой на уровне порядка  $10^{-4}$ . Одновременно измеряли асимметрию в широком интервале энергий  $\gamma$ -квантов, где эффект подавлялся вследствие случайного распределения знаков коэффициента  $A$ , а также из-за значительного вклада Е1-переходов, для которых кинематический фактор становится фактором подавления, а не усиления Р-нечетного эффекта. Одним из контрольных опытов служил поиск Р-четной корреляции; для этого вектор поляризации был ориентирован вертикально и было показано, что Р-четная корреляция не может дать заметного вклада в наблюдаемый Р-нечетный эффект. Деполяризация пучка также приводила к исчезновению эффекта.

Если пучок нейтронов не поляризован, то интерференция амплитуд, изображенных на рис. 1, должна приводить к возникновению Р-нечетной циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов. В случае исследуемой реакции ее величина равна

$$P_\gamma = 2RF,$$

т.е. величина эффекта не зависит от коэффициента  $A$  и нет необходимости строго отделять друг от друга переходы  $1^+ \rightarrow 0^+$  и  $1^+ \rightarrow 2^+$ . Такой эксперимент был выполнен в США группой профессора Р. Вильсона [8]. Был получен результат

$$P_\gamma = (-6,0 \pm 1,5) \times 10^{-4}.$$

Обратимся теперь к другому процессу, который всегда сопровождает радиационный захват нейтронов — упругому рассеянию нейтронов. В Гренобле (Франция) в семидесятых годах были обнаружены Р-нечетные нейтронооптические явления. Речь идет о вращении спина нейтронов в плоскости, нормальной к направлению импульса нейтрона при прохождении поперечно-поляризованного пучка нейтронов через образец — аналог оптического двойного лучепреломления — и, кроме того, о Р-нечетном дихроизме, т.е. зависимости пропускания мишени от спиральности нейтронов. Если нейтроны обладают слабым взаимодействием, то амплитуда рассеяния нейтрона на ядре должна содержать псевдоскалярный член, изменяющий знак при инверсии координат. Такой псевдоскалярной величиной в амплитуде рассеяния нейтронов должна быть спиральность нейтронов. Если амплитуда рассеяния зависит от спиральности, то возникают два коэффициента преломления

$$n_{\pm} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f_{\pm},$$

где  $\rho$  — плотность рассеивателя,  $k$  — волновое число нейтронов,  $f_{\pm}$  — амплитуда рассеяния вперед для положительной и отрицательной спиральностей. Состояние с поперечной поляризацией представляет собой когерентную смесь состояний с положительной и отрицательной спиральностями. Наличие различных коэффициентов преломления для этих состояний приводит к возникновению фазового сдвига, который проявляется на выходе пучка из мишени в повороте вектора поляризации пучка нейтронов в плоскости, нормальной к импульсу нейтрона. Кроме того, зависимость амплитуды от спиральности приводит к асимметрии полного сечения, т.е. пропускания пучка мишенью:

$$A_n = \frac{\sigma_t^+ - \sigma_t^-}{\sigma_t^+ + \sigma_t^-},$$

$\sigma_t^{\pm}$  — полные сечения взаимодействия нейтронов с ядрами для двух состояний спиральности.

Оказывается, что в обоих случаях возникает еще один механизм усиления Р-нечетных явлений, который легко можно понять, рассмотрев две диаграммы, изображенные на рис. 4. Предположим, что в сечение взаимодействия нейтронов с ядрами дают заметный вклад не один s-уровень компаунд-ядра, как это было в предыдущем случае, а два резонанса с противоположной четностью. Это означает, что один и тот же нейтрон может войти в ядро как в s-волне, так и в р-волне. Эти уровни так расположены и дают такой вклад в полное сечение, что ни одним из этих процессов пренебречь нельзя. Такая ситуация может возникнуть вблизи р-резонанса. В непосредственной близости от р-резонанса вклад р-волны в сечение рассеяния может быть достаточным, чтобы им нельзя было пренебречь, несмотря на то, что в области малых энергий s-волна значительно сильнее р-волны. Диаграмма на рис. 4а изображает процесс упругого рассеяния нейтронов, идущий через р-резонанс без участия слабого взаимодействия. В принятом здесь приближении (опускаем фазовые множители) получим

$$f_{pp} \simeq \sqrt{\Gamma_n^p} \frac{1}{E - E_p + (i/2)\Gamma_p} \sqrt{\Gamma_n^p}.$$

Происходит захват и испускание нейтронов в р-волне.  $E$ ,  $E_p$  — энергия падающих на мишень нейтронов и ее резонансное значение,  $\Gamma_n^p$  — нейтронная ширина р-резонанса. Диаграмма на рис. 4б описывает захват нейтрона в s-волне и его испускание в р-волне. Слабое взаимодействие переводит s-волну в р-волну или, иными словами, s-уровень содержит примесь состояния с противоположной четностью:

$$f_{sp} \simeq \sqrt{\Gamma_n^s} \frac{\langle s | H_w | p \rangle}{[E - E_s + (i/2)\Gamma_s][E - E_p + (i/2)\Gamma_p]} \sqrt{\Gamma_n^p}.$$

Снова подчеркнем, что один и тот же нейтрон одновременно участвует в обоих процессах и мы не можем один процесс отделить от другого, как при дифракции электронов на двух щелях. Только теперь у диаграмм отличаются не выходные, а входные каналы. Нейтрон "входит" сразу в два резонанса, дает вклад и в s-резонанс, и в р-резонанс.

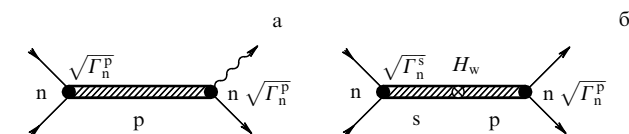


Рис. 4. Диаграммы упругого рассеяния нейтронов с образованием компаунд-ядра: (а) по каналу сильного взаимодействия; (б) по каналу слабого взаимодействия.

Поскольку один и тот же нейтрон дает вклад в оба процесса, складываются амплитуды, а Р-нечетный эффект вновь определяется их отношением:

$$\left| \frac{f_{sp}}{f_{pp}} \right| \simeq \sqrt{\frac{\Gamma_n^s}{\Gamma_n^p}} \frac{\langle s | H_w | p \rangle}{E - E_s + (i/2)\Gamma_s} \simeq \sqrt{\frac{\Gamma_n^s}{\Gamma_n^p}} \frac{\langle H_w \rangle}{D}.$$

Динамический механизм усиления, обусловленный близостью s- и р-резонансов, сохраняется; кинематический фактор исчезает, но появляется вместо него другой механизм усиления, который получил название резонансного и, согласно классификации, введенной в [4] носит, скорее всего, структурный характер [5]. Нейтронная s-ширина в области малых энергий на много порядков больше нейтронной р-ширины, поэтому  $\sqrt{\Gamma_n^s/\Gamma_n^p} \sim 10^3$ .

Этот механизм усиления был теоретически предсказан в ИТЭФ [9, 10] для процессов радиационного захвата нуклонов ядрами, когда нельзя пренебречь вкладом р, d и т.д. волн. Однако в те годы — в конце 60-х годов — из-за отсутствия достаточно надежных данных о нейтронных ширинах, резонансный фактор усиления трудно было оценить и поэтому в [9, 10] для "гарантии" снизили величину этого усиления. В результате работы не привлекли к себе внимания экспериментаторов и остались незамеченными.

Позже этот механизм усиления Р-нечетных явлений был заново открыт О.П. Сушковым и В.В. Фламбаумом, но теперь уже для описания Р-нечетных нейтронооптических явлений [11, 12]. О.П. Сушков и В.В. Фламбаум поняли, что природа нарушения пространственной четности как в случае неупругих процессов, так и в случае упругого канала реакции одна и та же — смешивание состояний с противоположной четностью в компаунд-ядрах. Они правильно оценили величины Р-нечетных нейтронооптических явлений и показали, что вблизи р-резонансов эти эффекты должны быть очень большими.

Группа Л.Б. Пикельнера и В.П. Алфименкова в ЛНФ ОИЯИ воспользовалась этим указанием и впервые наблюдала огромные Р-нечетные эффекты, достигающие нескольких процентов. Наблюдали асимметрию полных сечений  $A_n$  в зависимости от спиральности нейтронов, т.е. зависимость пропускания мишени от взаимной ориентации спина и импульса нейтронов для олова, лантана [13, 14] и других элементов. Этой же группой был обнаружен Р-нечетный дихроизм при прохождении продольно-поляризованного пучка нейтронов через металлический кадмий [6] вблизи от имми же обнаруженного р-резонанса при энергии нейтронов  $E = 7$  эВ.

Из того, что было сказано, представляется очевидным, что при исследовании различных Р-нечетных явлений (асимметрии испускания  $\gamma$ -квантов, циркулярной поляризации, асимметрии полного сечения), если в формировании этих эффектов участвуют те же самые уровни данного ядра, величина слабого матричного элемента, извлекаемая из экспериментальных данных, должна быть одной и той же.

В [6] выполнен анализ данных по извлечению величины слабого матричного элемента из опытов ИТЭФ (асимметрия испускания  $\gamma$ -квантов), Гарвардского университета (циркулярная поляризация) и ЛНФ ОИЯИ (асимметрия полного сечения). Эти результаты приведены в табл. 1. Здесь

$$x = \sqrt{\frac{\Gamma_n^p(1/2)}{\Gamma_n^p}}$$

— квадратный корень из отношения нейтронной ширины р-резонанса с полным моментом 1/2 к полной нейтронной р-ширине. Ясно, что  $x > 0$ , иначе не был бы observed Р-нечетный эффект, но  $x$  не может превосходить единицу.

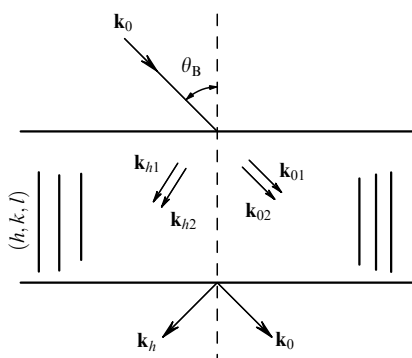
**Таблица 1.** Значения матричного элемента  $\langle s|H_w|p\rangle$  смешивания состояний  $1^+$  и  $1^-$  кадмия слабым нуклон-нуклонным взаимодействием, согласно [6]

Матричный элемент	ИТЭФ	Гарвард	ЛНФ ОИЯИ
$\langle s H_w p\rangle$	$(3,6 \pm 0,8) \times 10^{-4}$ эВ	$(8,4 \pm 2,3) \times 10^{-4}$ эВ	$(3,1 \pm 1,0)(1/x) \times 10^{-4}$ эВ

Грубо говоря, можно положить  $x \approx 1/2$ . Остается только удивляться такому согласию результатов, полученных из совершенно различных экспериментов. Ясно, что достигнуто хорошее понимание природы изучаемых явлений.

До сих пор, рассматривая Р-нечетные нейтронооптические эффекты, мы не интересовались агрегатным состоянием мишени, лишь бы выполнялось условие оптической однородности среды. Допустим теперь, что в качестве мишени используется совершенный монокристалл. Пусть на этот кристалл падает пучок нейтронов и условия дифракции Брэгга–Вульфа точно выполняются. Установим кристалл так, чтобы отражающие кристаллографические плоскости  $(h, k, l)$  были нормальны к поверхности, на которую падает пучок нейтронов. Нейтроны выходят из кристаллической пластины с противоположной стороны. При этом половина интенсивности падающего пучка, пройдя через кристалл, будет далее распространяться в том же направлении, а другая половина — в направлении, составляющем с начальным угол  $2\theta_B$  ( $\theta_B$  — угол Брэгга). Такая установка кристалла соответствует так называемой симметричной дифракции по Лауэ. При дифракции по Лауэ в достаточно толстом кристалле нейтроны многократно перерассеиваются из одного направления (проходящая волна) в другое (дифракционная волна) и обратно, а интенсивность пучка делится поровну между этими двумя лучами. Ядра в кристалле можно рассматривать подобно тому, как это делают в физике рентгеновских лучей [15], а именно, как излучатели или резонаторы, настроенные на одну частоту. При точном выполнении условий Брэгга–Вульфа в кристалле возникает самосогласованное поле излучателей.

Пусть на сфере Эвальда оказываются только два узла обратной решетки. Тогда условия дифракции (самосогласования) приводят к тому, что в каждом из направлений внутри кристалла, а именно, в направлении проходящей и отраженной волн будут распространяться, на самом деле, две волны со слегка различными волновыми векторами, что условно показано на рис. 5. Возникают четыре парциальные волны с волновыми векторами  $\mathbf{k}_{01}$ ,  $\mathbf{k}_{02}$  (проходящая волна),  $\mathbf{k}_{h1}$ ,  $\mathbf{k}_{h2}$  (дифракционная волна). В условиях симметричной дифракции при выполнении условий Брэгга–Вульфа они попарно равны по величине:  $|\mathbf{k}_{01}| = |\mathbf{k}_{h1}|$ ;  $|\mathbf{k}_{02}| = |\mathbf{k}_{h2}|$ . Разли-



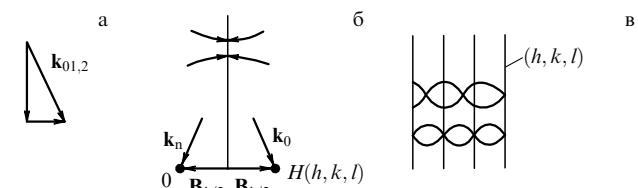
**Рис. 5.** Дифракция нейтронов в геометрии Лауэ. В направлении падения пучка нейтронов внутри кристалла распространяются две волны с волновыми векторами  $\mathbf{k}_{01}$ ,  $\mathbf{k}_{02}$ . В дифракционном направлении — с волновыми векторами  $\mathbf{k}_{h1}$ ,  $\mathbf{k}_{h2}$ . На выходе из кристалла присутствуют два пучка с волновыми векторами  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_h$ ;  $|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}_h|$ .

чие величин волновых векторов падающего излучения  $\mathbf{k}_0$  и возникающих в кристалле  $\mathbf{k}_{01}$ ,  $\mathbf{k}_{02}$  или  $\mathbf{k}_{h1}$ ,  $\mathbf{k}_{h2}$  очень мало. Наконец, и направления распространения  $\mathbf{k}_{01}$ ,  $\mathbf{k}_{02}$  и  $\mathbf{k}_{h1}$ ,  $\mathbf{k}_{h2}$  попарно почти совпадают. Тем не менее различия существуют.

Подчеркнем, что один и тот же нейтрон одновременно "несет" четыре волновых вектора. Нейтрон "расплывается" внутри кристалла, взаимодействуя одновременно со всем макроскопическим ансамблем ядер в кристалле. Вблизи резонанса можно принять, что процесс рассеяния происходит через канал образования компаунд-состояния. В условиях дифракции не только нельзя указать на конкретное ядро, на котором происходит рассеяние, но и атомные уровни, ответственные за рассеяние, "коллективизируются", весь ансамбль ядер в кристалле превращается в макроскопический резонатор.

Следуя Эвальду [15], разложим каждый из векторов  $\mathbf{k}_{01}$ ,  $\mathbf{k}_{02}$ ,  $\mathbf{k}_{h1}$ ,  $\mathbf{k}_{h2}$  на две компоненты: вдоль плоскостей  $(h, k, l)$  и нормально к ним, как это показано на рис. 6а. Нормальные компоненты при этом оказываются направленными вдоль (против) вектора обратной решетки. Компоненты, направленные вдоль отражающих плоскостей, складываются попарно, образуют две бегущие волны. Их нормальные компоненты, будучи направленными друг против друга и равными по величине, образуют стоячие волны (рис. 6б). Расстояние между узлами (пучностями) стоячих волн с высокой точностью равно межплоскостному расстоянию отражающих плоскостей (с точностью до отклонения от единицы показателя преломления, т.е. порядка  $10^{-6} \div 10^{-5}$ ). Узлы одной стоячей волны располагаются на атомных плоскостях, а пучности — между ними, а у второй стоячей волны — наоборот (рис. 6в). Если кристалл обладает сильным поглощением, то вторая компонента по мере удаления от входной поверхности кристалла будет сильно ослабляться, а первая — наоборот, будет проходить с ослабленным поглощением.

Этот эффект — аналог эффекта Бормана (аномального прохождения рентгеновских лучей) — в случае нейтронной оптики теоретически исследован Ю.М. Каганом и А.М. Афанасьевым [16, 17], а экспериментально обнаружен в РНЦ КИ С.Ш. Шильштейном, В.А. Соменковым и их коллегами [18, 19]. Эффект аномального прохождения нейтронов в геометрии Лауэ через монокристалл сернистого кадмия был исследован вблизи резонанса, но не в самом резонансе, так как в условиях работы на стационарном реакторе очень трудно избежать влияния высших порядков отражения, и при этом интенсивность пучка



**Рис. 6.** Образование стоячих волн в условной динамической дифракции по Лауэ [15]: (а) разложение волнового вектора на две компоненты: вдоль отражающих плоскостей и нормально к ним; (б) образование стоячих волн; (в) расположение пучностей и узлов стоячих волн.

быстро падает с ростом энергии нейтронов. В ОИЯИ на реакторе ИБР-2 эти проблемы не возникают, так как интенсивность нейтронов в резонансной области остается высокой, а высшие порядки отражения разделяются по времени пролета. Возникает возможность исследовать эффект аномального прохождения нейтронов точно в резонансе, когда время жизни промежуточного состояния особенно велико. Наличие эффекта будет свидетельствовать о сохранении когерентности падающей и отраженной волн несмотря на большое время жизни компаунд-состояния.

В настоящем обзоре невозможно рассмотреть все планы совместных работ ЛНФ ОИЯИ, ИТЭФ и РНЦ КИ. Работы будут выполняться на двух реакторах: ИБР-2 в ЛНФ ОИЯИ и ИРТ в МИФИ. Мы намерены обнаружить давно предсказанный В.Г. Барышевским эффект многочастотной прецессии спина нейтрона при динамической дифракции в диамагнитном кристалле, помещенном в однородное магнитное поле [20], детально исследовать спиновую прецессию в псевдомагнитном поле [20]. Однако вернемся к Р-нечетным нейтронооптическим явлениям. В ЛНФ ОИЯИ было показано, что основной вклад в асимметрию полного сечения — асимметрию пропускания относительно спиральности нейтронов — дает неупругий канал реакции, т.е. процесс радиационного захвата нейтронов ядрами. Нетрудно понять, что в условиях дифракции нейтронов в геометрии Лауэ асимметрия дифракционного пучка относительно спиральности нейтронов, если она существует, определяется сечением упругого рассеяния нейтронов, а не полным сечением. Вот почему такие измерения представляют особый интерес. Можно ожидать, что величина асимметрии уменьшится, более того, в условиях кинематической дифракции (однократное рассеяние) подавление асимметрии упругого рассеяния относительно асимметрии полного сечения должно быть очень сильным. Однако в условиях динамической дифракции, как показали независимо друг от друга две группы теоретиков [21, 22], должен появиться новый, пока еще никем не обнаруженный механизм усиления Р-нечетных нейтронооптических явлений, обусловленный когерентным действием ядер, когда кристалл превращается в подобие единого резонатора. В центре брэгговского рефлекса усиление должно быть очень большим, но выделение центра рефлекса сопряжено с потерей интенсивности. Кстати говоря, как показал Шалл, первый лауреат премии им. И.М. Франка, это можно сделать без катастрофической потери интенсивности, используя кристаллический коллиматор (коллиматор Отье). Однако даже интегральный эффект, усредненный по всему рефлексу, оказывается заметно усиленным — на порядок или даже два порядка относительно асимметрии без дифракции. Возникает естественный вопрос, можно ли на реакторе ИБР-2 проводить нейтронно-дифракционные исследования в условиях динамической дифракции? На стационарных реакторах в МИФИ и РНЦ КИ такие исследования выполняются давно. Однако для аномаль-

ного прохождения нейтронов через кристалл в непосредственной близости от нейтронного резонанса или изучения асимметрии упругого рассеяния нейтронов вблизи р-резонанса желательно ставить опыты на быстром реакторе, таком, как ИБР-2, и использовать технику времени пролета для полного исключения влияния высших порядков отражения. Достаточно ли интенсивность пучков нейтронов на реакторе ИБР-2? Предварительные исследования динамических эффектов при дифракции нейтронов в совершенных кристаллах кремния были выполнены на канале № 1 реактора ИБР-2 Ю.А. Александровым, Р. Михальцом и их коллегами еще в 1988 г. [23]. В частности, был наблюден маятниковый эффект в разных порядках отражения: (220), (440), (660). Точность измерений была достаточной для надежного наблюдения эффекта.

В настоящее время канал модернизируется с целью увеличения интенсивности пучка нейтронов. Необходимо получить поляризованный нейтронный пучок и поставить новый дифрактометр. Впереди много работы и прежде всего — методической. Но имеющийся опыт вселяет надежду на успех.

**Благодарности.** Я пользуюсь случаем, чтобы выразить признательность руководству ОИЯИ и Ученого совета института за оказанную мне честь выступить на юбилейном заседании сессии Ученого совета.

## Список литературы

1. Abov Yu G, Krupchitsky P A, Oratovsky Yu A *Phys. Lett.* **12** 25 (1964)
2. Абов Ю Г, Ермаков О Н, Крупчицкий П А *ЖЭТФ* **65** 1738 (1973)
3. Абов Ю Г, Крупчицкий П А *УФН* **118** (1) 141 (1975)
4. Шапиро И С *УФН* **95** 647 (1968)
5. Бунаков В Е *ЭЧАЯ* **26** 285 (1995)
6. Алфименков В П и др. *ЯФ* **54** 1484 (1991)
7. Абов Ю Г, Гулько А Д, Крупчицкий П А *Поляризованные медленные нейтроны* (М.: Атомиздат, 1966)
8. Alberi J L, Wilson R, Schröder I G *Phys. Rev. Lett.* **29** 518 (1972)
9. Карманов В А, Лобов Г А *Письма в ЖЭТФ* **10** 332 (1969)
10. Лобов Г А *Изв. АН СССР Сер. физ.* **34** 1141 (1970)
11. Сушков О П, Фламбаум В В *Письма в ЖЭТФ* **32** 377 (1980)
12. Сушков О П, Фламбаум В В *УФН* **136** 3 (1982)
13. Алфименков В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **34** 308 (1981)
14. Алфименков В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **35** 42 (1982)
15. Ewald P P *Rev. Mod. Phys.* **37** 46 (1965); *УФН* **89** 287 (1966)
16. Каган Ю, Афанасьев А М *ЖЭТФ* **49** 1504 (1965)
17. Каган Ю, Афанасьев А М *ЖЭТФ* **50** 271 (1965)
18. Шильштейн С Ш и др. *Письма в ЖЭТФ* **12** 80 (1970)
19. Шильштейн С Ш, Соменков В А, Локашенко В П *Письма в ЖЭТФ* **13** 301 (1971)
20. Барышевский В Г *Ядерная оптика поляризованных сред* (М.: Энергоатомиздат, 1995)
21. Зарецкий Д Ф, Сироткин В К *ЯФ* **40** 1256 (1984)
22. Барышевский В Г, Черепица С В *Вестн. Белорусского ун-в. Серия 1* (1) 3 (1986)
23. Alexandrov Y A et al. *Physica B—C* **151** 108 (1988)

## Coherent processes in nuclei and crystals

Yu.G. Abov

*Institute of Theoretical and Experimental Physics,  
B. Cheremushkinskaya 25, 117259 Moscow, Russia  
Tel. (7-095) 123-83 94. Fax (7-095) 123-65 84*

The history of the discovery of the nucleon-nucleon interaction is outlined with special reference to the contribution of the JINR Neutron Physics Laboratory, to this field of research. The author lays down a programme of joint studies to be carried out by the Institute of Theoretical and Experimental Physics (ITEP), Neutron Physics Laboratory at the Joint Institute for Nuclear Research, and the Kurchatov Institute (KI) on the IBR-2 reactor.

PACS numbers: 13.75.Cs, **25.40.-h**, **28.20.-v**

Bibliography — 23 references

Received 29 May 1996