

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Л.З. Джилаван

Возможности разделять
IVE1 и IVE2 гигантские резонансы
при измерении асимметрии вперед-назад
вылета нейтронов с помощью пороговых детекторов

препринт
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1402/2015
ИЮНЬ 2015

МОСКВА 2015 MOSCOW

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Л.З. Джилавян

Возможности разделять
IVE1 и IVE2 гигантские резонансы
при измерении асимметрии вперед-назад
вылета нейтронов с помощью пороговых детекторов

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1402/2015
ИЮНЬ 2015

МОСКВА
2015

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences
60-th October Anniversary prospect 7a,
Moscow 117312, Russia

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук
проспект 60-летия Октября, 7а
Москва, 117312

Л.З. Джилавян

Возможности разделять
IVE1 и IVE2 гигантские резонансы
при измерении асимметрии вперед-назад
вылета нейтронов
с помощью пороговых детекторов

Рассмотрена возможность выделения вклада изовекторного электрического квадрупольного гигантского резонанса на фоне превалирующего изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса при измерении асимметрии вперед-назад вылета быстрых нейтронов в реакции (γ, n) с помощью пороговых нейтронных детекторов.

E-mail: dzhil@cpc.inr.ac.ru

Л.З. Джилавян

Возможности разделять IVE1 и IVE2
гигантские резонансы при измерении
асимметрии вперед-назад вылета нейтронов
с помощью пороговых детекторов

Препринт 1402/2015

Июнь 2015

Подписано в печать 01.06.2015

Ф-т 60x84/8. Уч.-изд.л. 1,0. Зак. 22352 Тираж 75 экз.

Бесплатно

Печать цифровая
Издательский отдел

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а

ISBN 978-5-94274-289-8

© Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук, 2015
Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences, 2015

Введение

Мультипольные гигантские резонансы (ГР) наблюдаются во всех ядрах (кроме легчайших) и уже этой своей универсальностью вызывают к себе интерес. Этот интерес тем более оправдан тем, что согласно имеющимся представлениям ГР связаны со свойствами ядерной материи и нуклон-нуклонных взаимодействий в ядерной среде. ГР низших мультипольностей — одни из простейших типов когерентных коллективных движений в ядрах, и они должны рассматриваться как обязательный «испытательный полигон» для выработки представлений о физике ядра. Сюда входят вопросы возбуждения ГР и их релаксации, являющейся частным случаем для актуальной проблемы диссипации энергии и девозбуждения в атомных ядрах. При этом возможности исследований ядра существенно расширяются при исследованиях совокупности нескольких ГР низших мультипольностей, поскольку (см., например, [1]) каждый из таких ГР отражает свой аспект строения атомных ядер с присущей ему коллективной степенью свободы. Для выработки реалистичных представлений о структуре ядер нужен согласованный подход к количественному описанию ГР различной мультипольности.

Хотя ГР могут возбуждаться в экспериментах с различными «пробниками» (см., например, [2, 3]), но получение информации даже для ГР низших мультипольностей может встречать серьезные трудности при отделении вкладов различных ГР и от вкладов иных процессов, и друг от друга. К настоящему времени изовекторный электрический дипольный (IVE1) ГР сравнительно подробно изучен, прежде всего, в фотоядерных реакциях на реальных фотонах. Однако уже для его «ближайшего соседа» — изовекторного электрического квадрупольного (IVE2) ГР имеющаяся информация весьма ограничена и противоречива.

Согласно анализу, проведенному, например, в [3, 4], вклад IVE2 ГР не удалось с определенностью найти при измерениях сечений таких ядерных реакций как: (p, p') [5]; (π^\pm, π^0) [6]; (γ, γ) [7]; (p, γ) [8]; (γ, n) и (n, γ) (см. в этом смысле о полных сечениях последних двух в [3]). Причина такой ситуации — IVE2 ГР трудно выделить на фоне превалирующего IVE1 ГР, в который IVE2 ГР «погружен», как из-за соотношений интегралов сечений ядерных реакций, связанных с этими ГР, так и из-за того, что у IVE2 ГР, видимо, значительная ширина (то есть IVE2 ГР менее «коллективизирован», чем IVE1 ГР, см., например, [9]).

Для обнаружения IVE2 ГР необходим выбор таких типов ядерных реакций и экспериментальных способов регистрации актов этих реакций, которые чувствительны к возбуждению изовекторных ГР, и, кроме того, при таком выборе необходимо, чтобы достигалось некое существенное усиление вклада IVE2 ГР по сравнению с вкладом IVE1 ГР. Понятно, что поиски вкладов IVE2 ГР предпочтительнее начинать с тяжелых сферических (например, ^{208}Pb) или близких к ним ядер, для которых можно ожидать более «компактные» распределения сечений выбранных реакций для указанных ГР по энергии возбуждения ядра.

Основной из таких типов, на который возлагались и продолжают возлагаться большие надежды, использует реакции неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах ((e, e') — инклюзивные (см, например, [10] (на ^{197}Au и ^{208}Pb) и [11] (на ^{208}Pb)) и (e, e'X) — «совпадательные» эксклюзивные (см, например, [12])). Отметим, что в большой степени на поиски вкладов изовекторного E2 ГР в экспериментах по неупругому рассеянию электронов был направлен наш проект программы исследований на Московском разрезном микротроне непрерывного действия с максимальной энергией ускоренных электронов 175 МэВ [13]. Важно указать, что различные сложности (e, e')- и (e, e'X)- экспериментов (наложения импульсов, подложка «радиационных хвостов», общий радиационный фон и электромагнитные наводки в экспериментальном зале ускорителя), по крайней мере, существенно облегчаются на ускорителях непрерывного действия.

Учитывая сложность задачи разделения вкладов IVE2 и IVE1 ГР, для достижения надежности в получаемых результатах желательны проверки на основе независимых путей экспериментальных исследований. Одним из иных путей выделения IVE2 ГР на фоне IVE1 ГР явились проведенные с участием автора настоящей работы довольно успешные работы [14] на основе заселений высокоспиновых изомеров при фото- и электро- ядерных реакциях.

Еще один иной путь выделения IVE2 ГР на фоне IVE1 ГР, основанный на измерениях асимметрии испускания частиц-продуктов ядерных реакций, был осуществлен в [4] для реакций $^{nat}\text{Pb}(\gamma, n)$ в мишени из естественной смеси изотопов Pb и в [15] для реакции $^{208}\text{Pb}(n, \gamma_0)$. В настоящей работе рассматривается возможность видоизменения этого пути для реакций (γ, n) , основанного на использовании пригодной и для импульсных ускорителей регистрации образуемых в реакциях нейтронов пороговыми активационными детекторами.

1. Особенности известных измерений асимметрии вперед-назад вылета продуктов (n, γ)- и (γ , n)-реакций на свинце

Насколько известно, идея использования измерений асимметрии сечений вылета вперед-назад продуктов фотонуклонных или обратных им реакций α_σ для выделения вкладов IVE2 ГР на фоне IVE1 ГР была впервые использована для реакции $^{208}\text{Pb}(p, \gamma)$ в работе [8]. При этом α_σ определяется как:

$$\alpha_\sigma = \frac{(d\sigma/d\omega)_{55^\circ} - (d\sigma/d\omega)_{125^\circ}}{(d\sigma/d\omega)_{55^\circ} + (d\sigma/d\omega)_{125^\circ}}$$

где $(d\sigma/d\omega)_{55^\circ}$ и $(d\sigma/d\omega)_{125^\circ}$ — дифференциальные сечения рассматриваемой реакции, продукты которой вылетают под углами по отношению к направлению движения падающей частицы соответственно $\theta \cong 55^\circ$ и $(\pi - \theta) \cong 125^\circ$ с энергиями этих продуктов такими, что остаточное ядро оказывается сразу либо в своем основном состоянии, либо в ближайших к основному возбужденных состояниях с энергиями возбуждения до E_x . Существенно то, что при измерениях асимметрии α_σ проводятся относительных измерения, что должно способствовать устранению значительной части возможных ошибок. Важно отметить, что α_σ пропорциональна произведению амплитуд (для IVE1 ГР и IVE2 ГР), тогда как сечения пропорциональны квадратам этих амплитуд, что для указанных относительных измерений сулит увеличение возможности выделения вкладов IVE2 ГР.

Хотя согласно анализу, проведенному в [3, 4], в работе [8] не удалось с определенностью выделить IVE2 ГР (из-за того, как было предположено в [3, 4], что в тяжелых ядрах для (p, γ)-реакций вклад прямого E2-захвата преобладает над вкладом резонансного захвата, связанного с IVE2 ГР), однако сама идея измерений асимметрии α_σ была сочтена обещающей для использования при поисках IVE2 ГР в случаях фотонейтронных и обратных им реакций, для которых не ожидаются в такой же степени как для фотопротонных реакций проблемы с фонами, не связанными с ГР. Важно также отметить, что использование фотонейтронных и обратных им реакций имеет еще и то преимущество, что при сравнительно больших сечениях этих реакций и у нейтронов, и у γ -квантов относительно большие проникающие способности, так что можно брать сравнительно толстые мишени.

Первоначально эта идея была сравнительно успешно реализована в [15] для реакции $^{208}\text{Pb}(n, \gamma_0)$ в эксперименте на вторичном пучке быстрых нейтронов, получаемых на дейтонном пучке ускорителя-тандема. Регистрация γ_0 -квантов в [15] осуществлялась с помощью сцинтилляционных NaI-спектрометров. На

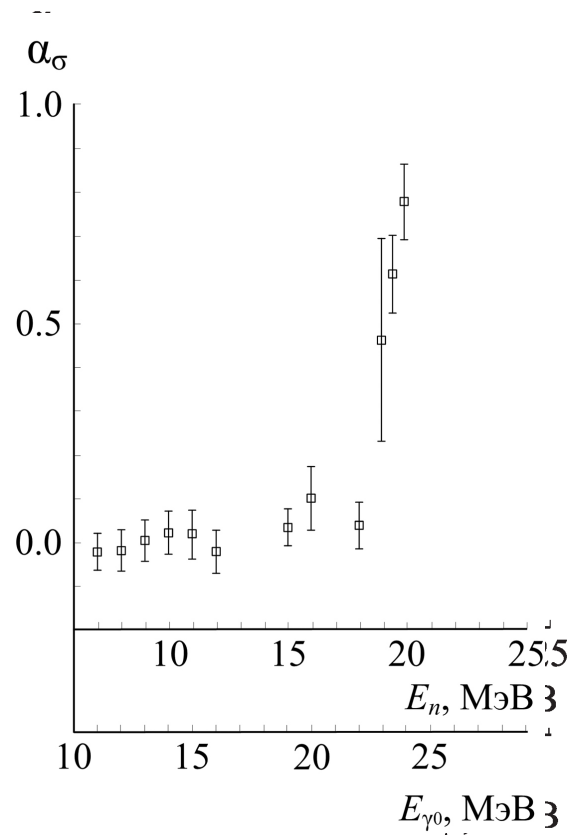


Рис. 1. α_σ — асимметрия вперед-назад сечений вылета γ -квантов под углами $\theta \cong 55^\circ$ и 125° по отношению к направлению падающего пучка нейтронов с непосредственным заселением основного состояния остаточного ядра в реакции $^{208}\text{Pb}(n, \gamma_0)$ в зависимости от энергии падающих нейтронов E_n [15]

рис. 1 приведены полученные в [15] для реакции $^{208}\text{Pb}(n, \gamma_0)$ значения α_σ в зависимости и от энергий падающих нейтронов E_n , и от соответствующих им энергий γ_0 -квантов, приводящих к непосредственному заселению основного состояния остаточного ядра ^{209}Pb (то есть максимальной энергии γ -квантов $E_{\gamma 0}$ при указанных значениях E_n , а именно, $E_{\gamma 0} = E_n + (E_\gamma)_{\text{порог}}(^{209}\text{Pb}(\gamma, n))$, где $(E_\gamma)_{\text{порог}}(^{209}\text{Pb}(\gamma, n)) \cong 3.94$ МэВ согласно данными из [16]). Как отмечалось в обзоре [3], указанные результаты измерений α_σ из работы [15] не противоречат ожиданию, что центроид силовой функции IVE2 ГР находится при ≈ 23 МэВ, однако из-за недостаточно высоких достигнутых в эксперименте энергий возбуждения ядер ^{209}Pb данные не позволяют извлечь полную силу этого резонанса. Причина — недостаточная интенсивность пучка падающих нейтронов, особенно при росте E_n .

Далее для устранения этого недостатка в работе [4] были предприняты измерения α_σ в реакциях (γ, n) в мишени из естественной смеси изотопов свинца (^{nat}Pb) при энергиях γ -квантов $E_\gamma \cong (20\div 30)$ МэВ на электронном ускорителе — разрезном микротроне непрерывного действия, имеющем систему получения меченых тормозных фотонов. При этом образуемые в реакциях быстрые нейтро-

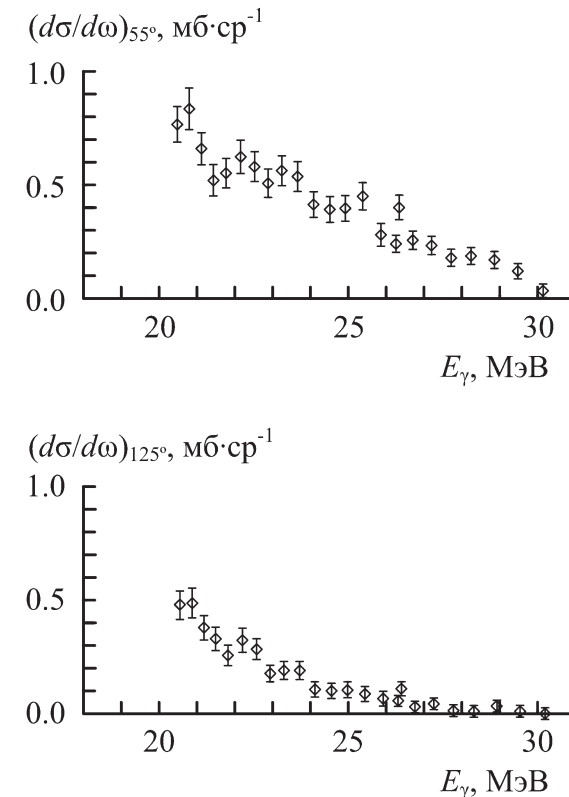


Рис. 2. $(d\sigma/d\omega)$ — эффективные дифференциальные сечения в зависимости от энергии падающих γ -квантов E_γ для реакций $^{nat}\text{Pb}(\gamma, n)$ на естественной смеси изотопов свинца с испусканием под углами $\theta \cong 55^\circ$ (верхняя часть рисунка) и $\theta \cong 125^\circ$ (нижняя часть рисунка) по отношению к направлению падающего пучка γ -квантов жестких нейтронов с непосредственным заселением таких нижних состояний остаточных ядер, что их энергия возбуждения $E_x < 4$ МэВ [4]

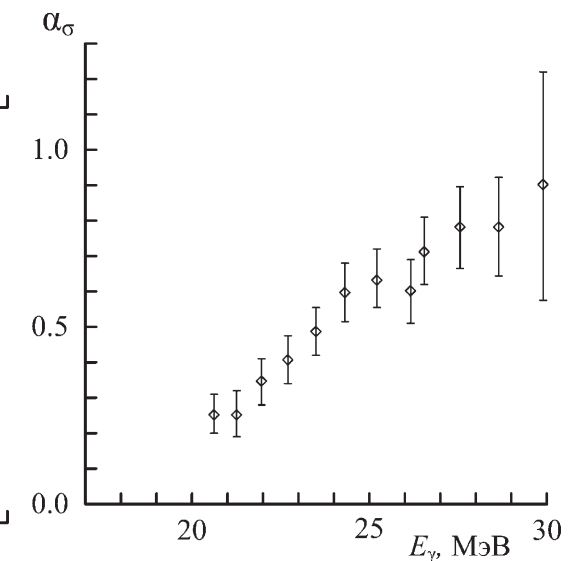


Рис. 3. α_σ — асимметрия вперед-назад сечений вылета жестких нейтронов под углами $\theta \cong 55^\circ$ и 125° по отношению к направлению падающего пучка γ -квантов для реакций $^{nat}\text{Pb}(\gamma, n)$ на естественной смеси изотопов свинца с непосредственным заселением таких нижних состояний остаточных ядер, что их энергия возбуждения $E_x < 4$ МэВ, в зависимости от энергии падающих γ -квантов E_γ [4]

ны, такие, что остаточные ядра непосредственно оказывались при энергиях возбуждения $E_x < 4$ МэВ, регистрировались с помощью спектрометров по времени пролета. Измеренные в [4] при указанных условиях усредненные по изотопному составу дифференциальные сечения (γ, n) -реакций $(d\sigma/d\omega)_{55^\circ}$ и $(d\sigma/d\omega)_{125^\circ}$ в зависимости от энергии падающих γ -квантов E_γ показаны на рис. 2. На рис. 3. приведены полученные из данных на рис. 2 значения α_σ в зависимости и от E_γ . Из модельных расчетов, выполненные авторами самой работы [4], следует, что полученные ими значения α_σ согласуются с наличием у IVE2 ГР силовой функции с положением центроида при (23.5 ± 1.5) МэВ и с шириной ~ 6 МэВ, однако при

этом исчерпывается только 40% соответствующего правила сумм. Последнее заставляет предполагать более широкое распределение силовой функции и требует дальнейшее увеличение точности при получении экспериментальных результатов для α_σ , а также при их анализе и обработке.

2. Методика измерений в реакциях (γ, n) асимметрии вперед-назад вылета нейтронов сцинтилляционными спектрометрами

В работах [17], проводимых с участием автора, были предприняты попытки развития идей по измерению α_σ в (γ, n) -реакциях и выделению вклада IVE2 ГР на фоне превалирующего IVE1 ГР. Если в [4] использовался ускоритель электронов непрерывного действия, то в [17] рассматривается работа на импульсных резонансных ускорителях электронов (в частности, на ЛУЭ-25 Института биофизики Министерства здравоохранения РФ (Москва)).

В рамках развития и приложения этих идей для использования на импульсных ускорителях электронов было предложено отказаться от времяпролётной методики для спектрометрии испускаемых нейтронов, неприемлемой, как правило, на этих ускорителях, с одной стороны, из-за большой длительности их импульсов, а с другой стороны, из-за низкого рабочего фактора их пучков, делающего неэффективным применение методики мечения. Взамен предложено использовать сцинтилляционные спектрометры нейтронов на базе либо органических кристаллов (прежде всего, стильбена), либо жидких органических сцинтилляторов с дискриминацией в обоих вариантах фона γ -квантов по форме импульса (см., например, [18]). В этом случае ситуация с экспериментально получаемыми амплитудными спектрами в детекторах продуктов реакции напоминает ту, которая имела в работе [15] (см. рис. 2 в работе [15]), хотя, конечно, большой разброс функции отклика органических сцинтилляторов по сравнению с NaI сильно усложняет задачу. Кроме того, из-за вышеуказанной неприемлемости мечения тормозных фотонов предложено работать на немеченом пучке тормозных фотонов, используя тот факт, что в эксперименте выбор максимальных энергий испускаемых нейтронов фиксирует энергии вызвавших реакции фотонов. Достижимые уровни энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра в принципе могли бы позволить отделять n_0 от n_1 в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$ (n_1 — обозначает нейтроны, приводящие к непосредственному заселению первого возбужденного состояния, имеющего энергетическое «окно» $\cong 0.57$ МэВ с основным состоянием ^{207}Pb) и, тем более, от других быстрых нейтронов.

Заметим, что вызывающие беспокойство трудности получения спектрометрической информации при высоких уровнях электромагнитных наводок, связанных с работой мощных импульсных устройств на резонансных импульсных ускорителях, как показала практика, оказываются вполне преодолимыми. Конечно, в предложенных экспериментах нужно обеспечить стабильную работу используемого импульсного ускорителя при сравнительно низких уровнях токов ускоряемых в них электронов, при которых ещё можно пренебречь наложениями в используемом сцинтилляционном спектрометре быстрых нейтронов.

3. Возможности измерения в реакциях (γ, n) асимметрии вперед-назад вылета нейтронов пороговыми активационными детекторами

Рассмотрим в добавление к представленным на рис. 2 зависимостям дифференциальных сечений $(d\sigma/d\omega)_{55^\circ} \equiv \sigma_{55^\circ}$ и $(d\sigma/d\omega)_{125^\circ} \equiv \sigma_{125^\circ}$ от E_γ для реакций $^{nat}\text{Pb}(\gamma, n)$ в диапазоне $E_\gamma \cong (20\div 30)$ МэВ зависимости соответствующих этим сечениям выходов Y_{55° и Y_{125° , дифференциальных по углам испускания нейтронов θ для нейтронов с энергиями E_n такими, что при этом непосредственно заселяются в остаточных ядрах либо основные состояния, либо близкие к ним возбужденные состояния, такие что $E_x < 4$ МэВ, в зависимости от кинетических энергий падающих на радиатор электронов E_e в диапазоне $E_e \cong (20\div 30)$ МэВ.

Обычно в фотоядерных работах под выходом $Y(E_e)$ для некой фотоядерной реакции под действием тормозного излучения, образуемого электронами с кинетической энергией E_e понимают приведенную к одному падающему электрону свертку сечения $\sigma(E_\gamma)$ этой реакции со спектром тормозного излучения $\Phi(E_\gamma, E_e)$ такую, что (см., например, [19]):

$$Y(E_e)dx_M dx_P = dx_M dx_P \int_{(E_\gamma)_{\text{порог}}}^{E_e} \Phi(E_\gamma, E_e) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \quad (2)$$

где dx_M и dx_P — элементы толщины мишени и радиатора, $0 < E_\gamma \leq E_e$, $(E_\gamma)_{\text{порог}}$ — пороговая энергия рассматриваемой реакции. В нашем случае, имеем:

$$Y_{55^\circ}(E_e)dx_M dx_P = dx_M dx_P \int_{(E_\gamma)_{\text{нач}}}^{E_e} \Phi(E_\gamma, E_e) \sigma_{55^\circ}(E_\gamma) dE_\gamma$$

$$Y_{125^\circ}(E_e)dx_M dx_P = dx_M dx_P \int_{(E_\gamma)_{\text{нач}}}^{E_e} \Phi(E_\gamma, E_e) \sigma_{125^\circ}(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (3)$$

где $(E_\gamma)_{\text{нач}} \cong 20$ МэВ.

Дальше берем приближенное выражение для спектра тормозного излучения [20]:

$$\Phi(E_\gamma, E_e) dE_\gamma dx_p \approx dx_p \frac{1}{X_0} \cdot \frac{1}{E_\gamma} dE_\gamma, \quad (4)$$

В этом приближении:

$$\begin{aligned} Y_{55^\circ} dx_M dx_p &\approx Y_{55^\circ}(E_e) X_0 dx_M dx_p = dx_M dx_p \int_{(E_\gamma)_{\text{нач}}}^{E_e} \frac{1}{E_\gamma} \sigma_{55^\circ}(E_\gamma) dE_\gamma \text{ и} \\ Y_{125^\circ} dx_M dx_p &\approx Y_{125^\circ}(E_e) X_0 dx_M dx_p = dx_M dx_p \int_{(E_\gamma)_{\text{нач}}}^{E_e} \frac{1}{E_\gamma} \sigma_{125^\circ}(E_\gamma) dE_\gamma. \end{aligned} \quad (5)$$

Для целей настоящей работы нужно рассмотреть асимметрию указанных выходов α_γ и α_γ , вводимую аналогично α_σ (см. выше выражение (1)):

$$\alpha_\gamma = \frac{Y_{55^\circ} - Y_{125^\circ}}{Y_{55^\circ} + Y_{125^\circ}} = \alpha_\gamma = \frac{Y_{55^\circ} - Y_{125^\circ}}{Y_{55^\circ} + Y_{125^\circ}}. \quad (6)$$

При этом в таблице используем из работы [4] для различных значений E_i (приведенные в таблице с монотонным ростом их значений по мере роста значений i) даны соответствующие измеренные значения $(\sigma_{55^\circ})_i$ и $(\sigma_{125^\circ})_i$. Кроме того, в таблице даны значения:

$$(\Delta E_\gamma)_i = E_{i+1} - E_i; \quad (7)$$

$$(\nu_{55^\circ})_i = \frac{(\sigma_{55^\circ})_i}{(E_\gamma)_i} (\Delta E_\gamma)_i \text{ и } (\nu_{125^\circ})_i = \frac{(\sigma_{125^\circ})_i}{(E_\gamma)_i} (\Delta E_\gamma)_i; \quad (8)$$

$$(Y_{55^\circ})_i \cong \sum_{i=1}^i (\nu_{55^\circ})_i \text{ и } (Y_{125^\circ})_i \cong \sum_{i=1}^i (\nu_{125^\circ})_i; \quad (9)$$

$$(\Delta Y)_i = (Y_{55^\circ})_i - (Y_{125^\circ})_i \text{ и } (\Sigma Y)_i = (Y_{55^\circ})_i + (Y_{125^\circ})_i; \quad (10)$$

$$\left(\frac{\Delta Y}{\Sigma Y} \right)_i = \frac{(\Delta Y)_i}{(\Sigma Y)_i} \cong \alpha_\gamma. \quad (11)$$

Полученные таким путем значения асимметрии выходов α_γ в зависимости от E_e представлены на рис. 4. Как и следовало ожидать, минимальные значения α_γ при наименьших рассматриваемых значениях E_e практически совпадают со значениями α_σ при $E_\gamma = E_e \approx 20$ МэВ, тогда как при наибольших значениях $E_e = E_\gamma \approx 30$ МэВ $\alpha_\gamma \geq \sim 0.4$ (хотя и в ~ 2 раза меньше, чем α_σ , но, тем не менее, все еще сохраняя, как представляется, довольно существенный уровень значений).

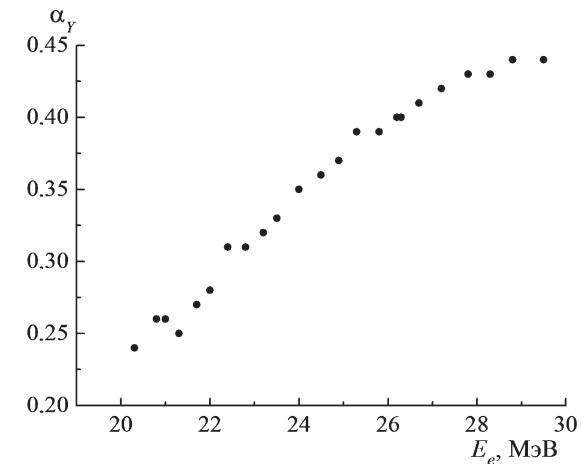


Рис. 4. α_γ — рассчитанная из данных работы [4] асимметрия вперед-назад выходов вылета жестких нейтронов под углами $\theta \cong 55^\circ$ и 125° по отношению к направлению падающего пучка электронов для реакций $^{nat}\text{Pb}(\gamma, n)$ на естественной смеси изотопов свинца с непосредственным заселением таких нижних состояний остаточных ядер, что их энергия возбуждения $E_x < 4$ МэВ, в зависимости от кинетической энергии падающих электронов E_e

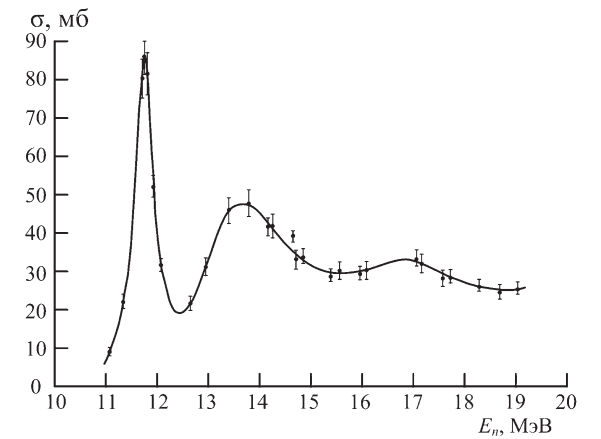


Рис. 5. Сечение реакции $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ в зависимости от энергии падающих нейтронов E_n [21].

В настоящей работе с целью выделения вклада IVE2 ГР на фоне превалирующего IVE1 ГР предлагается использовать для регистрации быстрых нейтронов при измерениях асимметрии выходов их испускания в реакциях (γ, n) на свинце при энергиях падающих электронов $E_e = (20 \div 30)$ МэВ активационные пороговые детекторы быстрых нейтронов, использующие реакцию $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ (см. на рис. 5 данные о сечении этой реакции в зависимости от энергии нейтронов E_n , взятые из работы [21]).

С учетом пороговых энергий $(E_\gamma)_{\text{порог}} \cong (6.7, 8.1)$ МэВ для реакций (γ, n) на $^{206-208}\text{Pb}$ [16], эффективной пороговой энергии нейтронов (≈ 10.2 МэВ) для реакции $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ [21], а также формы сечения этой реакции в зависимости от E_n (см. рис. 5) мы имеем при использовании такого порогового детектора быстрых нейтронов и при $E_e \approx (20 \div 24)$ МэВ условия по энергиям возбуждения остаточных ядер E_x , близкие к тем, которые использовались при измерениях в работе [4]. Поскольку выделение вкладов IVE2 ГР на фоне превалирующего IVE1 ГР из данных измерений асимметрии испускания быстрых нейтронов предполагает проведение для этих целей модельных расчетов, то представляется, что более

аккуратный учет заселения состояний с различными значениями E_x в предлагаемых экспериментах по измерениям асимметрии с использованием пороговых детекторов нейтронов можно будет проводить в рамках таких модельных расчетов. Представляется также, что такие модельные расчеты могут обеспечить учет изменений диапазона достигаемых значений E_x и при распространении предлагаемых экспериментов на энергии E_e до значений ≈ 30 МэВ, при которых следует ожидать наиболее существенные уровни измеряемой таким путем асимметрии выходов испускания быстрых нейтронов и ожидаемой чувствительности к вкладам IVE2 ГР.

Важно указать на важные ожидаемые преимущества предлагаемых измерений асимметрии выходов испускания быстрых нейтронов в реакциях (γ , n) на свинце: для экспериментов не нужны ускорители электронов исключительно непрерывного действия, при этом можно использовать полную интенсивность пучка электронов, не опасаясь наложений, и достижима высокая эффективность регистрации быстрых нейтронов (прежде всего, геометрическая эффективность по сравнению с таковой при использовании спектрометров нейтронов по времени их пролета), кроме того, активационная методика позволяет, по крайней мере, в значительной степени «обойти» проблемы с влиянием радиационных фонов и электромагнитных наводок в залах физических измерений на импульсных ускорителях электронов.

Заключение

В настоящей работе предлагается новый и, как представляется, перспективный вариант направленных на выделение вклада IVE2 ГР на фоне превалирующего IVE1 ГР измерений асимметрии выходов испускания быстрых нейтронов в реакциях (γ , n) на свинце.

Автор благодарен А.М.Лапику, В.Н.Пономареву, А.В.Русакову, Б.А.Тулупову и Р.А.Эрамжяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Муравьев С.Е., Урин М.Г.* Об актуальности экспериментальных исследований структуры и мод распада E1 гигантских резонансов в среднетяжелых сферических ядрах в реакциях неупругого рассеяния электронов. К проекту программы исследований на разрезном микротроне непрерывного действия на энергию ускоренных электронов до 175 МэВ. М.: ИЯИ РАН, 2000.
2. *Bertrand F.E.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 354, pp. 129c—156c.
3. *Van der Woude A.* The electric giant resonances. In Int. Rev. of Nucl. Phys. V. 7, 1991: Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei (edited by J.Speth). Singapore: World Scientific, 1991, pp. 99—232.
4. *Murakami T., Halpern I Storm D.W. Debevec P.T., Morford L.J., Wender S.A., and Dowell D.H.* // Forward-to-backward asymmetry of the (γ , n) reaction in the energy range 20-30 MeV. Phys. Rev. C. 1987. V. 15, pp. 479—494.
5. *Djalali C., Marty N., Morlet M., and Willis A.* // 201 MeV Proton Excitation of Giant Resonances in ^{208}Pb . Nucl. Phys. A. 1982. V. 380, pp. 42—60.
6. *Erell A., Alster J., Lichtenstadt J., Moinester M.A., Bowman J.D., Cooper M.D., Irom F., Matis H.S., Piasetzky E., Sennhauser U., and Ingram Q.* // Properties of the Isovector Monopole and Other Giant Resonances in Pion Charge Exchange. Phys Rev. Lett. 1984. V. 52, pp. 2134—2137.
7. *Wright D.H., Debevec P.T., Morford L.J., and Nathan A.M* // Elastic photon scattering from carbon and calcium and its interpretation. Phys. Rev. C. 1985. V. 32, pp. 1174—1186.
8. *Snover K.A., Ebisawa K., Brown D.R. and Paul P.* // Evidence for a Collective E2 Resonance in the Reaction $^{208}\text{Pb}(p, \gamma)^{209}\text{Bi}$. Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32, pp. 317—320.
9. *Тулупов Б.А.* Индуцированный электрический квадрупольный заряд нейтрона и асимметрия вперед-назад в реакции (γ , n). 1066/2001. М.: ИЯИ РАН, 2001.
10. *Pitthan R., Buskirk F.R., Dally E.B., Dyer J.N., and Maruyama X.K.* // Electroexcitation of Giant Multipole Resonances in ^{197}Au and ^{208}Pb between 5 and 40 MeV Excitation Energy with 90-MeV Electrons. Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33, pp. 849—852.
11. *Torizuka Y.* Quasielastic Multipole Resonances. In Proceedings of the 3rd Seminar “Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies” (Moscow, 1975), Москва: Наука, 1976, pp. 254—273; *Sasao Mamiko, Torizuka Y.* //

- Electroexcitation of giant multipole resonances in ^{208}Pb . Phys. Rev. C. 1977. V. 15, pp. 217—232.
12. *Diesener H., Helm U., Herbert G., et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 1994.
 13. *Гуревич Г.М., Джилаван Л.З., Долбилкин Б.С., Кондратьев Р.Л., Кузнецов В.А., Лапик А.М., Лусин В.П., Недорезов В.Г., Ратнер Б.С., Тулунов Б.А., Эрамжян Р.А., Вербицкий С.С.* Исследование возбуждения и распада C0 , C1 и C2 гигантских резонансов в $(e, e'X)$ “совпадательных” экспериментах. 1040/2000. М.: ИЯИ РАН, 2000.
 14. *Dzhilavyan L.Z., Lazareva L.E., Ponomarev V.N., and Sorokin A.A.* Isomeric yield ratios for the reactions $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$ and $^{197}\text{Au}(e, e'n)^{196m,g}\text{Au}$ in the energy range 10-90 MeV. In: Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Phys. (August 1980, Berkeley, California, USA), Lawrence Berkeley Laboratory, LBL-11118, V. I. P. 876; *Джилаван Л.З., Лазарева Л.Е., Пономарев В.Н., Сорокин А.А.* // Изомерные отношения выходов реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(e, e'n)^{196m,g}\text{Au}$ при энергиях 10-90 МэВ. ЯФ 1981. Т. 33, стр. 591—600 [*Dzhilavyan L.Z., Lazareva L.E., Ponomarev V.N., and Sorokin A.A.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1981. V. 33. P. 3].
 15. *Drake D.M., Joly S., Nilsson L. Wender S.A., Aniol K., Halpern I., and Storm D.* // $E2$ Isovector Giant Resonance as Seen through the Capture of Fast Neutrons. Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47, pp. 1581—1584.
 16. Table of Isotopes. 7th Edition / Ed. Lederer C.M., Shirley V.S. N.Y.: Wiley, 1978.
 17. *Вербицкий С.С., Глаткий И.М., Джилаван Л.З., Лапик А.М., Ратнер Б.С., Русаков А.В., Тулунов Б.А.* Исследование асимметрии вперед/назад вылета фотонейтронов в реакции (γ, n_0) с целью выделения вклада изовекторного электрического квадрупольного гигантского резонанса. М.: ИЯИ РАН, 2000 (грант РФФИ № 98-02-17091); *Джилаван Л.З., Лапик А.М., Пономарев В.Н., Русаков А.В., Тулунов Б.А., Эрамжян Р.А.* О возможности измерений асимметрии испускания нейтронов для выделения вклада изовекторного электрического квадрупольного гигантского резонанса в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$ с помощью сцинтилляционных спектрометров быстрых нейтронов. М: ИЯИ РАН (в печати).
 18. *Глаткий И.М., Лапик А.М., Минаев А.И., Ратнер Б.С., Вербицкий С.С.* // Четырехканальный нейтронный спектрометр с n - γ разделением на основе двумерного анализа. ПТЭ 1992. Т. 2, стр. 135—139. [*Verbitsky S.S.; Minaev A.I., Glatkii .M., Lapik A.M., Ratner B.S* // A four-channel neutron spec-

- trometer with n - γ -separation based on 2D analysis. Instruments and Experimental Techniques. 1992. V. 35(2), pp. 265-269].
19. *Джилаван Л.З.* // Аспекты фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)_активационного детектирования взрывчатых веществ с учетом фоновых фотонейтронов. Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73, № 6, стр. 846—852 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73, № 6, pp. 799—805].
 20. *Rossi B. and Greizen K.* // Cosmic-ray theory. Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13, No. 4, pp. 240-309.
 21. *De Juren I.A., Stooksberry R.W., and Wallis M.* // Measurement of the $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{16}\text{N}$ Cross Section from 11 to 19 MeV. Phys. Rev. 1962, V. 127, pp. 1229—1232.

Таблица. Асимметрия выходов быстрых нейтронов

$$\alpha_Y = \frac{Y_{55^\circ} - Y_{125^\circ}}{Y_{55^\circ} + Y_{125^\circ}} = \alpha_\gamma = \frac{\Upsilon_{55^\circ} - \Upsilon_{125^\circ}}{\Upsilon_{55^\circ} + \Upsilon_{125^\circ}} \text{ при } E_x < 4 \text{ МэВ для реакций } {}^{nat}\text{Pb}(\gamma, n),$$

рассчитанные из результатов работы [4]

i	E_γ , МэВ	ΔE_γ , МэВ	σ_{55° , $\frac{\text{мкб}}{\text{ср}}$	ν_{55° , $\frac{\text{мкб}}{\text{ср}}$	Υ_{55° , $\frac{\text{мкб}}{\text{ср}}$	σ_{125° , $\frac{\text{мкб}}{\text{ср}}$	ν_{125° , $\frac{\text{мкб}}{\text{ср}}$	Υ_{125° , $\frac{\text{мкб}}{\text{ср}}$	$\Delta\Upsilon$, $\frac{\text{мкб}}{\text{ср}}$	$\Sigma\Upsilon$, $\frac{\text{мкб}}{\text{ср}}$	$\frac{\Delta\Upsilon}{\Sigma\Upsilon}$
1	20.3	0.5	766.5	18.9	18.9	469.8	11.6	11.6	7.3	30.5	0.24
2	20.8	0.2	838.2	8.1	27.0	481.1	4.6	16.2	10,8	43.2	0.26
3	21.0	0.3	659.7	9.4	36.4	373.6	5.3	21.5	14.9	57.9	0.26
4	21.3	0.4	517.0	9.7	46.1	326.4	6.1	27.6	18.5	73.7	0.25
5	21.7	0.3	552.9	7.6	53.7	252.8	3.5	31.1	22.6	84.8	0.27
6	22.0	0.4	620.6	11.3	65.0	318.9	5.8	36.9	28.1	101.90	0.28
7	22.4	0.4	577.1	10.3	75.3	279.2	5.0	41.9	33.4	108.7	0.31
8	22.8	0.4	509.8	8.9	84.2	177.4	3.1	45.0	39.2	126.1	0.31
9	23.2	0.3	561.6	7.3	91,5	186.8	2.4	47.4	44.1	138.9	0.32
10	23.5	0.5	534.0	11.4	102.9	190.6	4.1	51.5	51.4	154.4	0.33
11	24.0	0.5	415.2	8.7	111.6	105.7	2.2	53.7	57.9	165.3	0.35
12	24.5	0.4	391.6	6.4	118.0	98.1	1.6	55.3	62.7	173.3	0.36
13	24.9	0.4	399.8	6.4	124.4	107.5	1.7	57.0	67.4	181.4	0.37
14	25.3	0.5	447.6	8.8	133.2	86.8	1.7	58.7	74.5	191.9	0.39
15	25.8	0.4	277.2	4.3	137.5	66.0	1.0	59.7	77.8	197.2	0.39
16	26.2	0.1	241.7	0.9	138.4	56.6	0.2	59.9	78.5	198.3	0.40
17	26.3	0.4	396.5	6.0	144.4	105.7	1.6	61.5	82.9	205.9	0.40
18	26.7	0.5	249.9	4.7	149.1	34.0	0.6	62.1	87.0	211.2	0.41
19	27.2	0.6	234.3	5.2	154.3	45.3	1.0	63.1	91.2	217.4	0.42
20	27.8	0.5	175.0	3.2	157.5	15.1	0.3	63.4	94.1	220.9	0.43
21	28.3	0.5	187.2	3.3	160.8	13.2	0.2	63.6	97.2	224.4	0.43
22	28.8	0.7	171.5	4.2	165.0	37.7	0.9	64.5	100.5	229.5	0.44
23	29.5	0.7	116.3	2.8	167.8	5.7	0.1	64.6	103.2	232.4	0.44