Лекция 7:

Определение чётности гамма-переходов в поляризационных ЯРФ-экспериментах. Метод, использующий линейно поляризованное тормозное излучение.

ЯРФ-эксперименты позволяют модельно независимым путём определять чётность гамма-переходов, устанавливая тем самым, к какому типу – электрическому (Е) или магнитному (М) – принадлежит переход. Чётность завершает перечень характеристик, необходимых для полного знания свойств ядерного гамма-перехода. Для определения чётности нужны эксперименты, в которых контролируется или устанавливается поляризация фотонов. Существует две возможности оперировать с этой поляризацией:

- 1. Возбуждать неполяризованные ядра мишени линейно поляризованными фотонами и измерять азимутальную асимметрию рассеянных фотонов.
- 2. Возбуждать неполяризованные ядра мишени неполяризованными фотонами и определять линейную поляризацию рассеянных фотонов.

Первый способ в качестве γ-источника использует линейно поляризованное тормозное излучение, второй – для определения линейной поляризации рассеянных фотонов использует эффект Комптона.

Метол. использующий

Для дифференциального сечения рассеяния поляризованных фотонов (для их обозначения используют символ $\vec{\gamma}$) неполяризованными ядрами в районе ядерного резонанса имеет место соотношение

$$\frac{d\sigma(\vec{\gamma},\gamma')}{d\Omega} = \int_{\text{pesonancy}}^{\Pi 0} \sigma(\vec{\gamma},\gamma')dE = \int_{\text{pesonancy}}^{\Pi 0} \sigma_i(E) \cdot \sigma(\theta,\varphi)dE =$$
$$= (\pi\lambda)^2 \frac{2J_r+1}{2J_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0\Gamma_i}{\Gamma} \cdot \frac{W(\theta,\varphi)}{4\pi}.$$

В отличие от более ранних формул такого типа (Лекция 1) угловая функция *W*(*θ*, *φ*) в данном соотношении зависит от двух углов – угла рассеяния *θ* и азимутального угла *φ*. Геометрия рассеяния поляризованных фотонов на неполяризованных ядрах мишени приведена на следующем рисунке.



В случае поляризованных фотонов «угловая» вероятность *W*(θ, φ) их рассеяния на неполяризованных ядрах зависит от двух углов: θ – угла рассеяния (или полярного угла) и φ – азимутального угла (угла между плоскостями реакции и поляризации падающих фотонов).



Из приведенных диаграмм направленности Е1- и М1-излучений в плоскости рисунка ($\theta = 90^{\circ}$), характеризуемых резкой азимутальной асимметрией, видно, что легко сделать выбор между этими излучениями, используя 4 детектора, помещённые под углом рассеяния $\theta = 90^{\circ}$. Два из них располагаются параллельно (при азимутальных углах $\varphi = 0^{\circ}$ и 180°), а два – перпендикулярно ($\varphi = 90^{\circ}$ и 270°) плоскости поляризации, задаваемой ориентацией вектора Е электрической напряжённости падающей волны и направлением движения этой волны. В случае Е1-переходов фотоны рассеиваются перпендикулярно плоскости поляризации, а в случае М1-переходов – параллельно этой плоскости. При $\theta = 90^{\circ}$ диаграмма направленности Е2-излучения идентична диаграмме М1-излучения.

Геометрия эксперимента, позволяющего, имея пучок линейно поляризованных фотонов, идентифицировать тип дипольных фотонов (Е1 или М1) в ЯРФ-экспериментах на чётно-чётных ядрах.



Показаны диаграммы направленности рассеянных Е1- и М1-фотонов в плоскости рисунка и расположение Ge-детекторов, регистрирующих эти фотоны. Направления движения регистрируемых фотонов задаются углами $\theta = 90^{\circ}$ и $\varphi = 0^{\circ}$, 90° , 180° и 270° .

Чистая ЯРФ на чётно-чётном ядре, вызванная Е2-фотоном в пучке линейно поляризованного γ-излучения.
(последовательность спин-чётностей ядра: 0⁺ → 2⁺ → 0⁺).
Показана пространственная диаграмма рассеяния Е2-излучения (рассеивающее ядро в центре диаграммы).



При $\theta = 90^{\circ}$ форма сечения этой диаграммы в плоскости перпендикулярной падающему *ү*-пучку идентична форме диаграммы для М1-излучения, т. е.

 $W_{\rm E2}(\theta = 90^{\circ}) \sim 1 + Cos2\varphi$

Плоскость реакции и плоскость поляризации рассеянных фотонов в направлении их максимальной интенсивности





плоскости реакции

Плоскость реакции и плоскость поляризации рассеянных фотонов в направлении их максимальной интенсивности



E1

В отличие от предыдущего слайда в правой части данного слайда вектор \vec{E} у падающего γ -излучения, задающий направление поляризации, для разнообразия повернут на 90°.

Так как пучок падающих фотонов не полностью поляризован, то эффект уменьшается степенью поляризации пучка. Измеренная азимутальная асимметрия ϵ есть произведение степени поляризации пучка P_{γ} и так называемой «анализирующей силы (способности)» $\Sigma(\theta)$ реакции (γ, γ)

$$\epsilon = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} = P_{\gamma} \cdot \Sigma(\theta),$$

где *N*_⊥ и *N*_∥ − скорости счёта в направлениях перпендикулярно и параллельно плоскости поляризации, а Σ(*θ*) определяется как нормализованная разность теоретических угловых распределений фотонов для плоскостей перпендикулярной и параллельной плоскости поляризации в случае 100% поляризованного пучка

$$\Sigma(\theta) = \frac{W(\theta, \varphi = 90^{\circ}) - W(\theta, \varphi = 0^{\circ})}{W(\theta, \varphi = 90^{\circ}) + W(\theta, \varphi = 0^{\circ})}.$$

Анализирующая сила имеет следующие значения для угла рассеяния $\theta = 90^{\circ}$:

$$\Sigma(\theta = 90^{\circ}) = \begin{cases} +1 \text{ для E1,} \\ -1 \text{ для M1,} \\ -1 \text{ для E2.} \end{cases}$$

Знак анализирующей силы однозначно связан с чётностью излучения. Подчеркнём, что анализирующая сила определена так, что положительной $\Sigma(\theta)$ отвечает отрицательная чётность излучения ($\pi = -1$), а отрицательной $\Sigma(\theta)$ – положительная чётность ($\pi = +1$). В реальной ситуации линейная поляризация тормозного излучения может быть далека от 100% и, тем не менее, знак азимутальной асимметрии устанавливается вполне надёжно. Иллюстрацией этого является рисунок, который демонстрирует диаграммы направленности,

т. е. угловые распределения, для упруго рассеянных фотонов от резонансов с $J^{\pi} = 1^+$ и $J^{\pi} = 1^-$ чётно-чётных ядер при использовании пучка фотонов со степенью поляризации $P_{\nu} \cdot 100 = 33\%$.



Тормозное излучение, генерируемое тонким конвертором под углом θ относительно направления падающих электронов, становится частично линейно поляризованным. Это свойство так называемого «внеосевого» (off-axis) тормозного излучения используется для создания источника линейно поляризованных фотонов. Принцип иллюстрируется рисунком:



Вектор электрического поля \vec{E} внеосевых тормозных фотонов перпендикулярен плоскости эмиссии фотонов, образуемой направлением падающих электронов и направлением эмиссии фотона. Угол отклонения от оси, при котором достигается наибольшая степень поляризации, определяется соотношением $\vartheta_0 = m_e c^2 / E_e$, где E_e — энергия электрона. Меняя направление падения электронов на конвертор, меняют направление электрического вектора \vec{E} тормозных фотонов.



Для получения поляризованного тормозного излучения с достаточными для ЯРФ-экспериментов характеристиками необходим электронный ускоритель со следующими свойствами:

- 1. Высокий ток электронного пучка,
- 2. Высокая частота повторения электронных импульсов,
- 3. Стабильные энергия, пространственное положение и диаметр пучка, хорошо определяемый, изменяемый в 4-х направлениях и воспроизводимый угол падения электронного пучка на конвертор.

Имея в виду использование поляризованного тормозного излучения для ЯРФ, лучше иметь ускоритель с высоким фактором заполнения рабочего цикла *D*.

Методика создания off-axis поляризованного тормозного излучения была реализована и использована в ЯРФ-экспериментах на линейных ускорителях университетов г. Гессена (с 1981 г.) и г. Гента (с 1992 г.).

Сведения об этих ускорителях даны в таблице:

	Гессен	Гент
Энергия электронов	65 МэВ	15 МэВ
Фактор заполнения рабочего цикла, D	0,12%	2%
Длительность электронного импульса	6 нс – 2 мкс	10 мкс
Частота повторения импульсов	600	5000 Гц
Средний ток пучка	0,3 мА	2 мА

Далее приведены данные о степени поляризации тормозного излучения установок Гессена и Гента.

Поляриметр, использованный в Генте, состоял из 4-х поверхностно барьерных детекторов, регистрирующих протоны из реакции $\gamma + {}_{1}^{2}H \rightarrow p + n$ и расположенных крестообразно симметрично относительно оси off-axis тормозного излучения при угле эмиссии протонов $\theta = 90^{\circ}$ и азимутальных углах $\varphi = 0^{\circ}$, 90° , 180° и 270° .



Степень поляризации как функция энергии фотонов тормозного излучения с верхней границей 30 МэВ и $\vartheta = 1,4^{\circ}$ (Гессен)



Поляриметр, использованный в Генте, состоял из 4-х поверхностно барьерных детекторов, регистрирующих протоны из реакции $\gamma + {}_{1}^{2}H \rightarrow p + n$ и расположенных крестообразно симметрично относительно оси off-axis тормозного излучения при угле эмиссии протонов $\theta = 90^{\circ}$ и азимутальных углах $\varphi = 0^{\circ}$, 90° , 180° и 270° .



Экспериментально определённые в Генте азимутальные асимметрии $\epsilon = P_{\gamma} \cdot \Sigma(\theta)$ дипольных переходов (0 \rightarrow 1 \rightarrow 0) в ядре ⁵⁶₂₆Fe. Цветные линии – ожидаемые асимметрии и их неопределённости

Энергии, спины чётности, ширины

и приведённые вероятности электромагнитных переходов B(M1) и B(E1) уровней ядра ${}^{56}_{26}$ Fe, азимутальная асимметрия которых определена в Генте

<i>Е</i> , кэВ	J^{π}	Γ_0^2/Γ , кэВ	$B(M1), \mu_N^2$	$B(E1), e^{2} \Phi M^{2}$
6926±2	1-	0,70±0,11		6,0±1,0
7211±2	1+	0,50±0,08	0,35±0,06	
8128±2	1-	1,94±0,30		10,4±1,6
8239±2	1-	2,63±0,42		13,5±2,2
8536±2	1-	2,04±0,31		9,4±1,4
9107±4	1+	0,86±0,18	0,35±0,06	
9138±4	1-	0,57±0,12		2,1±0,5
9154±5	1-	0,95±0,31		3,5±1,2
9287±5	1 ⁽⁻⁾	0,75±0,17		2,7±0,6



Экспериментально определённые в Гессене азимутальные асимметрии $\epsilon = P_{\gamma} \cdot \Sigma(\theta)$ дипольных переходов (0 \rightarrow 1 \rightarrow 0) в ядре $^{206}_{82}$ Pb. Пунктир – ожидаемые асимметрии. Указаны энергии уровней в кэВ

Метод формирования внеосевого линейно поляризованного тормозного излучения используют для исследования ядерных состояний с энергиями выше 4-5 МэВ. Степень поляризации такого излучения уменьшается с ростом энергии и исчезает вблизи верхней границы. Поэтому целесообразно использовать тормозное излучение с верхней границей на несколько МэВ выше энергии исследуемых уровней. В рассмотренных исследованиях, выполненных в Генте, использовалось тормозное излучение с верхней границей 12 МэВ, что позволило изучить состояния с энергиями 5-10 МэВ. При энергиях меньших 5 МэВ плохое отношение сигнал/фон делает надёжный анализ данных невозможным. В области энергий меньших 4-5 МэВ применим другой метод. В нём используется неполяризованное тормозное излучение и определяется линейная поляризация рассеянных фотонов с помощью комптоновского поляриметра. К рассмотрению этого метода мы перейдём на следующей Лекции.