

4  
3-36

521

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Лаборатория высоких энергий

D-521

Л.Г.Заставенко, М.И.Подгорецкий

О ВЛИЯНИИ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ  
НА УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
И РЕЗОНАНСНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
ПРИ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДАХ  
*ЖЭТФ, 1960, т 39, в. 4, стр. 1023-1026.*

D-521

Л.Г. Заставенко, М.И. Подгорецкий

4  
3-36

621/5 пр.  
О ВЛИЯНИИ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ  
НА УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
И РЕЗОНАНСНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
ПРИ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Рассмотрено рассеяние света и  $\gamma$ -лучей на изолированных и перекрывающихся магнитных подуровнях.

В последнее время в связи с разработкой методики Моссбауэра [1,2,3] и первыми опытами по ядерному эффекту Зеемана [4] приобретает определенный смысл изучение резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей на отдельных непрерывающихся магнитных подуровнях и в условиях, когда некоторые из них перекрываются. Аналогичные вопросы возникают и применительно к процессам излучения света атомами при различных механизмах возбуждения. В работе [5] показано, что в этом направлении можно предложить достаточно общие методы измерения таких расщеплений и смещений квантовых уровней.

В настоящей работе рассмотрен в качестве примера предложенный в [5] способ определения постоянной Штарка возбужденного атома путем наблюдения резонансного рассеяния света в параллельных электрическом и магнитном полях /§ 1/.

В § 2 проведен частичный анализ влияния магнитного поля на резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей в условиях применения методики Моссбауэра [3,4].

§ 1. Рассмотрим резонансное рассеяние света на атомах через некоторое возбужденное промежуточное состояние<sup>1/</sup>. Введем следующие обозначения:  $\tau$  - время жизни возбужденного атома,  $j$  - его момент,  $m$  - проекция момента на ось  $z$ ,  $E_m$  - энергия уровня с проекцией момента  $m$ ,  $A_m$  - амплитуда резонансного рассеяния, соответствующая этому уровню.

В отсутствие внешних полей все  $E_m$  одинаковы, поэтому амплитуды  $A_m$  складываются, так что дифференциальное сечение резонансного рассеяния есть

$$W = \left| \sum_{m=-j}^j A_m \right|^2 \quad (1)$$

<sup>1/</sup> Проведенное ниже рассмотрение относится и к другим способам возбуждения атома, например, возбуждению с помощью электронов.

Далее наложим на рассеиватель сильное магнитное поле<sup>2/</sup> в направлении оси  $Z$ . Мы будем считать, что спектр падающего на рассеиватель излучения мало меняется в интересующей нас области энергий.

В этом случае вклады состояний возбужденного атома с разными  $m$  складываются без интерференции, так что сечение резонансного рассеяния равно:

$$W = \sum_{m=-j}^j |A_m|^2. \quad (13/)$$

Далее дополнительно наложим на рассеиватель электрическое поле в направлении оси  $Z$ . Энергетические уровни в этом случае даются формулой вида:  $E_m = A + Bm + Cm^2$ .

Отсюда видно, что величины полей можно подобрать так, что некоторые из уровней с разными  $m$  будут совпадать:

$$E_{m_1} = E_{m_2} \quad \text{при} \quad m_1 \neq m_2.$$

Тогда вклады этих состояний в резонансное рассеяние будут интерферировать между собой, так что сечение рассеяния

$$W = |A_{m_1} + A_{m_2}|^2 - |A_{m_1}|^2 - |A_{m_2}|^2 + \sum_{m=-j}^j |A_m|^2. \quad (14/)$$

При изменении какого-либо из полей совпадение уровней расстраивается, и когда эта "расстройка" достигает такой величины, что для всех  $m_1$  и  $m_2$   $m_1 \neq m_2$ , выполняется условие /2/, сечение рассеяния снова принимает вид /3/.

<sup>2/</sup> Здесь и в дальнейшем мы называем поле сильным, если вызываемое им раздвижение уровней с разными  $m$  существенно больше собственной ширины возбужденного уровня:

$$\tau |E_{m_1} - E_{m_2}| \gg \hbar, \quad m_1 \neq m_2. \quad (12/)$$

Таким образом, зависимость резонансного рассеяния от магнитного поля при фиксированном электрическом представляется кривой, которая постоянна всюду, кроме участков, на которых происходит частичное перекрывание уровней с различными  $M$  и где кривая имеет узкие экстремумы; положение этих экстремумов может быть точно определено и использовано для определения постоянных Штарка.

Существенно, что движение атомов и связанное с ним доплеровское изменение частоты фотонов не влияет на рассмотренную выше картину, поэтому для наблюдения ее достаточно электрического поля, которое раздвигает уровни возбужденного атома на величину, большую лишь по сравнению с естественной, но не "доплеровской" шириной этих уровней. Отметим еще, что для существования описанного выше эффекта необходимо, чтобы за время жизни возбужденного состояния не происходило бы переориентации момента атома из-за соударений.

Предположим для конкретности, что основное состояние атомов рассеивателя имеет момент  $0$ , а возбужденное, через которое идет резонансное рассеяние, — момент  $1$ .

Без внешних полей дифференциальное сечение рассеяния равно

$$W \equiv W_0 = 1 + (\vec{n}_1 \vec{n}_2)^2$$

/здесь и везде далее  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  — направления фотона до и после рассеяния,  $\vec{n}_0$  — направление внешнего поля либо полей/.

В сильном магнитном поле

$$W \equiv W_1 = (3/2)[1 + (\vec{n}_1 \vec{n}_0)^2 (\vec{n}_2 \vec{n}_0)^2] - (1/2)[(\vec{n}_1 \vec{n}_0)^2 + (\vec{n}_2 \vec{n}_0)^2].$$

Наконец, формуле /4/ соответствует

$$W = W_2 = W_1 + (\vec{n}_1 \vec{n}_0)(\vec{n}_2 \vec{n}_0)[\vec{n}_1 \vec{n}_2 - (\vec{n}_1 \vec{n}_0)(\vec{n}_2 \vec{n}_0)].$$

Отношение  $W_2/W_1$  изменяется /при разных  $\vec{n}_1, \vec{n}_2$  / в пределах от 0,8 до 1,15, что вполне достаточно для наблюдения эффекта.

Аналогичным образом можно измерить величину ядерного квадрупольного расщепления, исследуя немонотонность в зависимости  $\gamma-\gamma$  корреляции от напряженности магнитного поля, направленного параллельно градиенту электрического поля кристалла. В работе [6] указанный эффект наблюдался экспериментально, однако, приведенное там и в работе [7] объяснение его нельзя считать достаточно ясным.

Сходный с предыдущим характер имеет зависимость  $\gamma-\gamma$  корреляции от магнитного поля в случае, когда взаимодействие спина промежуточного ядра с электронной оболочкой атома создает сверхтонкое расщепление уровней энергии атома; при некоторых значениях наложенного магнитного поля часть уровней сверхтонкой структуры перекрывается, что приводит к экстремуму в корреляции.

Такой эксперимент можно использовать для определения гиромангнитного отношения промежуточного состояния ядра. Он интересен тем, что сдвиг уровней, используемый в нем, почти целиком определяется большим гиромангнитным отношением электронной оболочки; поэтому для наблюдения эффекта потребуется лишь небольшое поле. Укажем в заключение, что описанный эксперимент по своей природе весьма близок к эксперименту по наблюдению зависимости резонансного рассеяния света на атомах, обладающих тонкой структурой, от величины внешнего магнитного поля [8].

§ 2. Пусть спин основного состояния ядра  $J$  и возбужденного состояния  $j$ ; возбужденное состояние переходит в основное с испусканием  $\gamma$ -кванта. Предположим, что в излучателе состояния с различными проекциями спина возбужденного ядра равновероятны; излучение, сопровождающее переход этих ядер в основное состояние, претерпевает резонансное рассеяние на ядрах рассеивателя.

Рассмотрим как в случае целого  $j$  меняется резонансное рассеяние при наложении на рассеиватель сильного магнитного поля /определение сильного магнитного поля см. § 1/.

Резонансное рассеяние в таком поле будет происходить только на состояниях ядер рассеивателя с проекцией момента на направление поля, равной нулю.

Если переход возбужденного состояния в основное дипольный, то рассеяние при  $J=j$  происходить не будет /это следует из того, что при  $j$  целом  $\langle j100 | j'1j0 \rangle = 0$ . При  $J=j+1$  угловое распределение резонансного рассеяния  $W_{j+1}$  и отношение  $X_{j+1}$  полного сечения резонансного рассеяния в поле к полному сечению резонансного рассеяния без поля даются формулами:

$$W_{j+1} = 1 - (\vec{n}_0 \vec{n}_2)^2 j / (3j+4)$$

$$X_{j+1} = (3/2) (1 - (\vec{n}_0 \vec{n}_2)^2) (j+1) / [(2j+1)(2j+3)].$$

Для  $J=j-1$  соответствующие формулы получаются из написанных заменой  $j \rightarrow -1-j$ . Если переход между возбужденным и основным состояниями ядра - квадрупольный, то рассеяние в поле будет происходить лишь при

$J=j, j \pm 2$ . Аналогично предыдущему имеем:

$$W_{j+2} = \{ (j+3)(5j+8) + 6j(j+1)(\vec{n}_0 \vec{n}_2)^2 - 3j(j-1)(\vec{n}_0 \vec{n}_2)^4 \} / [(j+3)(5j+8)]$$

$$W_j = \{ j^2 + j - 1 + (2j^2 + 2j - 3)(\vec{n}_0 \vec{n}_2)^2 - 3(j-1)(j+2)(\vec{n}_0 \vec{n}_2)^4 \} / (j^2 + j - 1)$$

$$X_{j+2} = \frac{45(j+1)(j+2)}{4(2j+1)(2j+3)(2j+5)} (\vec{n}_0 \vec{n}_2)^2 [1 - (\vec{n}_0 \vec{n}_2)^2]$$

$$X_j = \frac{15j(j+1)}{2(2j-1)(2j+1)(2j+3)} (\vec{n}_0 \vec{n}_2)^2 [1 - (\vec{n}_0 \vec{n}_2)^2].$$



$W_{j-2}$  и  $X_{j-2}$  получаются из  $W_{j+2}$  и  $X_{j+2}$  заменой  $j \rightarrow -1-j$ .

Для  $j$  полуцелого мы разберем для примера случай, когда  $j = 1/2$ ,  $j = 3/2$  и переход - магнитный дипольный, причем на источник и рассеиватель наложены одинаковые по величине и направлению сильные магнитные поля. Угловые распределения резонансного рассеяния без поля и в сильном поле даются формулами

$$W_0 = 28 + 21(\vec{n}_1 \vec{n}_2)^2$$

$$W_1 = 14 - 12(\vec{n}_1 \vec{n}_2)^2 + 14(\vec{n}_1 \vec{n}_2)^4 - 3(\vec{n}_2 \vec{n}_0)^2 [1 - 6(\vec{n}_1 \vec{n}_0)^2 + (\vec{n}_1 \vec{n}_0)^4]$$

соответственно; здесь численные множители выбраны так, что эти формулы дают правильное соотношение полных сечений.

Авторы признательны проф. М.А.Маркову за обсуждение работы.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 апреля 1960 года.

#### Л и т е р а т у р а

1. R.L.Mossbauer, Z.Physik, 151 124, (1958).
2. R.L.Mossbauer, Z.Naturforsch. 14a, 211 (1959).
3. S.S.Hanna et.al Phys.Rev. Lett, 4,28(1960).
4. G.De Pasqual et.al Phys.Rev. Lett, 4,71 (1960).
5. М.И. Подгорецкий, препринт ОИЯИ, Р-491 /1960/.
6. Albers-Schonberg et.al Proc.Soc., A66, 952 (1953).
7. Alder et.al Helv Phys.Acta, 26, 751(1953).
8. F.D.Colegrove, P.A.Franken, R.R.Lewis and R.N. Sands, Phys.Rev. 3,420 (1959).