

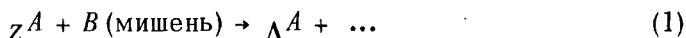
## ОБРАЗОВАНИЕ БЫСТРЫХ ГИПЕРЯДЕР ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ С ЯДРАМИ

*Л. П. Кантарь, А. И. Титов*

Проведен расчет сечений образования релятивистских гиперядер в пучках высокоэнергетических тяжелых ионов при их столкновении с ядрами мишеней. Полученные величины сечений указывают на возможность прямых экспериментов по обнаружению и исследованию основных свойств гиперядер с помощью имеющихся быстродействующих стримерных камер.

До настоящего времени исследование свойств гиперядер проводится с помощью косвенных фотоэмульсионных методов, путем анализа продуктов распада медленных гиперядер [1]. С появлением пучков релятивистских тяжелых ионов впервые появилась принципиальная возможность непосредственного наблюдения релятивистских гиперядер, образующихся при столкновении налетающих ионов с ядрами. В качестве детекторов здесь могут служить имеющиеся быстродействующие стримерные камеры в режиме регистрации быстрых ядер [2]. Эта методика позволит прямым образом исследовать как основные свойства гиперядер, так и механизмы их образования.

В данной работе проводится расчет сечений образования гиперядер в реакции

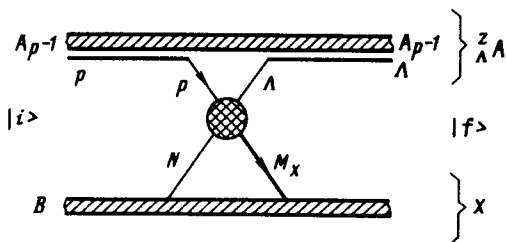


в зависимости от энергии ионов и типов возможных переходов. Детальный анализ других реакций будет дан в отдельной статье.

Реакции типа (1) носят периферический характер [3], т. е. в процессе столкновения участвуют один или несколько нуклонов в каждом из сталкивающихся релятивистских ядер. Это приводит к тому, что скорость вторичного  $\Lambda^A$  ядра незначительно отличается от скорости ядер пучка, а сам процесс можно представить в виде диаграммы на рисунке. Будем считать, что гипероны образуются в результате однократного столкновения нуклона иона с нуклоном ядра-мишени и захватывается на один из уровней иона. Характерный передаваемый импульс в реакциях (1)  $q \sim 0,2 - 0,4$  ГэВ/с — много меньше начального, поэтому при теоретическом рассмотрении можно использовать представление прицельного параметра [4]. Тогда, сечение процесса, после суммирования по нерегистрируемым конечным состояниям ядра мишени, записывается в виде

$$\sigma = \int db \sigma(b) = \int db dq_{||} \left\langle \psi_T^0 \left| \left\langle \psi_p^f \left| \Gamma(b, s_p, s_T, q_{||}) \right| \psi_p^0 \right\rangle \right|^2 \right| \psi_T^0 \rangle, \quad (2)$$

где  $s_p, s_T$  — проекции радиусов, векторов иона и ядра в плоскости изменения прицельного параметра  $b$ ,  $\Gamma$  — профилирующая функция системы,  $\psi_p^o, \psi_p^f$  — волновые функции начального и конечного состояния иона и ядра мишени. Функции  $\psi_p^j$  запишем в виде суперпозиции функций кора и одночастичных функций частиц до и после столкновения  $\phi_p^i$  (протон) и  $\phi_\Lambda^f$  ( $\Lambda$  — частица) соответственно.



Переходя от профиль-функции системы  $\Gamma$  к профиль-функциям отдельных частиц и используя технику глауберского формализма находим:

$$\sigma(b) = \int db C_{if}(b) P_m^{A_T - 1}(b). \quad (3)$$

Величина  $P_m(b)$  равна

$$P_m(b) = \int \rho_T(s) \exp[\sigma_{NN}^{tot} \rho_m(b-s)] ds, \quad (4)$$

где  $\sigma_{NN}^{tot}$  — полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия,  $\rho_T(s)$  — одночастичная плотность ядра мишени,  $\rho_m(s)$  — плотность кора.  $P_m(b)$  характеризует вероятность того, что в процессе столкновения ядерный кор не изменит своего состояния. С уменьшением  $b$   $P_m(b)$  сильно убывает. Величина  $C_{if}(b)$  дается выражением

$$C_{if}(b) \approx Z_T \rho_T(b) \int \frac{d\sigma(pN \rightarrow \Lambda + X)}{dM_X dt} \left| F_{if}(q(M_X, t)) \right|^2 dM_X dt, \quad (5)$$

где  $\frac{d\sigma}{dM_X dt}$  — инвариантное сечение инклюзивного рождения  $\Lambda$ -частицы в  $pN$ -столкновениях

$$F_{if}(q) = \int \phi_\Lambda^{*f}(r) \phi_p^i(r) e^{-iqr} dr$$

— формфактор перехода из нуклонного состояния  $|i\rangle$  в гиперонное  $|f\rangle$ . Из (4) и (5) следует, что основной вклад в сечение дает область больших  $b \sim R_T + R_i$ . Сечение также зависит от поведения формфактора  $F_{if}(q)$  при относительно больших, по ядерным масштабам, пере-

дачах импульса  $q$ . Все это требует тщательности в выборе волновых функций  $\phi_{p,\Lambda}^{i,f}$ , поскольку вычисляемые величины очень чувствительны к их поведению на границе ядра.

В качестве примера рассмотрен процесс  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}_{\Lambda}\text{B} + \dots$ , где протон с уровня  $S_{1/2}$  или  $P_{3/2}$  переходит в  $\Lambda$ -гиперон на уровень  $S_{1/2}$  либо  $P_{3/2}$ . Одночастичные волновые функции находились путем решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона – Вудса:

$$V_{\Lambda}(r) = -V_{0\Lambda}(r) \left/ \left[ 1 - \exp\left(-\frac{r - R_{\Lambda}}{d}\right) \right] \right.,$$

$V_{0\Lambda} = 30$  МэВ,  $R_{\Lambda} = 1,08 A^{1/3} \Phi$ ,  $d = 0,5 \Phi$ , параметры которого согласуются с данными работ [5] и правильно воспроизводят энергию связи  $\epsilon \approx -12$  МэВ  $\Lambda$ -частицы в ядре  $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ :  $\epsilon(S_{1/2}) = -11$  МэВ,  $\epsilon(P_{3/2}) = -0,4$  МэВ. Результаты расчетов приведены в таблице.

$E_0$ ГэВ/нуклон	$\sigma(A + B \rightarrow \Lambda A' + \dots)$ , мкбн				
	$S_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$	$S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$	$P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$	$P_{3/2} \rightarrow P_{3/2}$	$\Sigma \sigma_i$
2,1	$4,0 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
3,8	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-2}$
5	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$
18	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$7,1 \cdot 10^{-1}$

Видно, что 1) с увеличением кинетической энергии налетающего иона от  $E_0 = 2,1$  ГэВ/нуклон до  $E_0 = 3,8$  ГэВ/нуклон сечение быстро растет, но при дальнейшем увеличении энергии скорость роста убывает, т. е. существенного увеличения сечения с увеличением начальной энергии при  $E_0 = 5$  ГэВ/нуклон нет; 2) в области энергий  $E_0 = 3 - 5$  ГэВ/нуклон сечения достаточно велики, поэтому вполне эффективное исследование гиперядер может быть начато уже сейчас на пучке тяжелых ионов в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ; 3) наши результаты коррелируют с расчетами работы [6] по образованию медленных гиперядер в  $pA$ -столкновениях. Однако в силу кинематических особенностей сечения реакций  $AB \rightarrow \Lambda A'$  в несколько раз выше сечений образования медленных гиперядер в реакциях  $pA \rightarrow \Lambda A'$ .

Авторы благодарят В.К.Лукиянова за постоянное внимание к работе и Р.А.Эрамжяна за полезные обсуждения этой проблемы.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
6 февраля 1979 г.

### Литература

- [1] Н.И.Колесников, С.М.Черников. ЯФ, 23, 960, 1976; В.Рох. Rep. Prog. Phys., 39, 823, 1976.

- [2] А.У.Абдурахимов и др. ОИЯИ, В-10692, 1977.
- [3] В.К.Лукьянов, Ю.А.Панебратцев, А.И.Титов. Письма в ЖЭТФ, 22, 427, 1975.
- [4] А.Г.Ситенко. ЭЧАЯ, 4, 346, 1973.
- [5] Praksh, Soel S.P. Nuovo Cim., 51A, 340, 1967; B.Bhoumik, T.Chand, V.Chogra. Nuovo Cim., 52A, 1375, 1967.
- [6] М.И.Козлов, А.И.Лебедев, В.Н.Фетисов. Краткие сообщения по физике. ФИ АН СССР; №11, стр. 45, 1971.
-