

ПОДПОРОГОВОЕ РОЖДЕНИЕ K^+ МЕЗОНОВ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ В ДИАПАЗОНЕ 800 ÷ 1000 МэВ НА ЯДРАХ Ве, С, Сu, Sn, Pb

Н.К.Абросимов, В.А.Волченков, А.Б.Гриднев,
В.А.Елисеев, Е.М.Иванов, В.П.Коптев, С.П.Круглов,
Ю.А.Малов, С.М.Микиртычянци, Г.А.Рябов, Г.В.Щербаков

Впервые приводятся экспериментальные данные по полным сечениям образования K^+ -мезонов при взаимодействии протонов с энергиями $T_p = 800 \div 1000$ МэВ с ядрами Ве, С, Сu, Sn, Pb. Данные сравниваются с предсказаниями различных моделей.

Одним из способов получения информации как о высокоимпульсной компоненте внутриядерного движения нуклонов, так и о короткодействующих многонуклонных корреляциях в ядерной материи может являться исследование реакций подпорогового образования частиц (антипротонов, P -мезонов, K -мезонов) во взаимодействиях протонов с ядрами при энергиях налетающих протонов, значительно меньших порога реакций в свободных нуклон-нуклонных взаимодействиях. Основное преимущество реакций с образованием K^+ -мезонов состоит в том, что низкоэнергетические K^+ -мезоны слабо взаимодействуют с ядерной средой.

Метод измерений был уже описан нами ранее в работах ¹⁻³. Он состоит в следующем. Протонный пучок попадает в мезонообразующую мишень, где происходит рождение и остановка K^+ -мезонов. Размеры мишеней выбраны таким образом, чтобы обеспечить остановку всех K^+ -мезонов с энергией $T_K \leq 70$ МэВ, образовавшихся в центре мишени. Интенсивность протонного пучка синхротронного ЛИЯФ распределена во времени периодически в виде коротких микробанчей длительностью 5 нс с периодом 75 нс. Следовательно, рождение и остановка K^+ -мезонов происходят в дискретные моменты времени с периодом 75 нс, а распад остановившихся в мишени K^+ -мезонов частично происходит между протонными микробанчами. Моноэнергетические μ^+ -мезоны ($P = 236$ МэВ/с) из $K \rightarrow \mu\nu$ распада отбираются с помощью магнитного спектрометра ($\Delta P/P = 5\%$; $\theta = 60^\circ$) и детектируются во временном окне 40 нс в промежутке между микробанчами, где фон μ^+ -мезонов от $\pi \rightarrow \mu\nu$ распада не превышает $1 \div 5\%$ от эффекта. Нормировка осуществлялась по выходу Π^+ -мезонов, сечения образования которых известны ⁴.

Систематическая ошибка в измерении абсолютных значений полных сечений не превышает 20%. Результаты измерений приведены на рисунках 1, 2, где указаны только статистические ошибки.

Особенность рождения K^+ -мезонов при энергии протонов менее 1000 МэВ состоит в том, что если процесс происходит в единичном акте взаимодействия налетающего протона с одним или группой коррелированных ядерных нуклонов, то в этих реакциях необходимы либо большой по ядерным масштабам импульс ядерного нуклона, либо взаимодействие должно происходить с группой из более чем в три нуклона (рис. 2).

Сечение подпорогового рождения K^+ -мезонов в рамках подхода однократного взаимодействия с нуклонами ядра (или с группой ядерных нуклонов) можно вычислить по формуле:

$$\sigma^{tot} = N_{эфф} W_{nN} \int_P^\infty \sigma_{pN \rightarrow K} \rho_n(P_{nN}; \epsilon) d^3 P_{nN},$$

где $\sigma_{pN \rightarrow K}$ — полное сечение образования K^+ -мезонов в pN -взаимодействиях. Его поведение вблизи порога на основании экспериментальных данных ¹⁰ можно определить как: $\sigma_{pN \rightarrow K} = 26 \cdot 10^{-30} (S - S_0)^2$, см².

Отличие большинства моделей друг от друга состоит в выборе конкретного вида спектральной функции ρ_n , в учете кинематики процесса (S, S_0), в способе определения вероятности образования группы нуклонов в сверхплотном состоянии в ядре (W_{nN}) и в учете эффективного числа ядерных нуклонов $N_{эфф}$. Если положить $n = 1$, то $W_{1N} = 1$, а $N_{эфф}$ может быть вычислено в рамках модели Глаубера ($N_{эфф} = 66; 44; 28; 7,3; 6,3$ для ядер ²⁰⁸Pb, ¹¹⁹Sn, ⁶⁴Cu, ¹²C, ⁹Be, соответственно, при энергии $T_p = 1000$ МэВ).

Без учета короткодействующих корреляций ρ_1 может быть вычислена в рамках модели Хартри – Фока с эффективными силами Скирма. Полученное таким образом импульсное распределение при больших импульсах ведет себя как $\rho_1(P) \sim \exp(-2\pi aP)$, где a – пространственная диффузность края ядра. Рассчитанная таким способом спектральная функция позволяет удовлетворительно описать энергетическую зависимость полных сечений. Однако, абсолютная величина расчетных сечений получается в 1000 раз меньше экспериментальных значений. Корректный учет короткодействующих корреляций в рамках модели Хартри – Фока крайне сложен без введения дополнительных свободных параметров.

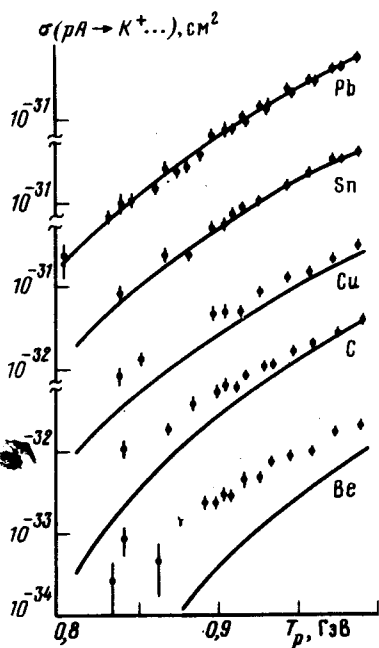


Рис. 1

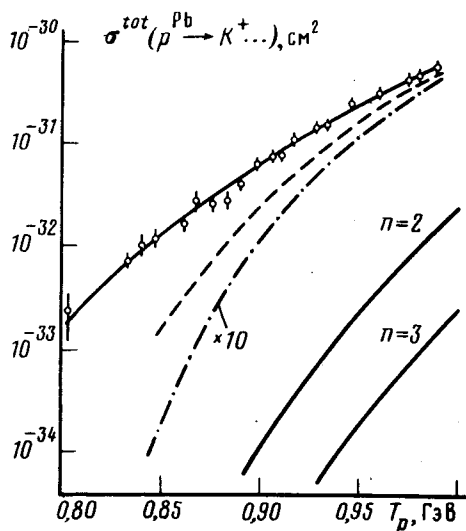


Рис. 3

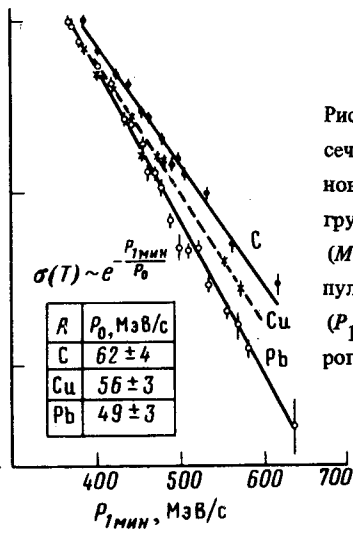
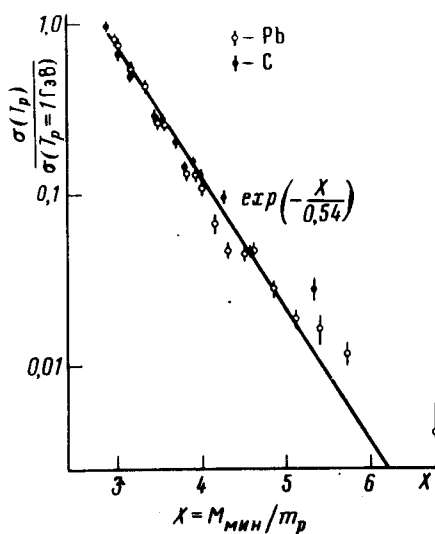


Рис. 2

Рис. 2. Зависимости полных сечений образования K^+ -мезонов от минимальной массы группы ядерных нуклонов (M_{\min}) и минимального импульса ядерного нуклона ($P_{1 \min}$), соответствующих порогу реакции

Рис. 1. Энергетическая зависимость полных сечений образования K^+ -мезонов в сравнении с расчетами по модели среднего поля

Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов по моделям: среднего поля (сплошная линия) ⁶; флуктуонной ($n = 2$; $n = 3$) ¹⁰; цветных струн (штриховая линия) ¹¹; спектаторной (штрих-пунктир) ⁵

Достаточно простой учет короткодействующих корреляций был предложен в работе ⁵. Расчет по этой модели приведен на рис. 3. Рассматриваемая модель не дает хорошего согласия с экспериментом ни по энергетической зависимости, ни по абсолютной величине сечений. Причина, по-видимому, в том, что авторы работы ⁵ наиболее корректно учли влияние только двух- и трехнуклонных неподвижных корреляций, вклад от которых в рассматриваемом здесь случае равен нулю.

В рамках модели среднего поля ⁶ была рассмотрена феноменологическая эффективная спектральная функция в виде размытой ферми-ступеньки:

$$\rho(P) = \rho_0 / \{1 + \exp [(P - P_F)/P_D]\}.$$

Значение ρ_0 получено из условия нормировки $\int_0^{\infty} \rho d^3P = 1$; $P_D = 1/(2\pi a)$; P_F и a взяты из работ ⁷⁻⁹. Сравнение результатов расчетов с использованием эффективной спектральной функции с экспериментальными данными приведено на рис. 1. Расчеты выполнены без каких-либо дополнительных нормировок. Тем не менее, наблюдается достаточно хорошее количественное описание экспериментальных данных. Отличие наблюдается лишь для легких ядер.

Учет сверхплотных состояний может быть осуществлен в рамках флуктонной модели ¹⁰ или модели цветных струн ¹¹. Расчет в рамках модели цветных струн без учета движения ядерных нуклонов для октетной трубки (рис. 3) не описывает энергетического поведения полных сечений. Следующий шаг, предлагаемый авторами работы ¹¹, учет импульсного движения групп нуклонов в ядрах может значительно улучшить описание энергетической зависимости сечений, но при этом возникает трудность в получении абсолютных значений сечений, так как модель не предсказывает величины вкладов отдельных трубок, включающих разное количество нуклонов.

Вероятность образования сверхплотной группы (W_{nN}) может быть определена в рамках флуктонной модели ¹⁰. Эти вероятности настолько малы ($W_{4N} \sim 10^{-5}$), что вычисленные в рамках флуктонной модели сечения оказываются значительно ниже экспериментальных (рис. 3; $n = 2; 3$).

Литература

1. Абросимов Н.К. и др. Препринт ЛИЯФ-704, Ленинград, 1981.
2. Абросимов Н.К. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 211.
3. Абросимов Н.К. и др. Препринт ЛИЯФ-1146, Ленинград, 1985.
4. Абаев В.В. и др. Препринт ЛИЯФ-1009, Ленинград, 1984.
5. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys. Reports, 1981, 76, 215.
6. Frankel S. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 1338.
7. Moniz E.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1971, 26, 445.
8. Алхазов Г.Д. и др. ЯФ, 1977, 26, 673.
9. Алхазов Г.Д. и др. Препринт ЛИЯФ-434, Ленинград, 1978.
10. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, 815.
11. Копелиович Б.З., Нидермайер Ф. Труды симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях", Ленинград, 1984, 554.