

С 313a

Г- 935

10/X-69

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4661



К.К.Гудима, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев

КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

P2 - 4661

8060/2 up

К.К.Гудима, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев

КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

В в е д е н и е

К настоящему времени накопилось достаточно большое количество экспериментальных данных по фотоядерным реакциям при высоких энергиях ($T_\gamma > 100$ Мэв), но систематического теоретического исследования этих данных не проводилось в отличие от данных по ядерным взаимодействиям высокоэнергетических π -мезонов, нуклонов и дейтронов, где с помощью каскадной модели удалось успешно объяснить большой круг явлений/1/.

Как известно, характер фотоядерного взаимодействия определяется длиной волны γ -кванта, λ . При энергии γ -квантов $T_\gamma \approx (10 + 40)$ Мэв λ составляет величину $(20 + 5) \cdot 10^{-13}$ см, что сравнимо с размерами ядра, и основным процессом является взаимодействие с дипольным моментом ядра, как целого. Выше этой области (области "гигантского резонанса") и вплоть до порога рождения π -мезонов определяющим становится механизм поглощения γ -кванта нейтрон-протонной парой. Вблизи порога мезообразования ($T_\gamma \approx 150$ Мэв) λ уже сравнима с размерами нуклона. Локализация области взаимодействия высокоэнергетического γ -кванта позволяет надеяться, что в этом случае могут оказаться полезными те же самые представления о механизме ядерной реакции, что и, например, при анализе столкновений высокоэнергетических нуклонов с ядрами.

В данной работе модель внутриядерного каскада в сочетании со статистической теорией испускания частиц возбужденным ядром применяется к исследованию неупругих взаимодействий с ядрами γ -квантов высокой энергии.

$\gamma + A \rightarrow p + n$

УЧОМБ

Модель и метод расчёта

Рассматривая область энергий выше гигантского резонанса, мы приняли во внимание процессы фоторождения мезонов и поглощения γ -квантов квазидейтонной парой нуклонов^{x/}. Относительная вероятность этих процессов и "свободный" пробег γ -кванта в ядре определяются соответствующими сечениями взаимодействия.

Для случая поглощения γ -кванта использовано отнесенное к одному ядерному нуклону сечение фотоядерной реакции σ_A , рассчитанное по квазидейтонной модели^{3/}

$$\sigma_A = k \frac{Z(A-Z)}{A} \sigma_D.$$

Здесь σ_D - сечение фоторасщепления дейтона, которое берется из опыта^{4/}; A и Z - числа нуклонов и протонов в ядре. Значение константы принято равным 10 в соответствии с результатами последних экспериментальных работ^{5/}.

В качестве сечений взаимодействия γ -кванта с внутриядерным нуклоном взяты известные из опыта сечения элементарных γ -N столкновений^{6-10/} xx/. В этих же работах указаны сечения парциальных каналов

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 \quad (1) \quad \gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^- \quad (3)$$

$$\rightarrow p + \pi^+ \quad (2) \quad \rightarrow p + \pi^0 + \pi^0 \quad (4)$$

$$\rightarrow p + \pi^+ + \pi^0 \quad (5)$$

^{x/} Комpton-эффектом на внутриядерном нуклоне мы пренебрегали, поскольку его сечение мало по отношению к сечениям других процессов^{2/}.

^{xx/} Указаны лишь основные работы; см. также цитируемую там литературу. Сделанное замечание относится также и к другим ссылкам, в которых указаны экспериментальные характеристики для элементарных столкновений, используемые в данном расчёте.

которое полагалось равным сечению $\pi^+ p$ - рассеяния. Для определения угла вылета изобары в с.ц.м. использовались соответствующие экспериментальные данные/7,8,14/; предполагалась изотропия распада изобары в ее собственной системе.

Расчет кинематики оставшихся трехчастичных каналов осуществлялся по статистической модели. Полные энергии двух частиц находились из распределения (в с.ц.м.)

$$\frac{dW}{dE_1 dE_2} \sim \frac{E_1 E_2}{E} (E - E_1 - E_2),$$

а третьей - из закона сохранения энергии. Закон сохранения импульса учтен точно той же методикой, что и при моделировании неупругих столкновений в каскадных расчетах/12/.

Итак, взаимодействие γ -кванта с внутриядерными нуклонами приводит к образованию двух или трех быстрых частиц. В дальнейшем эти частицы могут или просто вылететь из ядра, или поглотиться им, или, если их энергия достаточна, инициировать свой внутриядерный каскад. Все эти возможные процессы приняты во внимание. Прослеживание "истории" первичных γ -квантов и всех последующих частиц осуществлялось с помощью метода Монте Карло. В вычислениях учтена диффузность плотности ядра и ядерного потенциала. Остальные детали расчета и значения используемых параметров точно те же, что и при расчете каскадов, инициируемых нуклонами и π -мезонами/1,12/.

Для каждого возбужденного ядра-остатка, образованного в результате каскадной стадии взаимодействия γ -кванта с ядром, в рамках статистической модели рассчитан процесс снятия возбуждения. Расчет этой "испарительной" стадии выполнен также методом Монте Карло/15/.

Следует отметить, что поскольку в эксперименте обычно имеют дело не с монохроматическим излучением, а со спектром γ -квантов, то и в данной работе энергия первичного фотона выбиралась из спектра тормозного излучения в области $0,05 \leq T_\gamma \leq 1,2$ Гэв.

Сравнение с экспериментом

Для сравнения результатов модели с опытом выбраны фотоэмульсионные данные, поскольку в настоящее время они являются наиболее детальными и позволяют проследить поведение характеристик фотоядерных расщеплений в широком интервале энергий. Кроме того, в опытах с ядерной эмульсией обычно удается исключить события со значениями T_{γ} из области гигантского резонанса, где наша модель неприменима. Расчёты выполнены для средне-тяжелого ядра ^{100}Ru и для ядра ^{50}Ti , соответствующего среднему ядру эмульсии Ilford G-5 без учёта водорода.

На рис. 1 представлена зависимость числа неупругих фотон-ядерных взаимодействий для событий с числом заряженных частиц $n_{\pm} \geq 2$ и $n_{\pm} \geq 3$ от максимальной энергии в спектре первичных γ -квантов T_{γ}^m . На опыте в качестве такой характеристики приводится сечение неупругого взаимодействия на эквивалентный γ -квант на нуклон ядра, σ_Q , умноженное на среднее массовое число ядер фотоэмульсии 49,6. Принято считать, что величина $\sigma'_Q = 49,6 \sigma_Q$ дает сечение неупругого взаимодействия на эквивалентный фотон на среднее ядро фотоэмульсии /16/. Из сравнения теоретических кривых, рассчитанных для ядер ^{100}Ru и ^{50}Ti , видна приближенность часто используемого предположения о линейной зависимости сечения σ'_Q от массового числа A . Это обстоятельство указывает, что необходимо соблюдать известную степень осторожности при сопоставлении экспериментальных данных, полученных для различных ядер.

Из рис. 1 видно также, что при больших значениях T_{γ}^m экспериментальные точки лучше согласуются с результатами вычислений для ядра ^{100}Ru , где вклад от многолучевых звезд больше. Возможно, что отчасти это является следствием пренебрежения процессами фоторождения трех и более π -мезонов. Расхождение в области малых энергий связано, по видимому, с трудностями экспериментальной идентификации малолучевых звезд, что приводит к потере некоторой части таких событий.

Если интересоваться лишь относительным выходом в звездах, то в этом случае достаточно хорошее согласие наблюдается даже для распределений по числу заряженных частиц (см. рис. 2). Следует отметить,

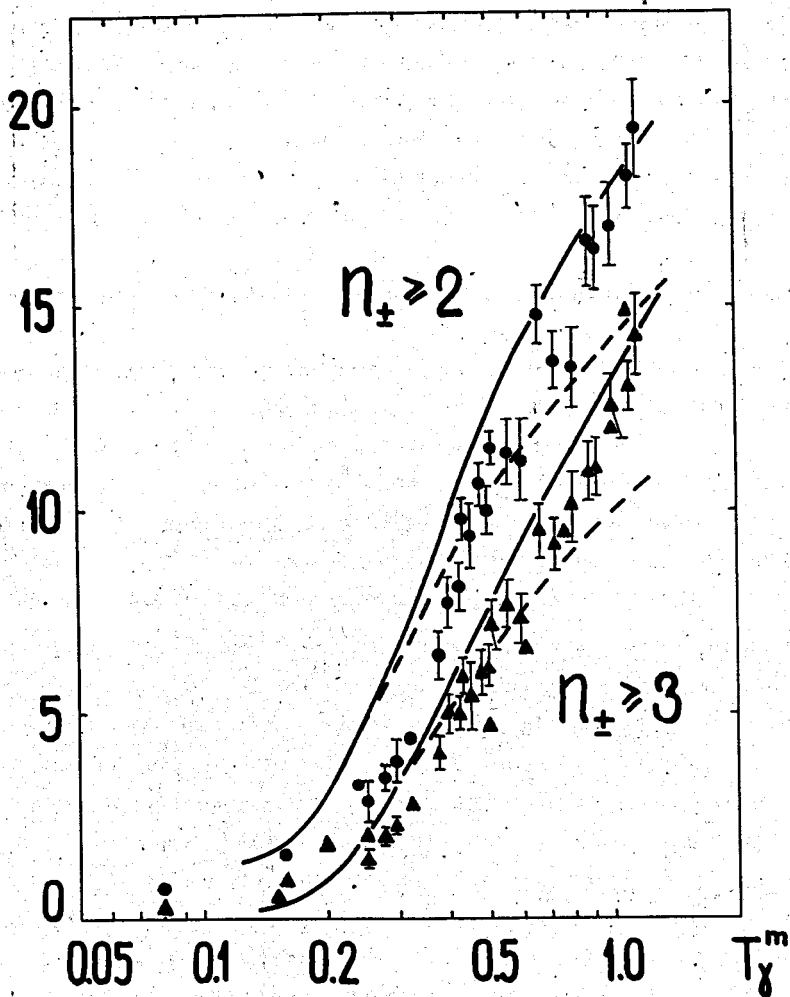


Рис. 1. Зависимость сечения σ_Q для событий с $n_\pm \geq 2$ и $n_\pm \geq 3$ от значения максимальной энергии T_γ^m в спектре γ -квантов (в мб на эквивалентный γ -квант на среднее ядро фотоэмульсии; T_γ^m - в Мэв). Сплошные и пунктирные кривые - расчет для ядер ^{100}Ru и ^{50}Ti , соответственно. Кружками и треугольниками нанесены экспериментальные данные из работ/16-18/.

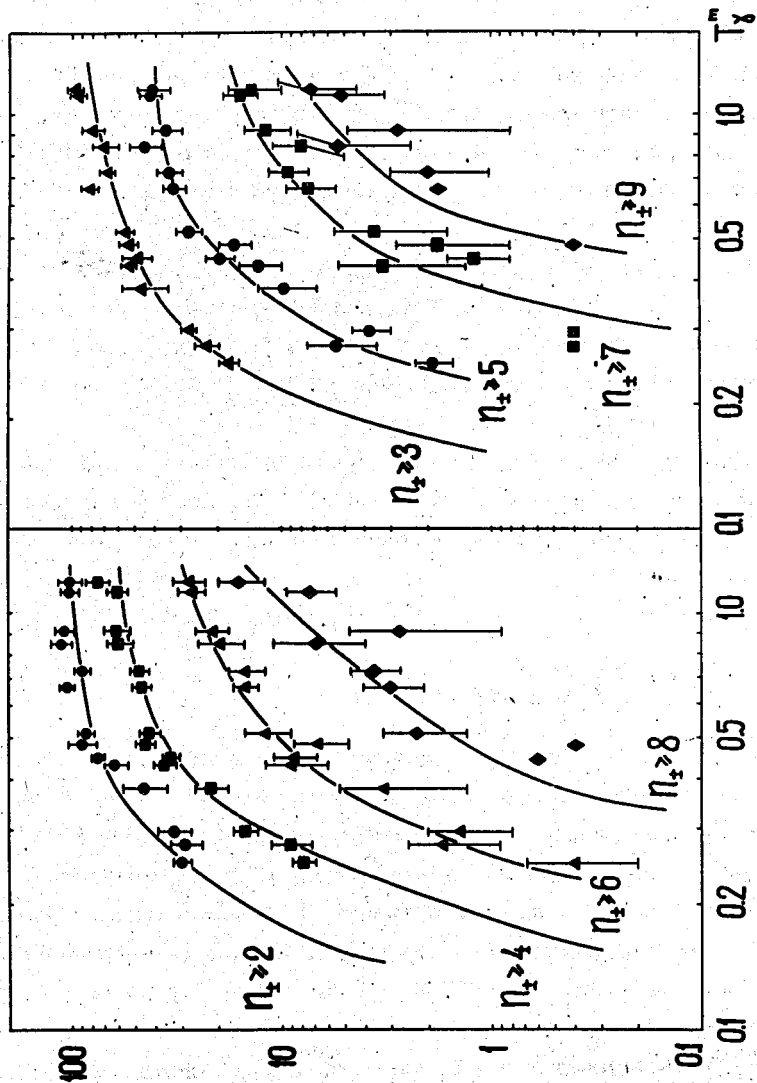


Рис. 2. Зависимость выхода звезд с числом заряженных частиц n_{\pm} , большим заданного в фотоэмульсии, облученной тормозными γ -квантами с максимальной энергией T_m (в относительных единицах, T_m - в Гэв). Кривые - результаты расчета для $\beta_0 \Gamma_1$, экспериментальные точки взяты из работ/16-18/.

что появление звезд с данным числом лучей связано с достижением определенной "пороговой" энергии.

Энергетические и угловые характеристики протонов из фотозвезд изучены лишь при трех значениях максимальной энергии γ -квантов $T_{\gamma}^m = 150, 300$ и 1150 Мэв. Однако выбор этих значений оказался удачным. Действительно, значение $T_{\gamma}^m = 150$ Мэв позволяет проверить механизм квазидейтонного поглощения; при $T_{\gamma}^m = 1150$ определяющим уже является процесс фоторождения π -мезонов, а измерение при $T_{\gamma}^m = 300$ Мэв дает возможность судить о конкуренции этих двух механизмов поглощения γ -квантов.

На рис. 3 и 4 приведены угловые распределения вторичных протонов из звезд с $n_{\perp} \geq 2$. В согласии с опытом находятся угловые распределения как частиц низких энергий, так и высокоэнергетических частиц, происхождение которых связано только с каскадной стадией ядерного взаимодействия.

Энергетические спектры вторичных протонов также оказываются очень близкими к измеренным на опыте (см. рис. 5), хотя - как например, при $T_{\gamma}^m = 1150$ Мэв - выход протонов в спектре изменяется более, чем на два порядка.

З а к л ю ч е н и е

Таким образом, результаты расчётов по каскадной модели фотоядерных реакций находятся в хорошем согласии со всей совокупностью имеющихся экспериментальных данных в области энергий $T_{\gamma} = 50 + 1200$ Мэв. Это оправдывает предположение об определяющей роли в рассматриваемой энергетической области квазидейтонного и мезонного механизмов поглощения γ -квантов. Дальнейшие экспериментальные исследования в этой области весьма желательны. В частности, можно ожидать, что как и для случая нуклон- и π -мезон-ядерных столкновений очень чувствительной характеристикой окажется корреляция среднего числа медленных заряженных частиц и релятивистских частиц в звезде^{/1/}.

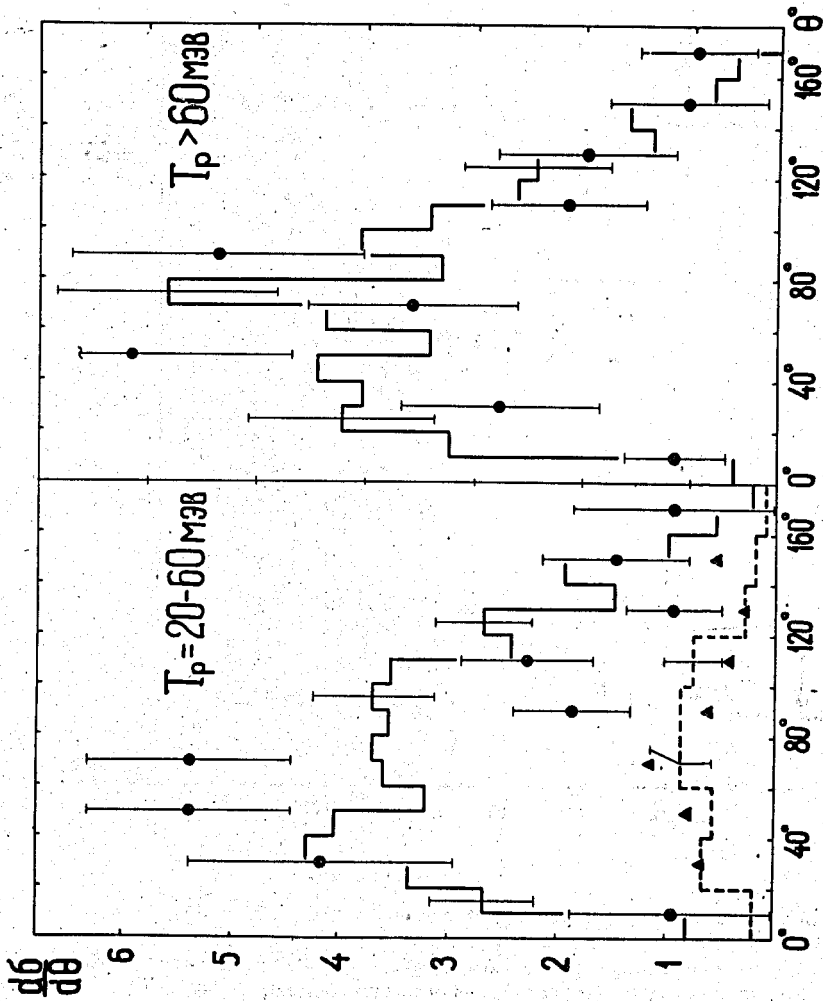


Рис. 3. Угловые распределения вторичных протонов с энергиями $T_p = 20 - 60$ Мэв и $T_p > 60$ Мэв из звезд с $\mu_{\pm} \geq 2$, образованных u -квантами в фотоэмиссии (в произвольных единицах). Сплошной гистограммой нанесены результаты расчёта для $T_u = 300$ Мэв, пунктир - то же для $T_u^m = 150$ Мэв. Экспериментальные данные - из работы [17].

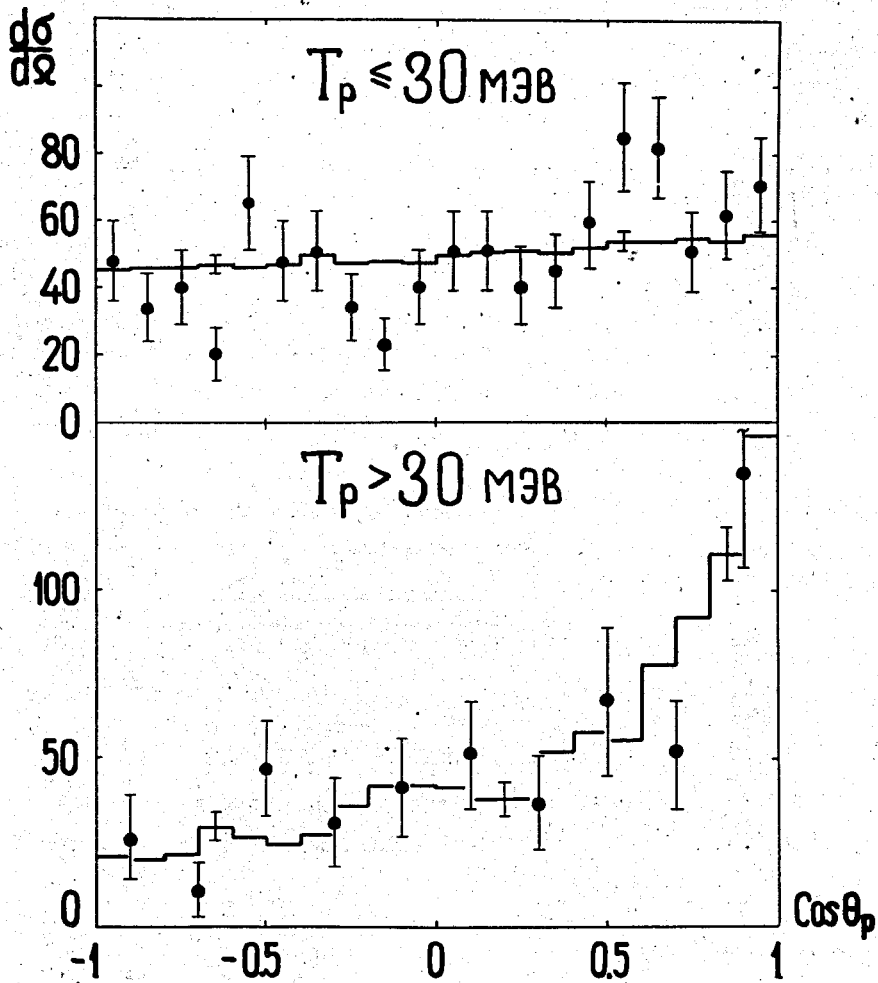


Рис. 4. Угловые распределения протонов из звезд с $n_{\pm} \geq 2$, образованных при облучении эмульсии γ -квантами с энергией $T_{\gamma}^m = 1150 \text{ МэВ}$ (в произвольных единицах). Гистограмма - расчёт для ядра ^{100}Ru ; кружками нанесены результаты экспериментальной работы/16/.

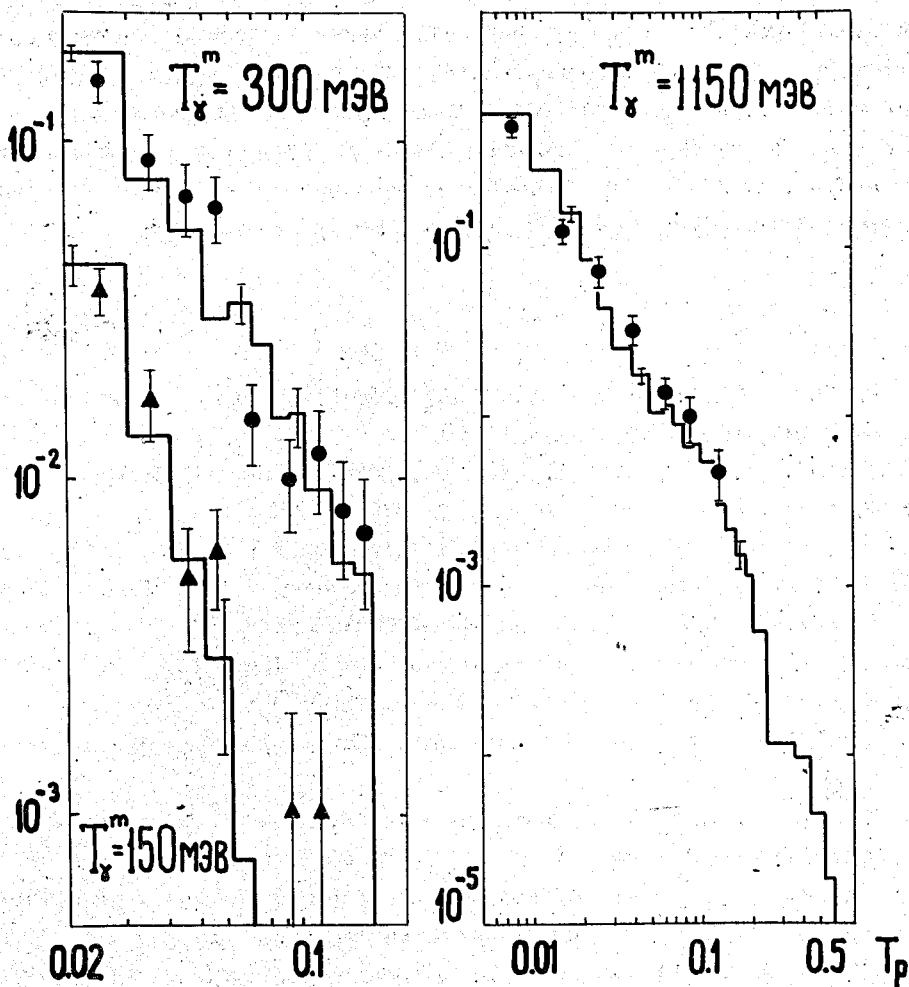


Рис. 5. Энергетический спектр фотопротонов из звезд с $n_{\pm} \geq 2$, образованных в ядерной эмульсии (в произвольных единицах, T_p - в Гэв). Гистограммы - расчёт для ядра ^{100}Ru , экспериментальные точки взяты из работ/16-17/.

Интересная возможность содержится в сопоставлении результатов теории и эксперимента для области тяжелых атомных ядер. С одной стороны, это позволит еще раз проверить данную модель и получить представление о процессе фотоделения ядер. С другой стороны — результаты каскадной теории и, в частности, такие величины как массовые и зарядовые числа, энергии возбуждения, скорости делящихся ядер и т.п. оказываются необходимыми при обработке результатов измерения некоторых характеристик. Исследования в этом направлении ведутся.

Л и т е р а т у р а

1. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-4313, P2-4336, P2-4402, Дубна, 1969.
2. П.С.Баранов, В.А.Кузнецов и др. ЯФ, 3, 108 3 (1965).
3. J.S.Levinger. Phys. Rev., 84, 43 (1951).
4. R.Ching, C.Schaerf. Phys. Rev., 141, 1320 (1966).
5. J.Garvey, B.H.Patrick et al., Nucl. Phys., 70, 241 (1965);
I.L.Smith, J.Garvey et al. Nucl. Phys., B1, 483 (1967).
6. H.G.Hilbert, H.Schnackers et al. Phys. Lett., B27, 474 (1968).
7. E.Lohrman. "Proceeding 1967 International Symposium on Electron and Proton Interactions at High Energies", p.199, Stanford, 1967.
8. J.V.Allaby, H.L.Lynch, D.M.Ritson. Phys. Rev., 142, 887 (1966);
M.G.Hanser. Phys. Rev., 160, 1215 (1967).
9. J.T.Beale, S.D.Ecklund, R.L.Walker. Report. CTSL-42, Pasadena, 1966; S.D.Ecklund, R.L.Walker. Phys. Rev., 159, 1195 (1967);
C.Betourne, J.C.Bizot et al. Phys. Lett., 24B, 590 (1967).
10. Cambridge Bubble Chamber Group. Phys. Rev., 155, 1477 (1967);
C.Ward, B.Kenton, C.York. Phys. Rev., 159, 1176 (1968).

11. A.Dannachie, P.J.O'Donnel. *Nucl. Phys.*, 53, 128 (1964);
 J.Buon, V.Gracco et al. *Phys. Lett.*, 26B, 595 (1968);
 K.H.Kissler, R.Kose et al. "International Symposium on Electron
 and Photon Interactions at High Energies", p.280, Hamburg,
 1965; M.Braunschweig, D.Husmann et al. *Phys. Lett.*, 22, 705
 (1966); C.Bacci, G.Penso et al. *Phys. Rev.*, 159, 1124 (1967).
12. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Препринты ОИЯИ Р2-4065;
 Р2-4066, Дубна, 1968.
13. S.J.Lindenbaum, R.M.Sterheimer. *Phys. Rev.*, 105, 1874 (1957).
14. L.Fiore, G.Gialanella et al. *Nuovo Cim.*, 56A, 1099 (1958).
15. В.Д.Тонеев. ЛТФ ОИЯИ Б1-2740, 1968.
16. C.E.Roos, V.Z.Peterson. *Phys. Rev.*, 124, 1610 (1961).
17. S.Kikuchi. *Phys. Rev.*, 86, 41 (1951).
18. R.D.Miller. *Phys. Rev.*, 82, 260 (1951); E.P.George. *Proc. Phys.
 Soc.*, A69, 110 (1956); C.Castagnoli, M.Muchik et al. *Nuovo Cim.*,
16, 683 (1960);
 В.М.Борина, В.В.Малеев, В.А.Филимонов. *Изв. ВУЗ, физика*, 10, 125
 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

13 августа 1969 года.