

С 343И + С 341.26

5/1-6

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



РЗ - 3208

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В.П. Алфименков, В.И. Лущиков, В.Г. Николенко,
Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ № 165

1967.

P3 - 3208

В.П. Алфименков, В.И. Лушиков, В.Г. Николенко,
Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ № 165



4959 / 1 нд

Настоящая работа является продолжением работы^{/1/} при улучшенном разрешении нейтронного спектрометра по времени пролета. Измерялось пропускание поляризованных нейтронов через поляризованную мишень из металлического гольмия при длительности нейтронной вспышки системы импульсный быстрый реактор с микротроном^{/2/} около 2 мксек на пролетной базе 120 м. Толщина мишени была увеличена до $1,02 \cdot 10^{22}$ ядер/см². Для уменьшения времени жизни нейтронов в жидкостном сцинтилляционном детекторе был использован сцинтиллятор с бором, обогащенным изотопом В¹⁰. Поляризованные нейтроны получались пропусканием через поляризованную протонную мишень. При этом поляризация нейтронов была увеличена до 60–85%.

Метод обработки экспериментальных данных

В работе^{/1/} показано, что с достаточной в нашем случае точностью выполняется соотношение

$$A_n - A_a = (1 + \phi) f_n f_N \rho A \left(\frac{\partial \ln A}{\partial \ln n \sigma_0} \right), \quad (1)$$

где A_n и A_a — площади резонанса над кривой пропускания для параллельной и антипараллельной ориентаций поляризаций нейтронов и ядер, f_n и f_N — поляризации нейтронов и ядер, ϕ — эффективность переворота поляризации нейтронов на противоположную в спиновом ротаторе, n — число ядер на 1 см², σ_0 — сечение при резонансной энергии E_0 , A — площадь при $f_n = f_N = 0$, ρ — статистический весовой фактор, равный $1/1+1$ для спина резонанса $j = 1 + \frac{1}{2}$ и -1 для $j = 1 - \frac{1}{2}$ (I — спин исследуемого ядра).

Прямое определение полной площади из экспериментальной кривой пропускания часто невозможно из-за частичного перекрытия резонансов, кроме того, даже в случае изолированного резонанса, прямой учет вклада крыльев резонанса увеличивает ошибку в определении площади. Поэтому из экспериментальных данных определялась частичная площадь резонанса $A(\eta_1; \eta_2)$, где $\eta_1 \leq \eta_2$ — энергия обрезания, при которых пропускание равно $\approx 0,9$; поправка на крылья данного резонанса и на вклады соседних резонансов с учетом их спиновых состояний вводились расчетным путем:

$$A_n - A_n \approx A_n(\eta_1; \eta_2) - A_n(\eta_1; \eta_2) + \frac{n \sigma_0 \Gamma^2}{4} \rho f_n f_N (1 + \phi) \left[\frac{1}{\eta_2 - E_0} - \frac{1}{\eta_1 - E_0} \right] - \sum_i \frac{n \sigma_{0i} \Gamma_i^2}{4} \rho_i f_n f_N (1 + \phi) \left[\frac{1}{\eta_1 - E_{0i}} - \frac{1}{\eta_2 - E_{0i}} \right], \quad (2)$$

где Γ и Γ_i — полные ширины для исследуемого и i -го соседнего уровней, E_{0i} — резонансная энергия i -го уровня. Суммирование в (2) проводится по соседям, вклад которых в площадь исследуемого резонанса существен. Из (1) и (2) следует: $k = (1 + \phi) f_n f_N \approx$

$$= \frac{A_n(\eta_1; \eta_2) - A_n(\eta_1; \eta_2)}{\rho A \frac{\partial \ell_n A}{\partial \ell_n \sigma_0} - \rho \frac{n \sigma_0 \Gamma^2}{4} \left(\frac{1}{\eta_2 - E_0} - \frac{1}{\eta_1 - E_0} \right) + \sum_i \frac{n \sigma_0 \Gamma^2}{4} \left(\frac{1}{\eta_1 - E_{0i}} - \frac{1}{\eta_2 - E_{0i}} \right) \rho_i} \quad (3)$$

Величина k в предположении, что ϕ и f_n не зависят от энергии нейтронов, не должна меняться от резонанса к резонансу.

Выбор спиновых состояний, соответствующих наблюдаемым резонансам, производился следующим образом. Для нескольких резонансов с известными или надежно определяемыми спинами и несущественным вкладом в площади от соседей по формуле (3) методом наименьших квадратов было определено $k \pm \Delta k$. Для резонансов с неизвестными спинами в различных предположениях относительно их спинов и спинов их соседей по той же формуле были получены значения $k_\ell \pm \Delta k_\ell$ (ℓ нумерует наборы спинов исследуе-

мого резонанса и соседей). Совместимость полученных таким образом величин $k_{\ell} \pm \Delta k_{\ell}$ с величиной $k \pm \Delta k$ проверялась путем вычисления в каждом случае разницы между ними, деленной на среднеквадратичную ошибку этой разницы:

$$z_{\ell} = |k - k_{\ell}| [(\Delta k)^2 + (\Delta k_{\ell})^2]^{-1/2}. \quad (4)$$

Величина z_{ℓ} в предположении, что k и k_{ℓ} имеют нормальные распределения, распределена также нормально с единичной дисперсией и нулевым средним, если предположение о спине исследуемого резонанса и спинах его соседей верно. Если z_{ℓ} сильно отклоняется от нулевого среднего, то это указывает на неправильность нашего предположения. Мы браковали варианты с $z_{\ell} > 2$.

Неразрешенные резонансы обрабатывались аналогичным образом. Можно показать, что для группы неразрешенных резонансов верна формула:

$$k = (1 + \phi) f_n f_N = \frac{A_n(\eta_1; \eta_2) - A_a(\eta_1; \eta_2)}{\sum_j \left\{ A_j \frac{\partial \ln A_j}{\partial \ln(n\sigma_j)} - \frac{n\sigma_j \Gamma_j^2}{4} \left(\frac{1}{\eta_2 - E_{0j}} - \frac{1}{\eta_1 - E_{0j}} \right) \right\} \rho_j + \sum_l \frac{n\sigma_l \Gamma_l^2}{4} \rho_l \left(\frac{1}{\eta_1 - E_{0l}} - \frac{1}{\eta_2 - E_{0l}} \right)}$$

где j нумерует резонансы в группе. Полученные из (5) $k_{\ell} \pm \Delta k_{\ell}$ проверяются на совместимость с $k \pm \Delta k$ так же, как для одиночного резонанса.

Результаты измерений и обсуждение

Были проведены две серии измерений, несколько отличающиеся разрешением нейтронного спектрометра, поляризациями мишеней и набранной статистикой.

На рис. 1 представлена часть экспериментального спектра и величина эффекта пропускания $\epsilon = \frac{n - I_a}{I_n + I_a}$ для одной из серий. Здесь I_n и I_a - интенсивности для случаев параллельной и антипараллельной ориентаций поляризаций.

Для получения величины $k \pm \Delta k$ были использованы резонансы с энергиями 21; 35,3; 36,4; 47,3; 93 эв. Для остальных резонансов, которые имело смысл обрабатывать, были получены величины $k_{\ell} \pm \Delta k_{\ell}$.

В табл. 1 приведены значения z_{ρ} для изолированных резонансов. Обе серии дают совпадающие значения спинов для резонансов с энергиями в (эв) 21; 35,3; 37; 39,4; 47,3; 64,7; 93,6; 101,9; 117,7. Они оказались равными соответственно 4; 3; 4; 4; 3; 4; 4; 4; 4; 4;. Для этих резонансов в таблице даны z_{ρ} , вычисленные по результатам обеих серий. Для резонансов с энергиями 71,4 эв; 106,3 эв во второй серии $z_{\rho} < 2$ для обоих предположений относительно спина. Поэтому для этих резонансов спины определялись только по усредненным результатам обеих серий. Спины для обоих резонансов равны 4. Для резонанса 51,2 эв во второй серии для обоих предположений о спине $z_{\rho} > 2$, возможно, из-за систематической ошибки, поэтому выбор спина проводился только по результатам первой серии, которые и представлены в табл. 1.

В табл. 2 приведены значения z_{ρ} , вычисленные по результатам двух серий для неразрешенных групп резонансов при различных предположениях об их спинах. Для резонансов 83,9; 84,8; 85,7 эв значения спинов найдены соответственно равными 4; 3; 3.

Для группы резонансов с энергиями 124,7; 126,8; 128,4 эв наиболее вероятными оказываются такие наборы спинов соответственно: 4; 3; 3 и 3; 4; 3. Но для резонанса 124,7 эв в работе ^{/3/} определен спин, равный 4. Следовательно, спины резонансов 124,7; 126,8 и 128,4 эв равны соответственно 4; 3; 3. Для резонансов 148,2 и 150,9 эв наиболее вероятными наборами оказались соответственно 4; 3 и 3; 3, т.е. определяется спин только резонанса 150,9 эв, равный 3. Был оценен возможный вклад от резонанса La^{180} с энергией 71,4 эв, имеющегося в протонной мишени, в случае, если La поляризован. Этот вклад мал и не может изменить выводов о спине резонанса No^{185} с энергией 71,4 эв. Резонансу 37,0 эв в работе ^{/1/} приписывался спин 3, но оговаривалось, что вероятность приписать ему спин 4 тоже велика. В данной работе спин этого резонанса в обеих сериях определяется равным 4.

Результаты нашей работы согласуются с данными ^{/3/}, полученными из измерений парциальных сечений, кроме результатов для резонанса 47,3 эв. В настоящей работе, как и в ^{/1/}, спин этого резонанса определяется равным 3. В табл. 3 сведены значения спинов нейтронных резонансов ядра No^{185} , полученных в этой работе и в работах ^{/1,3-5/}. Относительно резонанса 21,0 эв снова подтверждено, что его спин равен 4, а не 3, как указывалось ^{/5/}.

$$w\left(\frac{a'}{a}\right) = \left[\frac{\Gamma(m_2 + \frac{1}{2})\Gamma(m_1 - \frac{1}{2})^{2m_2}}{\Gamma(m_1)\Gamma(m_2)} \right] \cdot 2 \frac{\Gamma(m_1 + m_2)}{\Gamma(m_1)\Gamma(m_2)} \left(\frac{a'}{a}\right)^{2m_2-1} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{\Gamma(m_2 + \frac{1}{2})\Gamma(m_1 - \frac{1}{2})}{\Gamma(m_1)\Gamma(m_2)} \left(\frac{a'}{a}\right)^2 \right]^{-(m_1 + m_2)}$$

Функция w нормирована, параметр a — истинное значение отношения плотностей уровней.

Оценка a' , рассчитанная на основании наших данных, оказывается равной 1,09, а для a с вероятностью 0,68 выполняется неравенство

$$0,74 < a < 1,43$$

Теоретическое значение $\sqrt{6}$ для a равно 0,91.

В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить О.Н. Овчинникова за участие в экспериментах.

Л и т е р а т у р а

1. В.П. Алфименков и др. ЯФ, 3, 55 (1966).
2. В.Д. Ананьев и др. Препринт ОИЯИ, 2372, Дубна, 1965.
3. M. As far et al. Proc. Inter. Conf. on the study of nucl. structure with neutrons. Antwerp. North - Holl. publ. Comp., 1966.
4. H. Postma et al., Phys. Rev., 126, 979 (1962).
5. G. Brunhart et al. Phys. Rev., 137, B1484 (1965).
6. А.В. Малышев. ЖЭТФ, 45, 316 (1963).
7. D. D. Slavinska and T. J. Kennett. Nucl. Phys., 85, 641 (1966).
8. Г. Крамер. Математические методы статистики, ИЛ, 1948.
9. Там же, стр. 553.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 марта 1967 г.

Т а б л и ц а 1

Величина z_l при различных предположениях
о спине резонанса

| E_{0l} , эв | $j = 3$ | $j = 4$ |
|---------------|---------|---------|
| 21 | 9,1 | 1,22 |
| 35,5 | 1,72 | 5,25 |
| 37 | 5,5 | 1,21 |
| 39,4 | 10,9 | 0,63 |
| 47,3 | 0,64 | 8,26 |
| 51,2 | 0,46 | 10,0 |
| 64,7 | 6,5 | 0,67 |
| 68,2 | 2,4 | 3,75 |
| 71,4 | 5,1 | 0,85 |
| 79,4 | 1,53 | 1,63 |
| 93,6 | 11,3 | 1,44 |
| 101,9 | 4,25 | 1,43 |
| 106,3 | 3,4 | 1,56 |
| 117,7 | 5,3 | 1,28 |

Т а б л и ц а 2

Величина z_l при различных предположениях о спине резонансов,
входящих в неразрешенные группы

| Группа резонансов, E_0 | Набор спинов в порядке возрастания энергии | | | |
|-----------------------------|---|-------|-------|-------|
| 83,9; 84,8; 85,7 | 4,3,3 | 4,4,3 | | |
| Z_e | 1,78 | 2,35 | | |
| 124,7; 126,8; 128,4 | 4,3,3 | 4,4,3 | 3,4,4 | 3,4,3 |
| Z_e | 0,52 | 2,8 | 2,2 | 1,0 |
| 149,2; 150,9; | 3,4 | 4,3 | 4,4 | 3,3 |
| Z_e | 2,5 | 1,74 | 4,35 | 1,51 |

Т а б л и ц а 3

Спины нейтронных резонансов № 168

| №№ п/п | E ₀ , эВ | j | Ссылка | №№ п/п | E ₀ , эВ | j | Ссылка |
|-----------|---------------------|-----|---------------|-----------|---------------------|-----|--------------|
| I. | 3,9I | 4 | I,4 | I7. | 84,8 | 3 | наст.раб. |
| 2. | 8,15 | 3 | I | I8. | 85,7 | 3 | наст.раб. |
| 3. | I2,6 | 4 | I,4 | I9. | 93,6 | 4 | наст.раб. |
| 4. | I8,1 | 3 | I,5 | 20. | I0I,9 | 4 | 3, наст.раб. |
| 5. | 2I,0 | 4 | I, наст.раб. | 2I. | I06,3 | 4 | наст.раб. |
| | | 3* | 5 | 22. | I17,7 | 4 | наст.раб. |
| 6. | 35,3 | 3 | I,3 наст.раб. | 23. | I20,6 | - | |
| 7. | 37,0 | (3) | I | 24. | I24,7 | 4 | 3 |
| | | 4 | наст.раб. | 25. | I26,8 | 3* | наст.раб. |
| 8. | 39,4 | 4 | I,3 наст.раб. | 26. | I28,4 | 3 | наст.раб. |
| 9. | 47,3 | 3 | I наст.раб. | 27. | I4I,I | - | |
| | | 4 | 3 | 28. | I49,2 | - | |
| I0. | 5I,2 | 3 | I,3 наст.раб. | 29. | I50,9 | 3 | наст.раб. |
| II. | 54,0 | (3) | I | | | (3) | 3 |
| I2. | 64,7 | 4 | 3 наст.раб. | 30. | I69,4 | (4) | 3 |
| I3. | 68,2 | - | | 3I. | I80,5 | (4) | 3 |
| I4. | 7I,4 | 4 | 3 наст.раб. | 32. | 20I,8 | (4) | 3 |
| I5. | 79,4 | - | | 33. | 239,I | (4) | 3 |
| I6. | 83,9 | (4) | 3 | | | | |
| | | 4 | наст.раб. | | | | |

В скобки взяты менее достоверно определенные значения спинов.

* - спин резонанса 126,8 равен 3 при условии, что спин резонанса 124,7 равен 4 3.

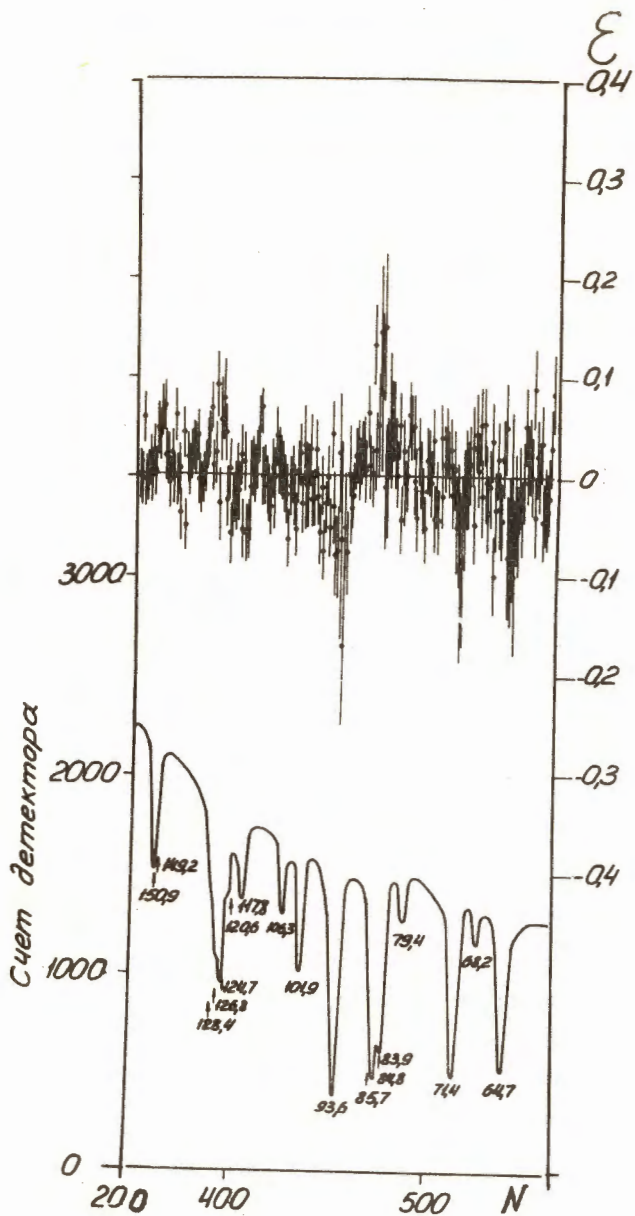


Рис. 1. Экспериментальный спектр и величина эффекта пропускания в зависимости от N -номера канала временного анализатора.