

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ, СВЯЗАННЫЕ
С НЕСОХРАЩЕНИЕМ ЧЕТНОСТИ ПРИ β -РАСПАДЕ****Ф. Л. Шапиро**

1. ВВЕДЕНИЕ

До последнего времени казалось, что помимо измерения магнитного момента нейтрона добавочная информация о ядре, которую можно получить за счет использования поляризованных тепловых нейтронов, сводится, в основном, к определению момента уровня составного ядра, обуславливающего поглощение тепловых нейтронов. Получение такой информации возможно путем изучения захвата поляризованных нейтронов в поляризованных, либо в неполяризованных мишенях; каждый из этих путей связан с определенными экспериментальными трудностями.

Рассмотрим захват поляризованных тепловых нейтронов поляризованными ядрами. Если момент составного ядра $J = i + 1/2$, где i — момент исходного ядра, то сечение захвата будет наибольшим, когда спины нейтрона и ядра параллельны. Если же $J = i - 1/2$, то, наоборот, сечение будет наибольшим, когда спины нейтрона и ядра антипараллельны. Эти соображения лежат в основе опытов, описанных в работах^{1, 2, 3}. Трудность такого рода опытов связана с использованием поляризованных мишеней. Задача ориентации ядер еще не нашла своего полного решения, и до настоящего времени измерения захвата поляризованных нейтронов поляризованными ядрами выполнены только для трех веществ^{1, 2, 3} Mn⁵⁵, Sm¹⁴⁹ и In¹¹⁵.

При захвате поляризованных нейтронов неполяризованными ядрами добавочную информацию можно получить только путем исследования поляризации продуктов реакции. Как показали Гальперн⁴ и Биденхарн, Роуз и Афкен⁵, γ -лучи, образующиеся в результате захвата поляризованных нейтронов, обладают круговой поляризацией; степень поляризации и ее знак зависят от мультипольности перехода, моментов исходного и составного ядра и момента уровня конечного ядра, на который идет γ -переход. Если два из этих моментов известны, остальные два могут быть найдены из измерений круговой поляризации захватных γ -лучей. Такие измерения были выполнены для ряда веществ Траппи⁶. Для обнаружения круговой поляризации γ -квантов использовался комптон-эффект на ориентированных электронах (намагниченное железо). К сожалению, из 26 электронов в электронной оболочке атома железа только 2 являются магнитными. Это обстоятельство резко снижает эффективность детектора круговой поляризации и делает измерения довольно трудными. Так, в опытах Траппи эффект составлял (0,01—0,05) % от измеряемой скорости счета и для его обнаружения требовались недели непрерывных измерений.

Поляризация захватных γ -квантов обусловлена тем, что составное ядро, образующееся при поглощении ориентированного нейтрона, также ориентировано, в общем случае частично. Для измерения момента такого составного ядра достаточно измерить его поляризацию или же поляризацию конечного невозбужденного ядра (при переходе составного ядра в основное состояние его поляризация в значительной степени сохраняется). В большинстве случаев конечное ядро β -радиоактивно; поскольку оно поляризовано, его β -излучение будет анизотропным — факт, установленный недавними экспериментами⁷ и являющийся прямым следствием несохранения четности при слабых взаимодействиях (см. обзор⁸). Степень угловой анизотропии пропорциональна поляризации. Таким образом, открытие несохранения четности дает простой в принципе способ определения поляризации и, следовательно, момента составного ядра путем измерения угловой анизотропии β -излучения, испускаемого при захвате поляризованных нейтронов. Тем самым открывается еще один метод применения поляризованных нейтронов. Измерение поляризации можно использовать также для определения магнитных моментов короткоживущих ядер, образованных в результате захвата нейтронов.

2. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ЗАХВАТЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Пусть j , m — момент исходного (облучаемого нейтронами) ядра и его проекция на ось z ; m_n — проекция момента нейтрона на ту же ось, $m_n = 1/2$. Вероятность образования составного ядра с моментом J и проекцией момента $M = m + 1/2$ равна

$$W_J(m) = C_{j, \frac{1}{2}}^2 \left(J, m + \frac{1}{2}; m, \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где C — коэффициент Клебша—Жордана (в обозначениях⁹).

Поляризация (средняя) составного ядра, образующего при захвате нейтрона с $m_n = 1/2$ в неполяризованной мишени, равна:

$$f_1(J) = \frac{\langle M \rangle}{J} = \frac{\sum_{m=-j}^j \left(m + \frac{1}{2} \right) C_{j, \frac{1}{2}}^2 \left(J, m + \frac{1}{2}; m, \frac{1}{2} \right)}{J \sum_{m=-j}^j C_{j, \frac{1}{2}}^2 \left(J, m + \frac{1}{2}; m, \frac{1}{2} \right)}. \quad (2)$$

Используя выражения для коэффициентов Клебша—Жордана (см., напр.,⁹), нетрудно найти:

$$f_1(J) = -\frac{1}{3}, \quad (3)$$

если $J = j - \frac{1}{2} \neq 0$ и

$$f_1(J) = \frac{1}{3} \left(1 + \frac{2}{2j+1} \right), \quad (4)$$

если $J = j + \frac{1}{2}$.

Возбужденное составное ядро, испуская γ -кванты, переходит в основное состояние, сохраняя при этом значительную долю поляризации. Общие выражения для изменения поляризации в результате излучения даны Де-Гроотом и Толхуком¹⁰. Пусть ядро из состояния с моментом J переходит в состояние с моментом j_1 с испусканием кванта мульти-

польности $2L$. Поляризация ядра в конечном состоянии $f_1(j_1)$ связана с поляризацией в исходном состоянии $f_1(J)$ соотношением

$$f_1(j_1) = a_{Jj_1} \cdot f_1(J), \quad (5)$$

где

$$a_{Jj_1} = 1, \text{ если } j_1 = J - L \neq 0; \quad (6)$$

$$a_{Jj_1} = 1 - \frac{L}{(J+1)(J+L)}, \text{ если } j_1 = J + L; \quad (7)$$

$$a_{Jj_1} = 1 - \frac{1}{J(J+1)}, \text{ если } j_1 = J \text{ и } L = 1. \quad (8)$$

Формулы (6)–(8) охватывают основной тип γ -переходов — переходы, идущие с минимальной возможной мультипольностью $L = |J - j_1|$ при $J \neq j_1$ и $L = 1$ при $J = j_1$. В случаях, когда по этим правилам отбора должно происходить магнитное дипольное излучение $M1$, оно сопровождается очень часто электрическим квадрупольным излучением $E2$. Формулы изменения поляризации при квадрупольных γ -переходах с изменением момента $|J - j_1| < 2$ приведены в¹¹:

$$a_{Jj_1} = \frac{(2J+3)(2J-3)-3}{(2J+2)(2J-2)}, \text{ если } j_1 = J - 1 \quad (9a)$$

$$a_{Jj_1} = \frac{3[2J(J+1)-2][2J(J+1)-3]-4J^2(J+1)^2}{(2J+3)(2J+2)(2J-1)J}, \text{ если } j_1 = J; \quad (9б)$$

$$a_{Jj_1} = \frac{(2J-1)(2J+5)-3}{4(J+1)^2}, \text{ если } j_1 = J + 1. \quad (9в)$$

С помощью выражений (6)–(8) и (9) можно найти изменение поляризации для излучения $M1 + E2$, сложив с весами, равными весам переходов, a_{Jj_1} дипольного перехода с a_{Jj_1} квадрупольного перехода.

При каскадном переходе $J \rightarrow j_1 \rightarrow j_2$ поляризация в конечном состоянии, очевидно, равна

$$f_1(j_2) = a_{Jj_1} a_{j_1j_2} f_1(J). \quad (10)$$

Поляризация отсутствует, если какой-либо из моментов J, j_1, j_2 равен нулю.

Как следует из выражений (6–8), коэффициенты a_{Jj_1} всегда больше нуля, за исключением случая $J = j_1 = 1/2$. Поэтому, если не участвуют переходы $1/2 \rightarrow 1/2$, знак поляризации конечного ядра будет тот же, что и знак поляризации составного ядра, независимо от схемы переходов*). Если $J = j - 1/2$ (j — момент исходного ядра, захватывающего нейтроны), поляризация будет отрицательна; если $J = j + 1/2$ — она будет положительна. Определяя знак поляризации ядра, образующегося в результате захвата поляризованного нейтрона и испускания γ -квантов, можно, таким образом, определить момент составного ядра. В таблицах I и II приведены значения поляризации конечного ядра, вычисленные для некоторых схем переходов.

*) Положение осложняется при наличии переходов $M1 + E2$ с большим весом $E2$: $a_{Jj_1} < 0$ для квадрупольных переходов $1/2 \rightarrow 3/2, 3/2 \rightarrow 1/2$ и $1 \rightarrow 1$ (ср. выражения (9)).

Таблица I

Поляризация конечного ядра, образующегося в результате захвата поляризованного нейтрона и испускания дипольного ($L=1$) γ -кванта

Момент исходного ядра j	Момент составного ядра					
	$J=j-1/2$			$J=j+1/2$		
	Момент конечного ядра					
	$j_1=J+1$	$j_1=J$	$j_1=J-1$	$j_1=J+1$	$j_1=J$	$j_1=J-1$
0	—	—	—	5/9	-1/3	—
1/2	0	—	—	1/2	1/3	0
1	-5/27	1/9	—	7/15	11/27	5/9
3/2	-1/4	-1/6	0	4/9	5/12	1/2
2	-7/25	-11/45	-1/3	3/7	31/75	7/15

Таблица II

Поляризация конечного ядра, образующегося в результате захвата поляризованного нейтрона и испускания каскада γ -квантов

Момент исходного ядра	Схема каскада	Поляризация	Схема каскада	Поляризация	Схема каскада	Поляризация
0	1/2 → 1/2 → 1/2	1/9	1/2 → 1/2 → 3/2	-5/27	1/2 → 3/2 → 1/2	5/9
1	3/2 → 5/2 → 1/2	7/15	3/2 → 3/2 → 1/2	11/27	3/2 → 1/2 → 1/2	-5/27
3/2	2 → 1 → 1	1/4	2 → 2 → 1	5/12	2 → 3 → 1	4/9

3. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ β -ИЗЛУЧЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Угловое распределение β -частиц, испускаемых радиоактивными ядрами, образованными в результате захвата поляризованных нейтронов, определяется соотношением^{8, 12}:

$$W(\theta) = 1 + f_n \alpha \cos \theta, \quad (11)$$

где θ — угол между направлением поляризации нейтрона и направлением движения β -частицы;

f_n — поляризация нейтронного пучка:

$$f_n = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (12)$$

где N_+ , N_- — потоки нейтронов с проекцией момента $m_n = +1/2$ и $m_n = -1/2$ соответственно;

α — коэффициент, величина которого зависит от поляризации, $f_1(j) = \frac{\langle m \rangle}{j}$ β — радиоактивного ядра, возникающего при захвате полностью поляризованных нейтронов, от скорости β -частицы (v), от изменения момента ядра при β -переходе, а также от плохо еще известного соотношения вкладов различных вариантов β -взаимодействия. Опыты^{7, 12} по измерению угловой анизотропии β -излучения поляризованного CO^{60} ука-

зывают, что для β -переходов с изменением момента ядра $j \rightarrow j-1$ коэффициент α приближенно равен:

$$\alpha \cong \pm f_1(j) \frac{v}{c} \quad (j \rightarrow j-1). \quad (13)$$

Здесь и ниже знак плюс относится к испусканию позитронов, знак минус — к испусканию электронов. Для β -переходов с изменением момента $j \rightarrow j+1$

$$\alpha \cong - \left[\pm \frac{j}{j+1} f_1(j) \frac{v}{c} \right] \quad (j \rightarrow j+1). \quad (14)$$

В случае β -переходов без изменения момента ядра ($j \rightarrow j$ переходы) выражение для α оказывается более сложным, так как в таких переходах могут участвовать как варианты β -взаимодействия, приводящие к правилам отбора Гамова — Теллера, так и варианты, приводящие к правилам отбора Ферми. В тех случаях, когда вкладом ферми-вариантов можно пренебречь для $f \rightarrow j$ -переходов

$$\alpha \cong \pm \frac{1}{j+1} f_1(j) \frac{v}{c} \quad (j \rightarrow j). \quad (15)$$

Отношение разности чисел β -частиц, вылетающих под углами $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ к направлению поляризации нейтрона, к сумме этих чисел равно

$$\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = f_n \alpha \sim f_n f_1(j) \frac{v}{c}. \quad (16)$$

Как видно из таблиц I и II, в среднем $f_1(j) \sim 1/3$. Если v/c близко к 1, то измеряемый эффект порядка 30% при использовании полностью поляризованных нейтронов и порядка 10% при использовании нейтронов с поляризацией $f_n = 30\%$.

Оценим скорость счета β -частиц. Пусть F — поток нейтронов на образец, σ — сечение активации, n — число атомов на 1 см^2 образца, ω — относительный телесный угол из образца на детектор β -частиц.

При активации до насыщения скорость счета равна:

$$\frac{1}{2} (J_0 + J_\pi) = F n \sigma \omega. \quad (17)$$

Для реактора с потоком 10^{13} нейтронов/см² сек в центре при поляризации нейтронов путем отражения от намагниченного монокристалла магнетита достигается*) полностью поляризованный поток $F = 10^6$ нейтронов/сек¹³. Полагая $F = 10^6$ нейтронов/сек $\sigma = 0,1$ бари, $n = 5 \cdot 10^{21}$ атомов/см², $\omega = 10^{-1}$, имеем $\frac{1}{2} (J_0 + J_\pi) = 50$ отсчетов/сек.

При поляризации нейтронов путем фильтрации через намагниченное железо может быть достигнут поток $F \sim 10^8$ нейтронов/сек (площадь образца $\sim 10 \text{ см}^2$). В этом случае скорость счета на 2 порядка больше, но относительная величина измеряемого эффекта меньше, так как поляризация нейтронов $f_n \sim 30\%$.

Таким образом, оценки скорости счета весьма благоприятные, если, как подразумевалось выше, деполаризация образующихся β -активных ядер за период полураспада мала. Вопрос о деполаризации является основным камнем преткновения рассматриваемого метода использования поляризованных нейтронов и на нем необходимо остановиться подробнее.

*) В работе²¹ использовался пучок поляризованных нейтронов, полученный отражением от намагниченного кобальтового зеркала; интенсивность пучка составляла $7 \cdot 10^7$ нейтронов/сек при поляризации $87 \pm 7\%$.

4. СООБРАЖЕНИЯ О ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ

Из исследований ядерного парамагнитного резонансного поглощения известно, что времена релаксации магнитных моментов ядер обнаруживают сильную зависимость от вида химического соединения, в которое входит исследуемое ядро, от агрегатного состояния вещества и его чистоты, от температуры. В ряде случаев для ядер с малым квадрупольным моментом даже при комнатной температуре наблюдаются времена релаксации порядка минут и больше. Так, например, в кристаллах LiF наблюдались значения $\tau \sim 5$ мин для Li⁷ и $\tau \sim 2$ мин для F¹⁹ (14); в кристалле LiNO₃ $\tau \sim 2$ часа для Li (15). При охлаждении образца время релаксации обычно возрастает.

В случае ядер, образующихся в результате захвата нейтронов, имеется, однако, дополнительное осложнение: за счет отдачи при испускании γ -квантов ядра выбиваются из молекулы, или из узла решетки. Энергия, необходимая для смещения атома в кристалле, т. е. для образования дефекта *решетки*, равна примерно 25 эв¹⁶. Энергия отдачи зависит от энергии γ -кванта и массы ядра и по порядку величины составляет сотни эв. Выбитый атом затормаживается, пройдя расстояние порядка 10 постоянных решетки, т. е. $\sim 10^{-7}$ см. Время торможения ($\sim 10^{-13}$ сек) много меньше периода прецессии ядерного магнитного момента в атомных магнитных полях ($\sim 10^{-8}$ сек), и поэтому сам процесс выбивания и торможения выбитого атома не может привести к изменению ориентации ядерного магнитного момента. Время релаксации определится величиной магнитного поля в точке, где остановилось выбитое ядро, а при наличии квадрупольного момента ядра—также и величиной электрического поля.

В веществах, в которых исследуемое ядро не входит в состав молекулы (например, металлы, ионные кристаллы типа LiF), электронное окружение ядра в результате его смещения не должно меняться. Это обусловлено тем, что скорость, приобретаемая ядром в результате отдачи γ -кванта, на 1—2 порядка меньше скоростей обращения атомных электронов, которые ввиду этого адиабатически следуют за ядром. Можно полагать поэтому, что в таких веществах время релаксации магнитных моментов образующихся радиоактивных ядер будет, по крайней мере, того же порядка, что и для исходных ядер (предполагается, что квадрупольный момент конечного ядра мал). Более того, ниже будет отмечен фактор, действующий в сторону увеличения τ для образующихся ядер.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В самое последнее время приведенные выше соображения получили подтверждение на эксперименте. Группа авторов^{17, 18} опубликовала краткое сообщение об опытах по измерению угловой анизотропии β -электронов, испускаемых при распаде Li⁸, образованного захватом поляризованных нейтронов в Li⁷. Li⁷ является одним из наиболее подходящих веществ для такого рода измерений, так как в ряде соединений лития наблюдаются большие времена релаксации, период полураспада Li⁸ мал ($T = 0,84$ сек), верхняя граница β -спектра высока (13 Мэв). Авторы облучали образец Li₂CO₃ пучком нейтронов с поляризацией 26%; по предварительным данным анизотропия оказалась равной

$$\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = -0,04 \pm 0,01.$$

Момент и четность Li^7 в основном состоянии $j = 3/2^-$. Момент и четность составного ядра Li^8 $J = 1^-$ или $J = 2^-$. Энергия возбуждения составного ядра $E_{\text{возб}} = 2,04 \text{ Мэв}$. Ниже этой энергии расположен только один уровень с энергией возбуждения $0,97 \text{ Мэв}$ и моментом $j'_1 \leq 3^+{}^{19}$. Для основного состояния Li^8 $j_1 = 2^+$. Данные о спектре γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов в Li^7 , отсутствуют. В дальнейшем предполагаем, что основным γ -переходом является электрический дипольный переход $1^- \rightarrow 2^+$ или $2^- \rightarrow 2^+$.

β -переход Li^8 идет в основном на уровень 2^+ Be^8 (20). Сведений об относительной роли в этом переходе вариантов взаимодействия Ферми и Гамова—Теллера нет. Для простоты в дальнейшем вкладом ферми-вариантов пренебрежем. Из таблицы I находим величину поляризации Li^8 в основном состоянии:

$$f_1(j_1) = -\frac{1}{4}, \text{ если } J = 1^-,$$

$$f_1(j_1) = \frac{5}{12}, \text{ если } J = 2^-.$$

Подставляя в (15) и (16) эти значения $f_1(j_1)$, а также $\frac{v}{c} = 1$, $f_n = 0,26$;

$j = 2$, имеем для случая $J = 1^-$: $\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = -\frac{f_n}{j+1} f_1(j) \frac{v}{c} = -0,26 \cdot \frac{1}{3} \cdot -\frac{1}{4} = +0,022$, и для случая $J = 2^-$:

$$\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = -0,26 \frac{1}{3} \cdot \frac{5}{12} \cdot 1 = -0,036.$$

Последний результат хорошо согласуется с предварительной экспериментальной цифрой $\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = -0,04^+ - 0,01$. Таким образом, если верны

сделанные предположения о спектре захватных γ -лучей Li^7 и о малой роли ферми-вариантов, то поглощение нейтронов Li^7 связано в основном с состоянием $J = 2^-$ составной системы Li^8 .

Авторы¹⁷ отмечают, что взаимодействие спин—спин, которое является одной из причин деполяризации, для Li^8 ослаблено из-за того, что g -фактор Li^8 отличается от g -фактора соседних ядер Li^7 , т. е. из-за различия частот прецессии ядер Li^7 и Li^8 . Авторы наблюдали эффект уменьшения времени релаксации при образовании F -центров, приводивший к уменьшению анизотропии. Анизотропия восстанавливалась при отжиге образца.

6. ДРУГИЕ ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Определение момента уровня составного ядра, ответственного за поглощение тепловых нейтронов, является только одним из возможных применений метода измерения поляризации ядер, активированных поляризованными нейтронами, путем наблюдения анизотропии β -распада.

Вторым возможным применением является измерение магнитных моментов радиоактивных ядер, образующихся при захвате нейтронов. Образец, поглощающий поляризованные нейтроны, должен помещаться в магнитном поле H , направленном параллельно вектору нейтронной поляризации. Накладывая сильное поперечное радиочастотное поле и изменяя величину постоянного магнитного поля, находят значение $H = H_0$, при котором поляризация разрушается, т. е. исчезает анизотропия β -распада. Зная H_0 и частоту переориентирующего поля, можно определить гироманнитное отношение исследуемого ядра. Этот метод особенно перспективен

для короткоживущих ядер с периодами полураспада в интервале доли секунды — минуты, которые не поддаются другим известным методам измерения магнитных моментов.

Изучение релаксации магнитных моментов активированных ядер также представляет значительный интерес, так как может дать сведения о свойствах дефектов решетки — смещенных атомов.

Использование несохранения четности может оказаться полезным и в опытах с поляризованными ядрами, так как позволяет получать информацию об уровне составного ядра и о магнитном моменте конечного ядра, облучая поляризованные ядра неполяризованными нейтронами. По сравнению с облучением поляризованных ядер поляризованными нейтронами^{1, 2, 3} такая постановка опыта даст выигрыш в 3 порядка в нейтронной интенсивности.

В принципе полезную информацию могло бы дать также измерение поляризации β -радиоактивных продуктов других реакций, помимо рассмотренной выше реакции (n, γ). Однако продукты реакций, вызываемых быстрыми частицами, будут ионизованы; большое магнитное поле ионизованной электронной оболочки приведет к быстрой деполаризации ядра. Продукты же реакций (n, p), (n, α), идущих на тепловых нейтронах, либо стабильны, либо очень долгоживущи.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. Bernstein, L. D. Roberts, C. P. Stanford, J. W. T. Dabbs a. T. E. Stephenson, Phys. Rev. **94**, 1243 (1954).
2. L. D. Roberts, S. Bernstein, J. W. T. Dabbs a. C. P. Stanford, Phys. Rev. **95**, 105 (1954).
3. J. W. T. Dabbs, L. D. Roberts a. S. Bernstein, Phys. Rev. **98**, 1512 (1955).
4. O. Halpern, Phys. Rev. **82**, 753 (1951).
5. L. C. Biedenharn, M. E. Rose a. G. B. Arfken, Phys. Rev. **83**, 683 (1951).
6. G. Trumphy, Nuclear Phys. **2**, 664 (1956—1957).
7. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoopes a. R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
8. И. С. Шапиро, УФН **61**, 313 (1957).
9. Дж. Блатт, В. Вейскопф, Теоретическая ядерная физика, Москва, ИЛ, 1954, стр. 612.
10. S. R. de Groot a. H. A. Tolhoek—в книге « β - and γ -ray Spectroscopy» под ред. K. Sieghan, Amsterdam, стр. 613, 1955.
11. Chr. D. Hartogh, H. A. Tolhoek, S. R. de Groot, Physica **20**, 1310 (1954).
12. E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoopes, R. P. Hudson a. C. S. Wu, Phys. Rev. **106**, 1361 (1957).
13. Б. Фельд, «Экспериментальная ядерная физика» под ред. Э. Сегре, т. II, стр. 474, ИЛ, Москва, 1955.
14. R. V. Pound, Phys. Rev. **81**, 156 (1951).
15. R. V. Pound, Phys. Rev. **79**, 685 (1950).
16. G. H. Kinchin, R. S. Pease, Reports on Progr. Phys. **18**, 1 (1955); перевод УФН **60**, 590 (1956).
17. M. T. Burgy, W. C. Davidson, T. B. Novey, G. J. Perlow a. R. Ringo, Bull. Am. Phys. Soc. **2**, 206 (1957).
18. D. Kurath, Bull. Am. Phys. Soc. **2**, 206 (1957).
19. F. A. J. Zernberg, T. Lauritsen, RMF, **27**, 77 (1955).
20. Б. С. Джеленови и Л. К. Пекер, Схемы распада радиоактивных изотопов, Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
21. M. T. Burgy, R. J. Epstein, V. E. Krohn, T. B. Novey, S. Raboy, G. R. Ringo a. V. L. Telegdi, Phys. Rev. **107**, 1731 (1957).