

26/11-42

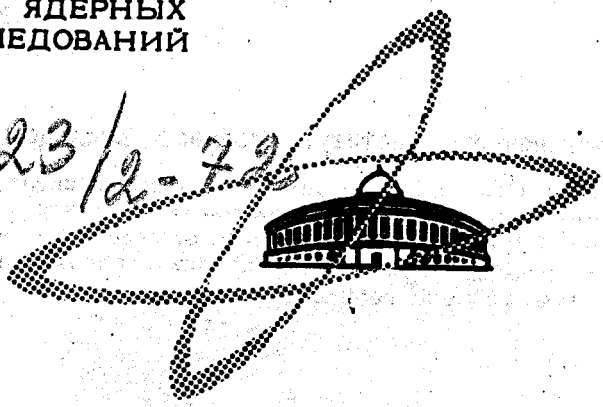
Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

2123/2-72

P2 - 6395



В.С.Барашенков, С.М.Елисеев

АНАЛИЗ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ  
ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ В ОБЛАСТИ  
ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

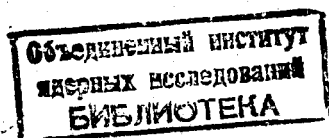
1972

P2 - 6395

В.С.Барашенков, С.М.Елисеев

АНАЛИЗ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ  
ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ В ОБЛАСТИ  
ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Направлено в ЯФ*



В работах /1-4/ было показано, что при энергиях  $T \gg 10$  Гэв общепринятая модель внутриядерных каскадов приводит к резкому противоречию с опытом, которое может быть устранено путем учета многочастичных взаимодействий внутри ядра <sup>x/</sup>. Относительный вклад таких взаимодействий, определенный из сравнения результатов каскадных расчетов с экспериментом, был весьма значительным уже при энергиях порядка нескольких десятков Гэв /2/. Однако новые экспериментальные данные, полученные в космических лучах и в опытах на ускорителе с энергией 70 Гэв в Серпухове, значительно уточнили наши представления как о взаимодействиях частиц, так и о столкновениях частиц с ядрами при очень высоких энергиях. Внутри же самой каскадно-испарительной модели в последние годы был достигнут существенный прогресс, связанный с учетом изменений свойств ядра-мишени в процессе развития внутриядерного каскада /5-7/. В этих условиях выводы работ /1-4/ можно рассматривать лишь как ориентировочные. Все это побудило нас еще раз вернуться к вопросу о применимости каскадно-испарительной модели и вкладе многочастичных взаимодействий при энергиях  $T \gg 10$  Гэв, что и является целью данной статьи.

---

<sup>x/</sup> Здесь и везде далее  $T$  - кинетическая энергия первичной частицы в лабораторной системе координат.

Для того, чтобы возможно более точно выделить пункты, в которых каскадно-испарительная модель без учета многочастичных взаимодействий расходится с опытом, расчеты выполнялись по тем же программам, что и в области ускорительных энергий  $T < 30$  Гэв, где результаты вычислений хорошо согласуются с экспериментом <sup>/7/</sup>; в частности, принималось во внимание уменьшение плотности числа нуклонов в ядре-мишени <sup>/6/</sup>. Весьма существенное отличие заключалось в способе расчета высокоэнергетических  $\pi - N$  и  $N - N$  - столкновений внутри ядра. В области  $T > 30$  Гэв учитывалась лидирующая частица, энергия которой разыгрывалась по экспериментальному распределению коэффициента неупругости  $W(k)$ . Для определения энергий других вторичных частиц из неупругих  $\pi - N$  и  $N - N$  -столкновений использовались полиномиальные аппроксимации известных экспериментальных распределений, при этом учитывалась зависимость этих распределений от угла вылета частиц, и в каждом акте  $\pi - N$  и  $N - N$  -взаимодействий точно удовлетворялись законы сохранения энергии-импульса <sup>/8/</sup>. Расчетные характеристики неупругих  $\pi - N$  и  $N - N$  -столкновений хорошо согласуются с опытом, во всей области энергий вплоть до нескольких тысяч Гэв.

Поскольку множественность образования антибарионов в высокоэнергетических  $\pi - N$  и  $N - N$ -столкновениях известна сейчас очень плохо (для  $\pi - N$  столкновений она, по-видимому, составляет  $\leq 5\%$ , а для  $N - N$  столкновений  $\leq 10\%$  от всех вторичных частиц), аннигиляционные процессы мы не рассматривали.

Для расчета упругих взаимодействий частиц внутри ядра при  $T < 30$  Гэв использовались полиномиальные аппроксимации из работы <sup>/8/</sup>. При больших энергиях угол рассеяния разыгрывался по дифференциальному сечению  $d\sigma / dt = A e^{-\beta(T)/t}$  с коэффициентами  $A$  и  $\beta$  из

работ /9/. Поскольку рассеяние происходит на очень малые углы, дальнейшая детализация углового распределения рассеянных частиц практически не увеличивает точности расчетов.

Как видно из рис. 1 и 2, где сравниваются расчетные и экспериментальные значения средней множественности частиц из фотоэмульсионных звезд  $x^1$ , более точное моделирование неупругих  $\pi - N$  и  $N - N$  взаимодействий и учет уменьшения внутриядерной плотности под действием лавины каскадных частиц, позволяет получить согласие с опытом в области энергий вплоть до  $T \approx 100$  Гэв  $xx^1$ . Это относится также к распределению множественности рождающихся частиц и к их корреляциям (см. таблицу 1 и рис. 3,4). Существенное расхождение отмечается только для ливневых частиц в звездах с  $n_n = 0,1$ . Причина этого расхождения заключается в том, что наблюдаемые события наряду с пион-ядерными взаимодействиями содержат значительный вклад  $\pi - N$  столкновений, где множественность ливневых частиц  $\langle n \rangle \approx 10$  /8/. Если учесть эти столкновения, то расчетная величина  $W_n$  для  $n = 0,1$  совпадает с экспериментальной.

Заметные расхождения, которые трудно устранить путем варьирования параметров, описывающих неупругие  $\pi - N$  и  $N - N$  столкновения (если не выходить за пределы, допустимые современными экспериментальными данными), имеют место лишь при энергиях  $T > 150-200$  Гэв.

Из таблицы II видно, что энергия возбуждения ядра после завершения каскадной стадии процесса и число нуклонов, теряемых ядром-

---

<sup>x/</sup> Мы используем следующие обозначения:  $E_m$  - взаимодействие со средним ядром фотоэмульсии;  $LE_m$ ,  $HE_m$  - взаимодействия с группой легких и группой тяжелых ядер фотоэмульсии.

<sup>xx/</sup> Ошибки расчетных значений на рис. 1 и везде далее - чисто статистические.

мишенью, в среднем такие же, как и при  $T \approx 10$  Гэв. Это объясняет, почему число серых и черных следов на рис. 1,2 почти не зависит от энергии первичной частицы  $x/$ .

Что касается угловых характеристик вторичных частиц, то теория и опыт здесь достаточно хорошо согласуются (см. рис. 5 и 6). Не-плохое согласие имеется и в области больших энергий. Однако этому согласию нельзя придавать слишком серьезного значения, так как, например, расхождения с экспериментальными данными для ливневых частиц в значительной степени могут маскироваться лоренцевским сжатием углов при переходе к лабораторной системе координат. Более показательным было бы сравнение экспериментальных и теоретических угловых распределений в системе центра масс налетающей частицы и ядра-мишени. К сожалению, таких экспериментальных данных еще не имеется.

На рис. 7 сравниваются расчетные и экспериментальные средние поперечные импульсы рождающихся частиц. В области  $T < 100$  Гэв значения  $\langle P_{\perp s} \rangle$  остаются практически постоянными, при больших энергиях средний поперечный импульс  $\pi$ -мезонов остается неизменным (для взаимодействий  $p + E_m$ ), а величина  $\langle P_{\perp s} \rangle$  медленно возрастает, что обусловлено как большим вкладом лидирующей частицы, так и увеличением поперечных импульсов остальных нуклонов.

Средние поперечные импульсы частиц с серыми следами в пределах статистических ошибок не зависят от первичной энергии. На -

---

<sup>x/</sup> Если в расчете не учитывать эффекта уменьшения внутриядерной плотности, то аномально большие значения  $\Delta A$  и  $E^*$  - получают-ся уже при  $T \approx 1$  Гэв/13/; следствием этого являются очень боль-шие значения  $\langle n_g \rangle$  и  $\langle n_h \rangle$ .

пример, для столкновений  $p + E_m$  при  $T = 250$  и  $10^3$  Гэв  $\langle p_{\perp g} \rangle =$   
 $= 320$  и  $360$  Мэв/с.

Таким образом, более точное восстановление характеристик неупругих  $\pi - N$  и  $N - N$  -взаимодействий, а, главным образом, - учет уменьшения внутриядерной плотности по мере развития каскада позволяют согласовать каскадно-испарительную модель с известными сейчас экспериментальными данными при всех энергиях  $T \leq 100$  Гэв. Для согласования с опытом при больших энергиях в теорию необходимо ввести механизм, уменьшающий число рождающихся ливневых частиц. Таким механизмом могут быть многочастичные взаимодействия /2/.

Следует подчеркнуть, что из согласия расчетных данных с опытом в области  $T = 10 + 100$  Гэв еще нельзя с уверенностью заключить о том, что доля многочастичных взаимодействий здесь пренебрежимо мала, так как экспериментально в этой области изучалось всего лишь небольшое число средних величин, весьма грубо характеризующих процесс взаимодействия. Как показывают оценки, учет многочастичных взаимодействий сравнительно слабо влияет на эти характеристики при  $T = 10 + 100$  Гэв.

#### Литература

1. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov and S.M.Eliseev. Nucl. Phys., 87, 241 (1966).
2. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov and S.M.Eliseev. Nucl. Phys., B6, 11 (1968).
3. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov. Nucl.Phys., B6, 628 (1968).
4. И.З. Артыков, В.С. Барашенков. ЯФ, 11, 1070 (1970).
5. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. ЯФ, 10, 755 (1969).
6. В.С. Барашенко, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. ЯФ, 13, 743 (1971).

7. А.С. Ильинов. ОИЯИ, Б1-4-5477, Дубна, 1971.
8. G.G. Beznogikh, A. Buyak, K.I. Iovchev, L.F. Kirillov, P.K. Markov, B.A. Morozov, V.A. Nikitin, P.V. Nomokonov, M.G. Shafranov, V.A. Sviridov, Truong Bien, V.I. Zayachki, N.K. Zhidkov, L.S. Zolin, S.B. Nurushev and V.I. Solovianov. Phys.Lett., 30B, 274 (1969).  
M. Holder, E. Radermacher, A. Staude, G. Barbiellini, P. Darriulat, M. Hansroul, S. Orito, P. Palazzi, A. Santroni, P. Strolin, K. Tittel, J. Pilcher, C. Rubbia, G. DeZorzi, M. Macri, G. Sette, C. Grosso-Pilcher, A. Fainberg and G. Maderni. Phys.Lett., 35B, 355 (1971).  
U. Amaldi, R. Biancastelli, C. Bosio, G. Matthiae, J.V. Allaby, W. Bartel, G. Cocconi, A.N. Diddens, R.W. Dobinson, V. Elings, J. Litt, L.S. Rochester and A.M. Wetherell. Phys.Lett., 36B, 504 (1971).
9. В.С. Барашенков, С.М. Елисеев, С.Е. Чигринов. Сообщение ОИЯИ, P2-6022, Дубна, 1971.  
В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Acta Phys. Pol., 36, 415 (1969).
10. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. "Атомиздат", М., 1972.
11. З.В. Анзон, Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников. Письма ЖЭТФ, 14, 405 (1971).
12. Н. Далхажаяв, К.Д. Толстов, Г.С. Шабратова. Сообщение ОИЯИ, P1-5326, Дубна, 1970.
13. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. Сообщения ОИЯИ, P2-5118, Дубна, 1970.
14. А.А. Горячих, Ж.С. Такибаев, Н.С. Титова, Е.В. Шалагина. ЯФ, 13, 1267 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 апреля 1972 года.



Таблица I

Средняя множественность заряженных ливневых и медленных частиц в фотоэмульсионных звездах, образованных  $\pi^-$ -мезонами с энергией

$$T = 60 \text{ ГэВ}$$

$n_h$	$\langle n_s \rangle$		$\langle n_h \rangle$	
	Теория	Опыт/II/	Теория	Опыт/II/
0+1	$3,9 \pm 0,3$	$6,18 \pm 0,11$	$0,35 \pm 0,03$	$0,42 \pm 0,03$
2+7	$6,3 \pm 0,3$	$7,61 \pm 0,11$	$4,4 \pm 0,2$	$4,03 \pm 0,03$
$\geq 8$	$11 \pm 0,6$	$11,77 \pm 0,13$	$13,3 \pm 0,9$	$15,22 \pm 0,15$
$> 0$	$8,1 \pm 0,4$	$9,23 \pm 0,07$	$7,2 \pm 0,3$	$7,02 \pm 0,05$

Таблица П

Средняя энергия возбуждения остаточных ядер и среднее число нуклонов, теряемых ядром-мишенью в ходе каскадного процесса

Взаимод.	$T$ , Гэв	$\langle E^* \rangle$ Мэв	$\langle \Delta A \rangle$
$\gamma + LE_m$	60	30	2,0
$\gamma + E_m$	60	110	12,9
$\gamma + HE_m$	60	150	19,3
$p + E_m$	250	154	17,4
$p + E_m$	500	160	18,2
$p + E_m$	$10^3$	163	18,6

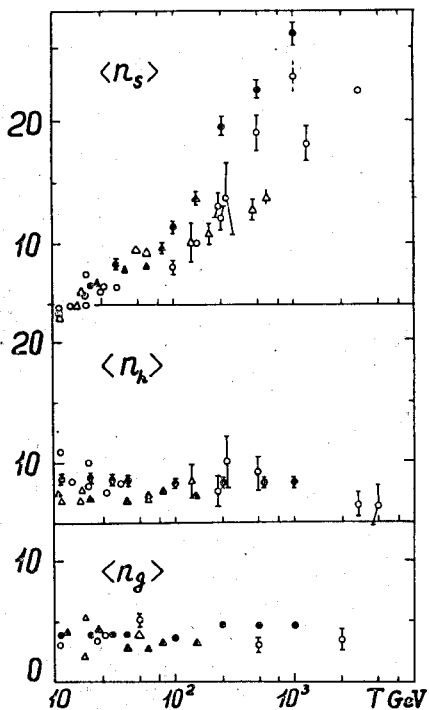


Рис. 1. Энергетическая зависимость средней множественности частиц, образующихся при неупругих взаимодействиях протонов и  $\pi$ -мезонов с фотоэмульсией.  $n_s$ ,  $n_g$  - число частиц, оставляющих тонкие и серые следы,  $n_h$  - среднее число частиц, оставляющих серые или черные следы. Кружки относятся к взаимодействиям  $p + E_m$ , треугольники - к взаимодействиям  $\pi + E_m$ . Заштрихованные значки - результат расчета, полые кружки и треугольники - экспериментальные данные [10, 11].

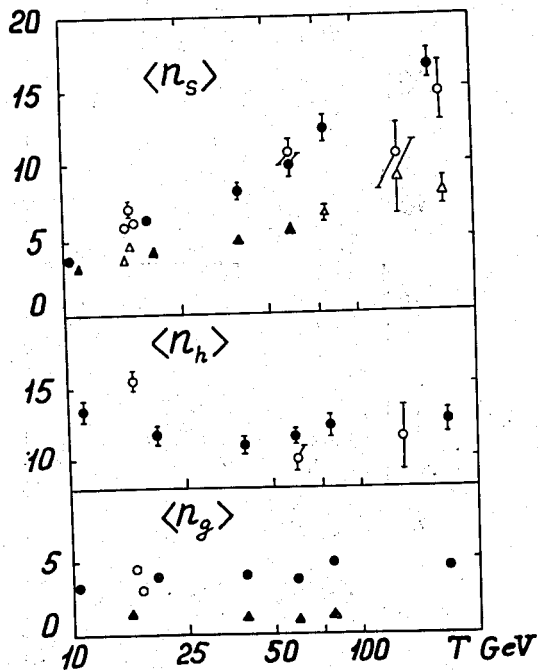


Рис. 2. Энергетическая зависимость средней множественности частиц, образующихся при неупругих взаимодействиях  $\pi^-$ -мезонов с лёгкими и тяжёлыми ядрами фотоэмульсии.  $n_s$ ,  $n_g$ ,  $n_h$  имеют тот же смысл, что и на рис. 1. Кружки и треугольники относятся соответственно к взаимодействиям  $\pi + HE_m$  и  $\pi + LE_m$ . Заштрихованные значки - теоретические данные, полые значки - эксперимент [10,12].

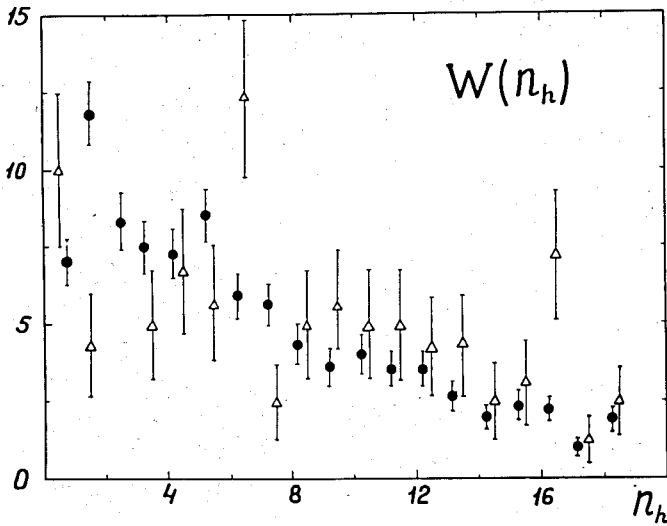


Рис. 3. Распределение числа серых и черных следов в звездах, образовавшихся при взаимодействии  $\pi$ -мезонов с энергией 60 Гэв с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Заштрихованные кружки - расчет, полые треугольники - эксперимент /12/.

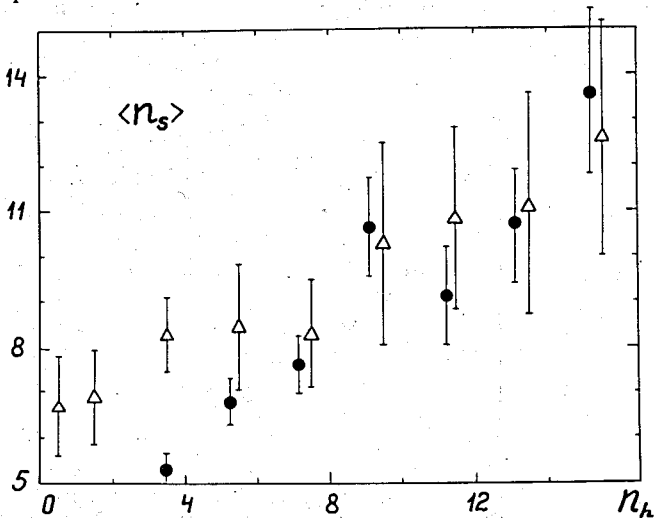


Рис. 4. Средняя множественность тонких следов в звездах с различным числом серых и черных следов, образовавшихся при неупругих столкновениях  $\pi$ -мезонов с энергией 60 Гэв с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Заштрихованные кружки - расчет, полые треугольники - эксперимент /12/.

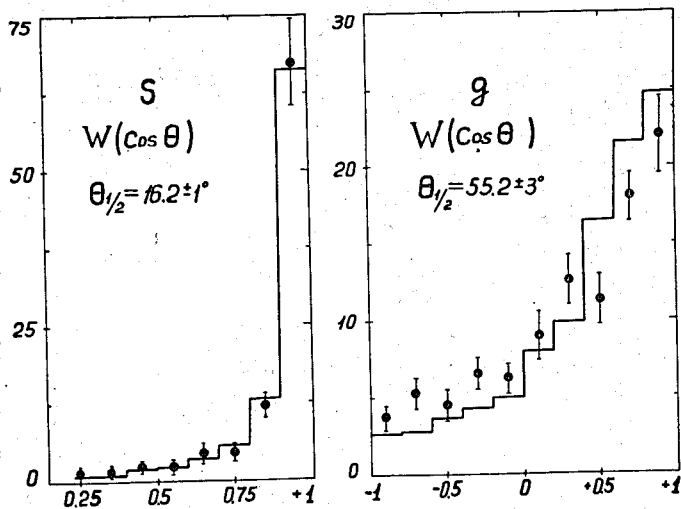


Рис. 5. Угловые распределения частиц с тонкими и серыми следами в звездах, образовавшихся при неупругих столкновениях  $\pi^-$ -мезонов с энергиями 60 Гэв с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Гистограммы - расчет, экспериментальные точки взяты из работы /14/. Указаны теоретические значения углов, в которые вылетает половина вторичных частиц.

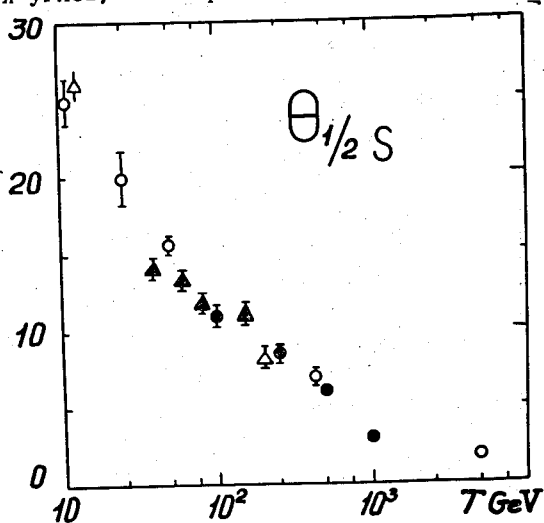


Рис. 6. Изменение с ростом энергии угла, в который вылетает половина заряженных ливневых частиц, рождающихся в неупругих столкновениях протонов и  $\pi^-$ -мезонов с ядрами фотоэмульсии ( $\theta_{1/2}$  в градусах). Все обозначения, как на рис. 1

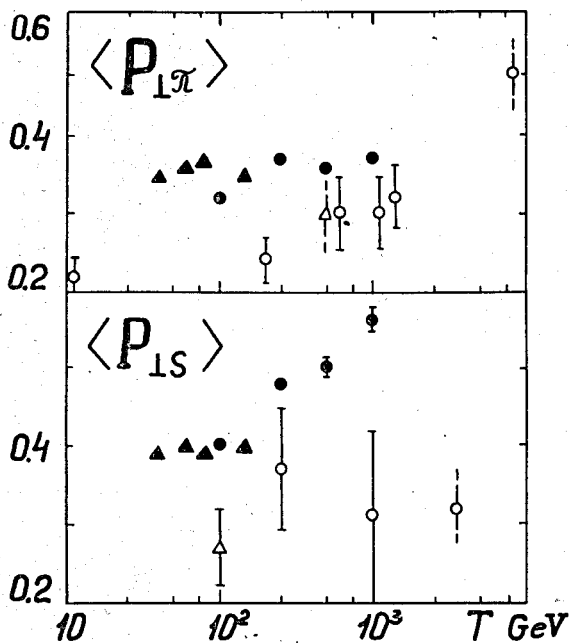


Рис. 7. Энергетическая зависимость средних поперечных импульсов  $\pi$  - мезонов и всех заряженных ливневых частиц, образующихся в неупругих столкновениях  $p + E_m$  и  $\pi + E_m$  ( $P_{\perp}$  в единицах Гэв/с). Все обозначения, как на рис. 1.