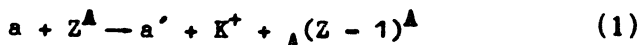


О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ
ГИПЕРЯДЕР В РЕАКЦИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
ПРОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

М. И. Козлов, А. И. Лебедев, В. Н. Фетисов

Обычный способ изучения гиперядер заключается в анализе треков заряженных частиц распада гиперядер в фотоэмульсиях /1/. В данной работе предлагается другой метод исследований гиперядер: для получения сведений о массах, спектрах возбужденных состояний и квантовых числах уровней гиперядер предлагается изучать процессы типа



с регистрацией рассеянной частицы a' и K^+ -мезона на совпадения. Для иллюстрации возможностей метода нами были оценены сечения процессов



Так как пороговые кинетические энергии T_a падающих частиц в реакциях (1) составляют несколько сотен Мэв, то для оценки сечений воспользуемся импульсным приближением и экспериментальными данными о рождении K^+ -мезонов на свободных нуклонах. При $T_p \sim 2 \div 10$ Гэв дифференциальное сечение реакции



можно приближенно описать фазовым объемом конечных частиц при постоянном матричном элементе перехода. При этом условии \hat{t} - оператор перехода для элементарного процесса (4) определяется выражением

$$\hat{t} = \left(\frac{4\pi^2 \sigma_t \sqrt{E_p^2 - m^2}}{E_p E_{p'} E_A E_K E_Z} \right)^{1/2} \exp\{i(\vec{p}_p - \vec{p}_{p'} - \vec{p}_K) \cdot \vec{r}\} \quad (5)$$

σ_t - полное сечение реакции (4), \vec{r} - радиус-вектор протона-мишени, m, \vec{p}, E - массы, импульсы и полные энергии частиц, E_Z - релятивистски-инвариантный фазовый объем в реакции (4). Используя метод вторичного квантования с учетом тождественности нуклонов [2], выразим в импульсном приближении T -оператор перехода на ядре через оператор (5) и получим сечение реакции (2) в форме

$$\frac{d^4 \sigma_j}{dE_p \cdot d\Omega_p \cdot dE_K \cdot d\Omega_K} = \frac{36 \sigma_t F_j^2(\Delta) p_K p_{p'}}{4 E_A E_Z} \delta[E_p + m(c^{12}) - E_{p'} - E_K - \sqrt{m(A B^{12}) + \Delta^2}]. \quad (6)$$

В выражении (6) $F_j(\Delta)$ - формфактор перехода $c^{12} \rightarrow A B^{12}$, зависящий от переданного ядру импульса $\vec{\Delta} = \vec{p}_p - \vec{p}_{p'} - \vec{p}_K$

$$F_j(\Delta) = e^{(\Delta r_0)^2 / 48} \int e^{i \vec{\Delta} \vec{r}_1} \psi_j(A B^{12}) \tau_p(1) \psi(c^{12}) dV. \quad (7)$$

Из формулы (6) видно, что если измерить импульсы и углы вылета вторичного протона и K^+ -мезона, то при заданной начальной энергии, пользуясь законом сохранения энергии, можно определить массу гиперядра. В матричный элемент (7) входит протонный проекционный оператор $\tau_p(1)$, действующий на изотопичес-

кую переменную частицы с номером 1. При вычислении формфакторов в изоспиновом формализме удобно формально приписать протонную изоспиновую функцию Λ -гиперону. Конкретные расчеты $F_j(\Delta)$ были проведены с осцилляторными волновыми функциями. Множитель перед интегралом (7) учитывает приближенно поправку на движение центра масс ядра в осцилляторном потенциале. Формфакторы вычислялись с обычным значением осцилляторного параметра $r_0 = \sqrt{\hbar/m\omega_0} = 1,65$ фм для трех типов переходов $|C^{12}, s^4 p^8 [44]^{11} S\rangle \rightarrow |_{\Lambda} B^{12}, s_{\Lambda}^4 p^7 [43]^{22} P\rangle$, $|C^{12}\rangle \rightarrow |_{\Lambda} B^{12}, s_{\Lambda}^3 p^8\rangle$, $|C^{12}\rangle \rightarrow |_{\Lambda} B^{12}, s^4 p^7 p_{\Lambda}\rangle$. Первый переход отвечает образованию гиперядра в основном или слабо возбужденных состояниях, во втором переходе гиперядро оказывается сильно возбужденным, так как оно имеет дырку в s -оболочке нуклонного кора и, наконец, в третьем типе перехода Λ -гиперон возбуждается из s - в p -оболочку. Соответствующие этим трем типам возбуждений формфакторы имеют вид

$$F_1^2 = \frac{x^2}{18} \exp\left(-\frac{11}{24} x^2\right), F_2^2 = \frac{1}{6} \exp\left(-\frac{11}{24} x^2\right),$$

$$F_3^2 = \frac{1}{3} \left(1 - \frac{x^2}{3} + \frac{x^4}{12}\right) \exp\left(-\frac{11}{24} x^2\right), x = \Delta r_0. \quad (8)$$

Из формул (8) видно, что для получения максимального сечения необходимо кинематически обеспечить малые Δ . Минимум Δ достигается в случае вылета протона и K^+ -мезона вперед при значениях R_p' и R_K , приведенных в таблице 1 для пяти значений T_p налетающих частиц. В этой же таблице даны R_3 , Δ , F_j^2 и проинтегрированное по E_K сечение (6). Для всех T_p величина σ_t была принята равной $3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2 / 3$.

Мы рассмотрели также возможность образования

гиперядер в бинарном процессе $p + C^{12} \rightarrow K^+ + \Lambda C^{13}$. В этой реакции передаваемый ядру импульс q значительно больше Δ_{\min} для трехчастичной реакции (2); например, при $T = 3$ Гэв, $q_{\min} = 5,6$ фм⁻¹. Поэтому

Формфакторы переходов F_j^2 и соответствующие дифференциальные сечения $S_j = d^3\sigma_j/dE_p \cdot dQ_p \cdot dQ_K$ генерации гиперядер

Таблица 1

T_p , Гэв	Δ , фм ⁻¹	P_p' , Гэв	P_K' , Гэв	R_3 , Гэв ²	$F_1^2(\Delta)$	$F_2^2(\Delta)$
2,0	2,17	1,455	0,9	0,06	$1,85 \cdot 10^{-3}$	$0,42 \cdot 10^{-3}$
3,0	1,77	2,48	1,0	0,586	$0,96 \cdot 10^{-2}$	$0,34 \cdot 10^{-2}$
5,0	1,43	3,58	2,02	2,64	$0,24 \cdot 10^{-1}$	$0,13 \cdot 10^{-1}$
10,0	1,17	6,8	3,78	10,31	$0,37 \cdot 10^{-1}$	$0,3 \cdot 10^{-1}$
20,0	1,04	13,5	7,21	29,362	$0,42 \cdot 10^{-1}$	$0,43 \cdot 10^{-1}$

$F_3^2(\Delta)$	S_1	S_2	S_3
	см ² /Мэв.стерад ²		
$0,91 \cdot 10^{-2}$	$1,52 \cdot 10^{-33}$	$0,35 \cdot 10^{-33}$	$0,75 \cdot 10^{-32}$
$0,28 \cdot 10^{-1}$	$1,57 \cdot 10^{-33}$	$0,55 \cdot 10^{-33}$	$4,68 \cdot 10^{-33}$
$0,44 \cdot 10^{-1}$	$2,57 \cdot 10^{-33}$	$1,4 \cdot 10^{-33}$	$4,76 \cdot 10^{-33}$
$0,55 \cdot 10^{-1}$	$3,71 \cdot 10^{-33}$	$2,96 \cdot 10^{-33}$	$5,47 \cdot 10^{-33}$
$0,64 \cdot 10^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-33}$	$4,45 \cdot 10^{-33}$	$6,6 \cdot 10^{-33}$

сечение бинарной реакции $\frac{d\sigma}{dQ_K}(\theta_K = 0^\circ)$ в диапазоне $T_p \sim 2 \div 20$ Гэв существенно меньше сечения трехчастичной реакции и при $q = q_{\min}$ составляет $\sim 10^{-36}$ см²/стерад.

Сечение электророждения гиперядер рассчитывалось в однофотонном приближении при малом q_μ^2 (q_μ - 4-импульс виртуального фотона) по формуле /4/

$$\frac{d^3\sigma_{\text{эл}}}{dE_e \cdot d\Omega_e \cdot d\Omega_K} = \frac{1}{137 \cdot 2\pi^2} \frac{p_e \cdot |\hat{q}|}{p_e \cdot q_\mu^2} \frac{d\sigma_\phi}{d\Omega_K} \quad (9)$$

В этом выражении \vec{p}_e , \vec{p}_e' - начальный и конечный лабораторные импульсы электронов, $\hat{q} = \vec{p}_e - \vec{p}_e'$, $d\sigma_\phi/d\Omega_K$ - сечение фоторождения K^+ -мезона в системе центра масс K -мезон - гиперядро. Сечение фоторождения K^+ -мезонов в реакции $Li^7(\gamma, K^+) {}_A\text{He}^7$ с образованием гиперядра ${}_A\text{He}^7$ в основном состоянии ${}_A\text{He}^7, s_A s^4 p^2 [2] {}^3S, J = 1/2 >$ вычислялось в импульсном приближении с осцилляторными ядерными функциями при начальной энергии $E_e = 1,3$ Гэв, конечной энергии $E_e' = 0,1$ Гэв, угле вылета рассеянного электрона $\theta_e = 5^\circ$ для минимального переданного импульса в системе центра масс фотон - ядро $|\vec{p}_\gamma - \vec{p}_K| = 1,48$ фм⁻¹. Сечение (9) получилось равным 10^{-36} см²/Мэв. стер². Такого же порядка получается величина сечения и при $\theta_e = 45^\circ$.

Величины приведенных сечений указывают на реальность постановки экспериментов по исследованию свойств гиперядер предложенным методом.

Поступила в редакцию
4 августа 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. Pniewski. Hypernuclei, Lectures at International School of Elementary Particle Physics, Herceg Novi, 1969 (Yugoslavia).
2. R. H. Dalitz. Nuclear Interactions of the Hyperons (Oxford University Press, 1965).
3. J. D. Hansen, D. R. O. Morrison, N. Tovey, E. Fla-

- minio. Compilation of cross - sections proton induced reactions, preprint, CERN - HERA, 70 - 2, 1970.
4. K. Berkelmann. Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, v. I, Hamburg, June 8 - 12, 1965, p.299.