



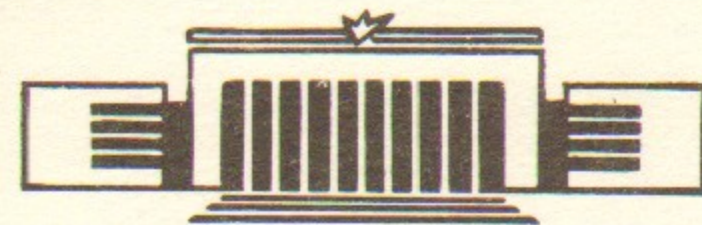
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

4

А.Д. Букин, В.П. Дружинин, В.Н. Иванченко,  
А.С. Кузьмин, М.Ю. Лельчук, В.А. Таюрский,  
Б.А. Шварц, С.И. Эйдельман,  
Х.-Й. Мёринг, Й. Ранфт, К. Хэнсен

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
АДРОНОВ С ЯДРАМИ.  
СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ПРОГРАММЕ NUCRIN  
С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

ПРЕПРИНТ 86-18



НОВОСИБИРСК

А.Д. Букин, В.П. Дружинин, В.Н. Иванченко,  
А.С. Кузьмин, М.Ю. Лельчук, В.А. Таюрский,  
Х.-Й. Мёринг\*, Й. Ранфт\*, К. Хэнсен\*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
АДРОНОВ С ЯДРАМИ.  
СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ПРОГРАММЕ NUCRIN  
С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

АННОТАЦИЯ

Обсуждается применение программы моделирования неупругих взаимодействий адронов с веществом NUCRIN для моделирования экспериментов по  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны. Приведены результаты сравнения расчетов по программе с имеющимися экспериментальными данными при энергии налетающих адронов до 1 ГэВ.

\* Лейпцигский университет им. К.Маркса, ГДР

1. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование экспериментальных условий методом Монте-Карло является сегодня неотъемлемой частью подготовки и проведения экспериментов по физике высоких энергий. Существенным компонентом такого моделирования является учет процессов, происходящих при прохождении адронов, родившихся в результате столкновения первичных частиц, через вещество детектора. Неупругое взаимодействие налетающего адрона с ядрами может привести к его поглощению, перезарядке, рождению вторичных частиц и т.д. Перечисленные процессы заметно усложняют картину события в детекторе, меняя угловые распределения наблюдаемых частиц, а также регистрируемое в различных частях детектора энерговыделение.

В Институте ядерной физики СО АН СССР создана и в течение ряда лет эксплуатируется универсальная программа для моделирования экспериментов на встречных пучках. Если в первой версии программы [1] использовалась простейшая модель неупругого взаимодействия адронов с ядрами, то повышение точности экспериментов, ведущихся на установках ВЭПП-2М и ВЭПП-4 при полной энергии пучков до 10 ГэВ, потребовало адекватного описания процессов, происходящих при взаимодействии адронов с веществом детектора. Для этой цели в новую версию универсальной программы моделирования (программа UNIMOD [2]) включена программа NUCRIN. Эта программа, созданная в группе физики высоких энергий Лейпцигского университета им. К.Маркса [3], предназначена для расчетов ядерных взаимодействий адронов:  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $n$ ,  $\bar{n}$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$  при энергии до 5 ГэВ.

— Модель NUCRIN занимает промежуточное положение между громоздкими моделями внутриядерного каскада [4] и простой моделью [5], в которой ядерный каскад в веществе разыгрывается по полуэмпирическим распределениям вторичных частиц. Отметим, что NUCRIN широко используется в Дубне и ЦЕРНе для моделирования взаимодействия адронов с ядрами при кинетической энергии адронов больше 1 ГэВ. Специфика экспериментов на встречных  $e^+e^-$  пучках, в которых регистрируются адроны низких энергий, потребовала модификации программы NUCRIN, позволившей использовать программу и при низких энергиях.

В работе [2], посвященной описанию программы UNIMOD, приведены результаты сравнения расчетов прохождения электромагнитных ливней и мюонов через вещество с экспериментальными данными, в том числе с данными, полученными на установке ВЭПП-2М на детекторе ОЛЯ [6] и нейтральном детекторе (НД) [7].

В настоящей работе приведены результаты сравнения расчетов по программе NUCRIN с имеющимися экспериментальными данными при невысоких энергиях (до 1 ГэВ). В случае  $\pi$ - и  $K$ -мезонов для этой цели можно использовать данные, полученные в экспериментах по изучению  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны на детекторах ОЛЯ и НД.

Структура работы следующая. В пп. 2, 3 описан способ параметризации сечений неупругого взаимодействия адронов с ядрами и дано краткое описание феноменологической модели неупругого взаимодействия адронов с ядрами, используемой в программе NUCRIN. В пп. 4, 5 приведены результаты сравнения расчетов по программе с данными, полученными в экспериментах на ВЭПП-2М, а в пункте 6—с данными экспериментов по рассеянию на ядрах. В заключении обсуждаются результаты проведенного сравнения.

## 2. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ НЕУПРУГИХ СЕЧЕНИЙ В ПРОГРАММЕ NUCRIN

Вероятность  $dW$  для взаимодействия адрона с ядром на пути  $dl$  (см) в веществе равна:

$$dW = \alpha \exp(-\alpha l) dl \quad (2.1)$$

где  $\alpha$ —коэффициент поглощения:

$$\alpha = \frac{\rho L \sigma_{in}^{hA}}{A} \quad (2.2)$$

$\rho$ —плотность вещества ( $\text{г/см}^3$ ),  $A$ —атомный вес вещества,  $L$ —число Авогадро,  $\sigma_{in}^{hA}$ —полное неупругое сечение адрон-ядерного взаимодействия ( $\text{см}^2$ ). Для  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $p$ ,  $n$ -ядерных сечений в программе используются экспериментальные данные, собранные в обзоре [8]. Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами меньше, чем у протонов. В программе используется соотношение [5]:

$$\sigma_{in}^{nA} = \sigma_{in}^{pA} / 1,07 \quad (2.3)$$

Для начальных каонов и антинуклонов не существует достаточного числа экспериментальных данных по взаимодействию с ядрами, поэтому для  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{n}$ -ядерных сечений используется специальная параметризация [3]. Остановимся на этом более детально.

Для вычисления неупругих сечений взаимодействия с ядрами используются полные каон- и антинуклон-нуклонные сечения  $\sigma_{tot}^{hN}$ . Зависимость сечения от атомного номера  $A$  параметризуется следующей формулой:

$$\sigma_{in}^{hA}(P_{lab}) = \beta_i A^{\alpha_i} \cdot \sigma_{tot}^{hN}(P_{lab}) \quad (2.4)$$

Параметры  $\alpha_i$  и  $\beta_i$  были подогнаны по данным [8, 10]. Они зависят только от типов начальных частиц  $i = K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{n}$  (см. табл. 1).

Таблица 1

Начальная частица	$\alpha_i$	$\beta_i$
$K^+$ , $K^0$	0,803	1,22
$K^-$ , $\bar{K}^0$	0,748	1,27
$\bar{p}$ , $\bar{n}$	0,63	0,90

При  $P_{lab} \lesssim 4$  ГэВ/с формула (2.4) согласуется с экспериментальными данными с точностью 10%.  $\sigma_{tot}^{hN}(P_{lab})$  определяется из данных по полным сечениям на протонных и нейтронных мишенях.

$$\sigma_{tot}^{hN} = 1/2 (\sigma_{tot}^{hp} + \sigma_{tot}^{hn}) \quad (2.5)$$

Для нейтральных каонов полные сечения на нуклонах получаются из  $K^\pm N$  сечений [11] с использованием изотопической симметрии:

$$\sigma_{tot}^{K^0 p} = \sigma_{tot}^{K^+ n}, \quad \sigma_{tot}^{K^0 \bar{p}} = \sigma_{tot}^{K^- n}, \quad \sigma_{tot}^{K^0 n} = \sigma_{tot}^{K^+ p}, \quad \sigma_{tot}^{K^0 \bar{n}} = \sigma_{tot}^{K^- p}$$

и

$$\alpha_{K^0} = \alpha_{K^+}, \quad \alpha_{K^0} = \alpha_{K^-}, \quad \beta_{K^0} = \beta_{K^+},$$

$$\beta_{K^0} = \begin{cases} \beta_{K^-}, & T > 1,4 \text{ ГэВ} \\ 2\beta_{K^-} / (1 + T - m_{K^-}), & T < 1,4 \text{ ГэВ} \end{cases} \quad (2.6)$$

где  $T$  — кинетическая энергия налетающего адрона в лаб. системе. Все  $\bar{n} - n$  полные сечения и соответствующие параметры  $\alpha_i, \beta_i$  предполагаются такими же, что и в случае  $\bar{p} - p$ . Сравнение  $\bar{N} - N$ -сечений с экспериментальными данными [3, 13] дано на рис. 2, в работы [3].

На рис. 1—6 данной работы приведены рассчитанные NUCRIN сечения неупругого взаимодействия адронов с ядрами C, Fe, Pb для кинетической энергии налетающего адрона  $T = 0,01 - 10$  ГэВ. Эти сечения сравниваются с данными [8].

### 3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АДРОН-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМАЯ В ПРОГРАММЕ NUCRIN

Алгоритм программы NUCRIN состоит в том, что при  $E_{lab} \lesssim 5$  ГэВ взаимодействие адрона с ядром рассматривается как суперпозиция трех процессов:

1. Одно (в основном неупругое) столкновение налетающего адрона с одним нуклоном ядра. Весьма важным, особенно при низких энергиях налетающего адрона, является учет Ферми-движения нуклонов в ядре, а также того, что после взаимодействия нуклон ядра может занимать лишь свободные уровни энергии в ядре. Мы будем называть  $E_h$  энергией адрон-нуклонного взаимодействия.
2. Внутриядерный каскадный процесс, вызываемый налетающей частицей. Полная кинетическая энергия в лабораторной системе всех излученных каскадных нуклонов в этом процессе называется каскадной энергией  $T_c$ .
3. Определенное количество энергии в ядре идет на ядерное испарение, ядерное возбуждение, вызывающее последующие  $\alpha, \beta$  и  $\gamma$ -распады, на кинетическую энергию ядра отдачи и рожденных

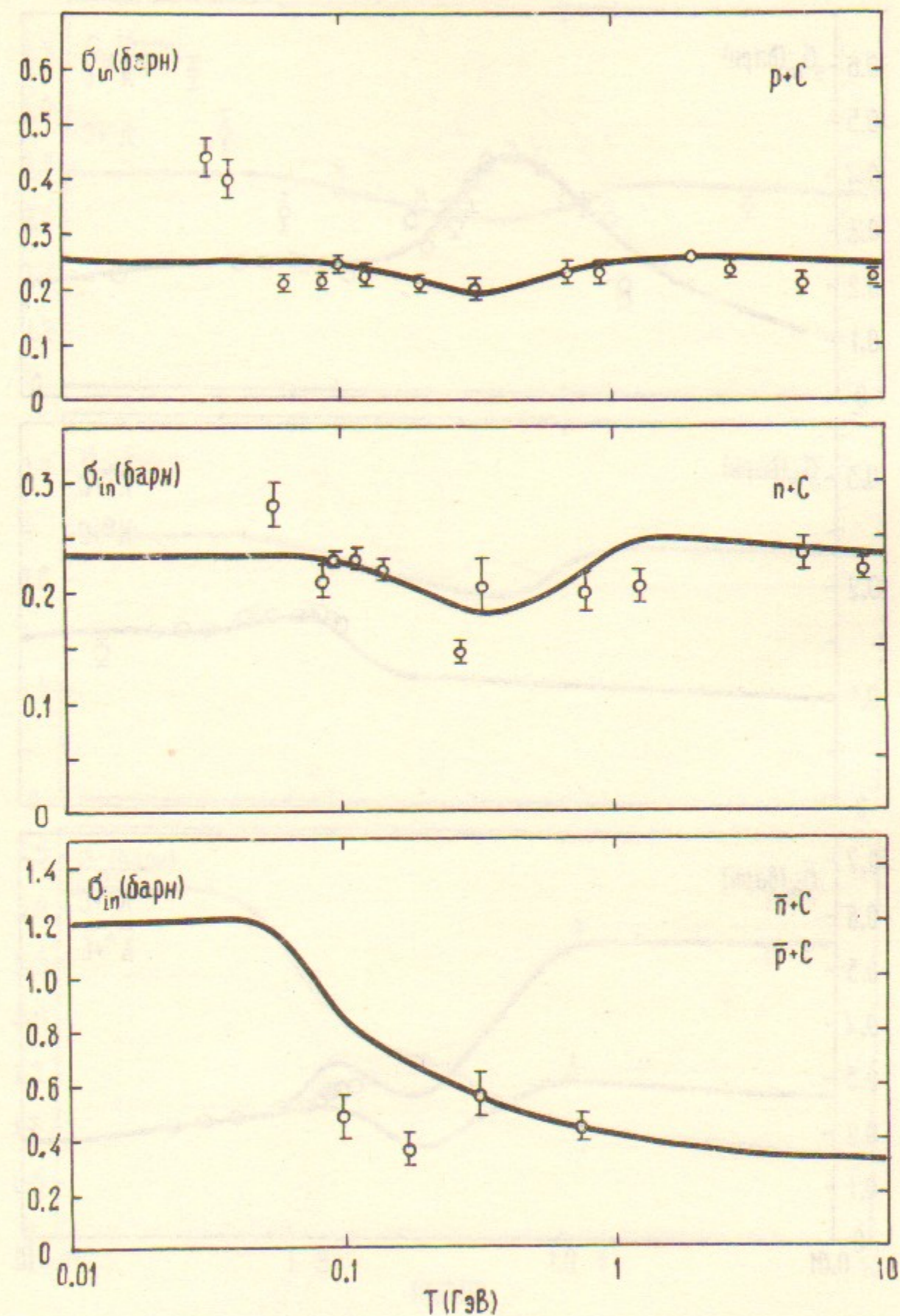


Рис. 1. Неупругие сечения  $p+C$ ;  $n+C$ ;  $\bar{p}+C$ ,  $\bar{n}+C$   $\phi$  — данные [8], — — расчет по программе NUCRIN.

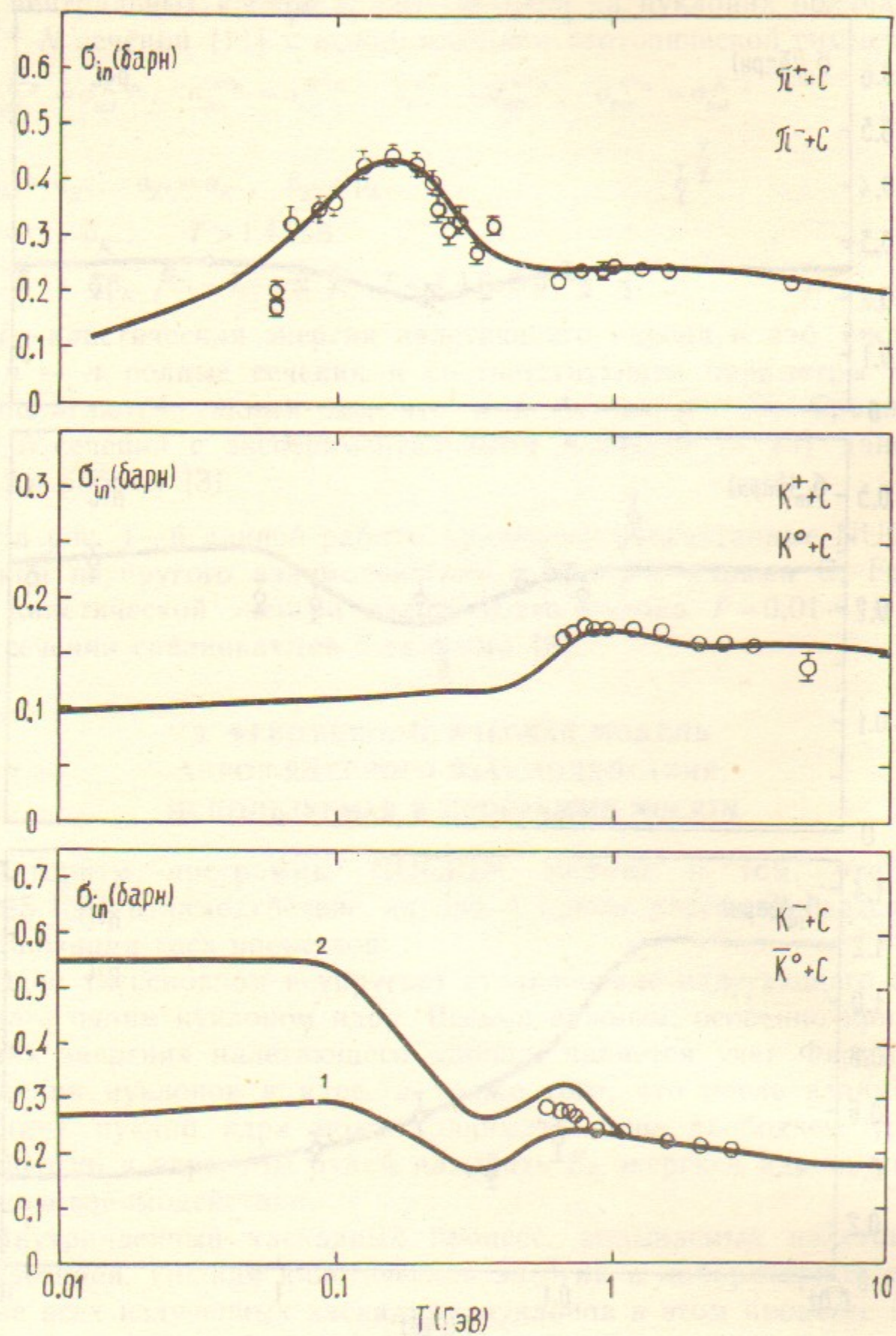


Рис. 2. Неупругие сечения  $\pi^+ + C$ ,  $\pi^- + C$ ;  $K^+ + C$ ,  $K^- + C$ ;  $K^0 + C$ ,  $\bar{K}^0 + C$ .  $\odot$  — данные [8, 106], — — расчет, 1, 2 — сечения  $\bar{K}^- + C$ ,  $\bar{K}^0 + C$ , соответственно.

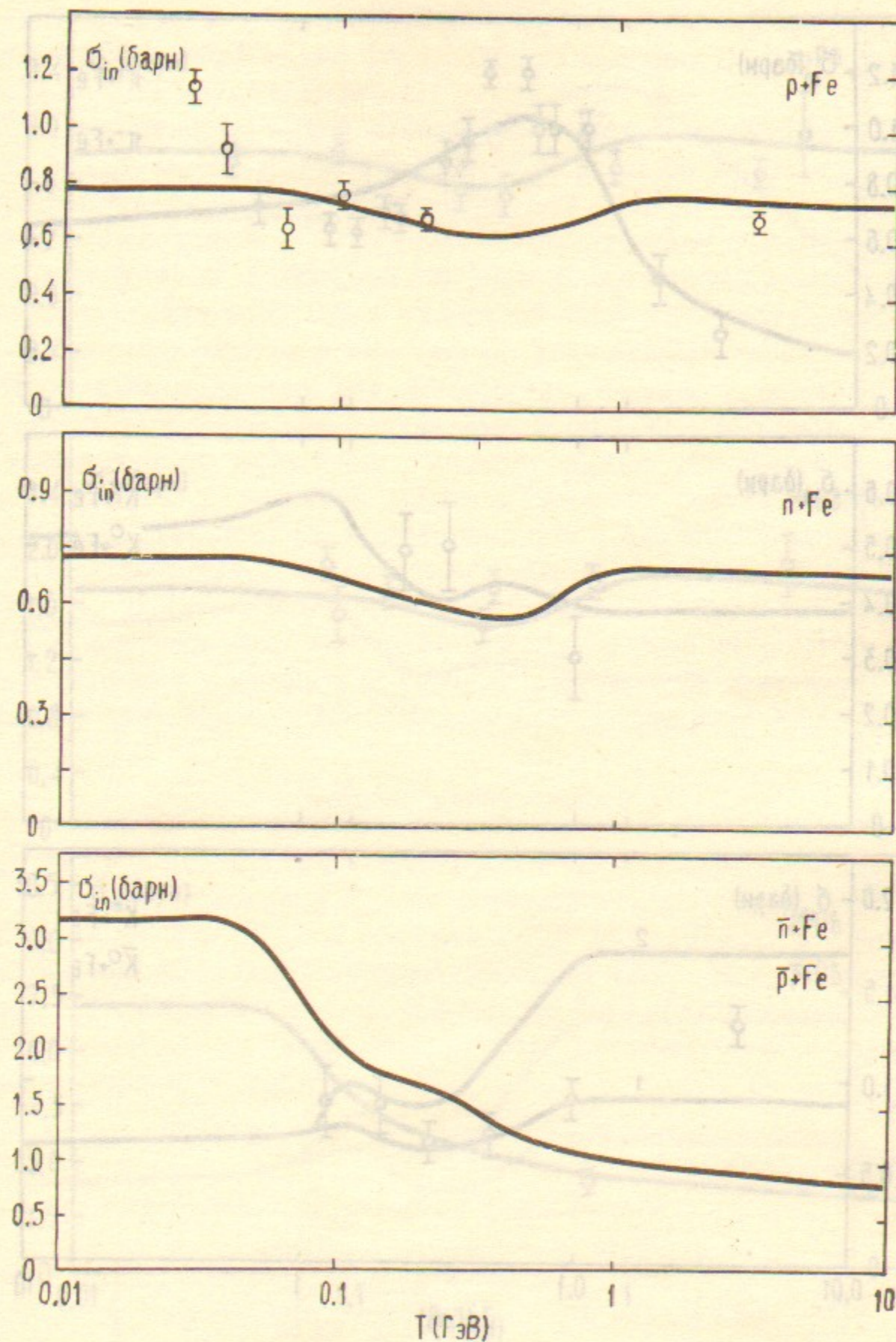


Рис. 3. Неупругие сечения  $\rho + Fe$ ;  $n + Fe$ ;  $\bar{p} + Fe$ ,  $\bar{n} + Fe$ .  $\odot$  — данные [8], — — расчет.

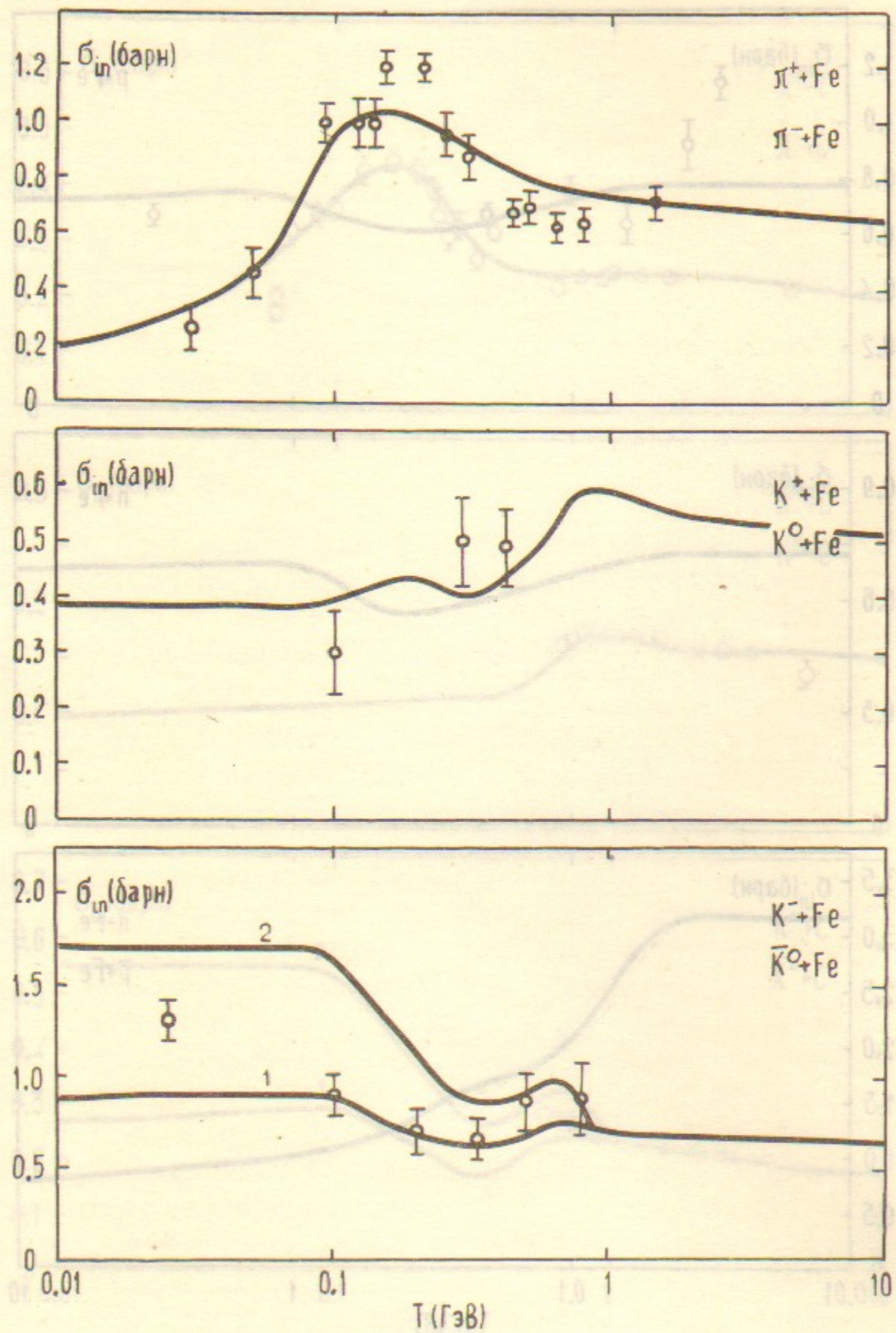


Рис. 4. Неупругие сечения  $\pi^+ + \text{Fe}$ ,  $\pi^- + \text{Fe}$ ;  $K^+ + \text{Fe}$ ,  $K^- + \text{Fe}$ ;  $K^0 + \text{Fe}$ ,  $\bar{K}^0 + \text{Fe}$ .  $\circ$ —данные [8], — расчет, 1, 2—сечения  $K^- + \text{Fe}$ ,  $\bar{K}^0 + \text{Fe}$ , соответственно.

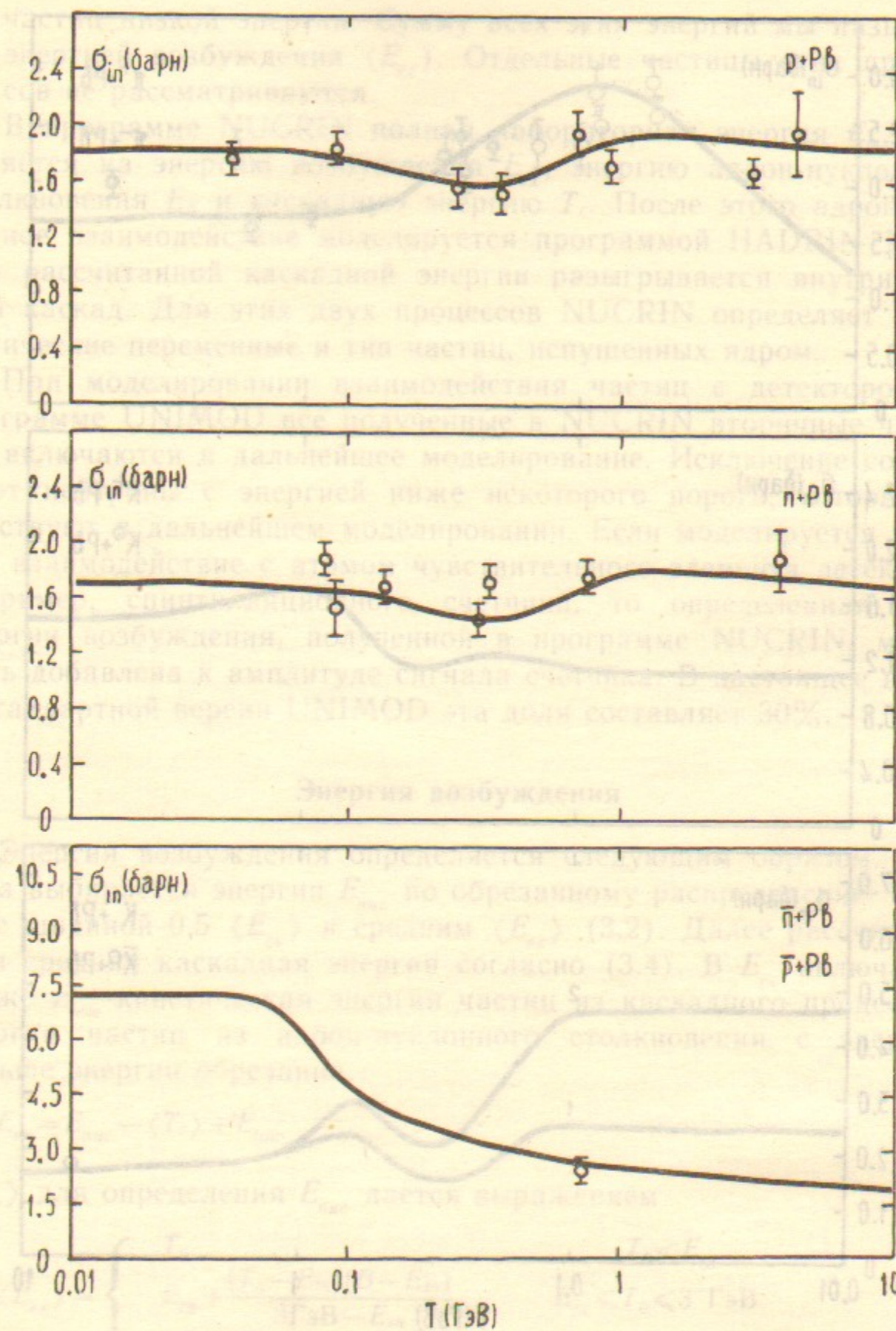


Рис. 5. Неупругие сечения  $p + \text{Pb}$ ;  $n + \text{Pb}$ ;  $\bar{p} + \text{Pb}$ ;  $\bar{n} + \text{Pb}$ :  $\circ$ —данные [8], — расчет.

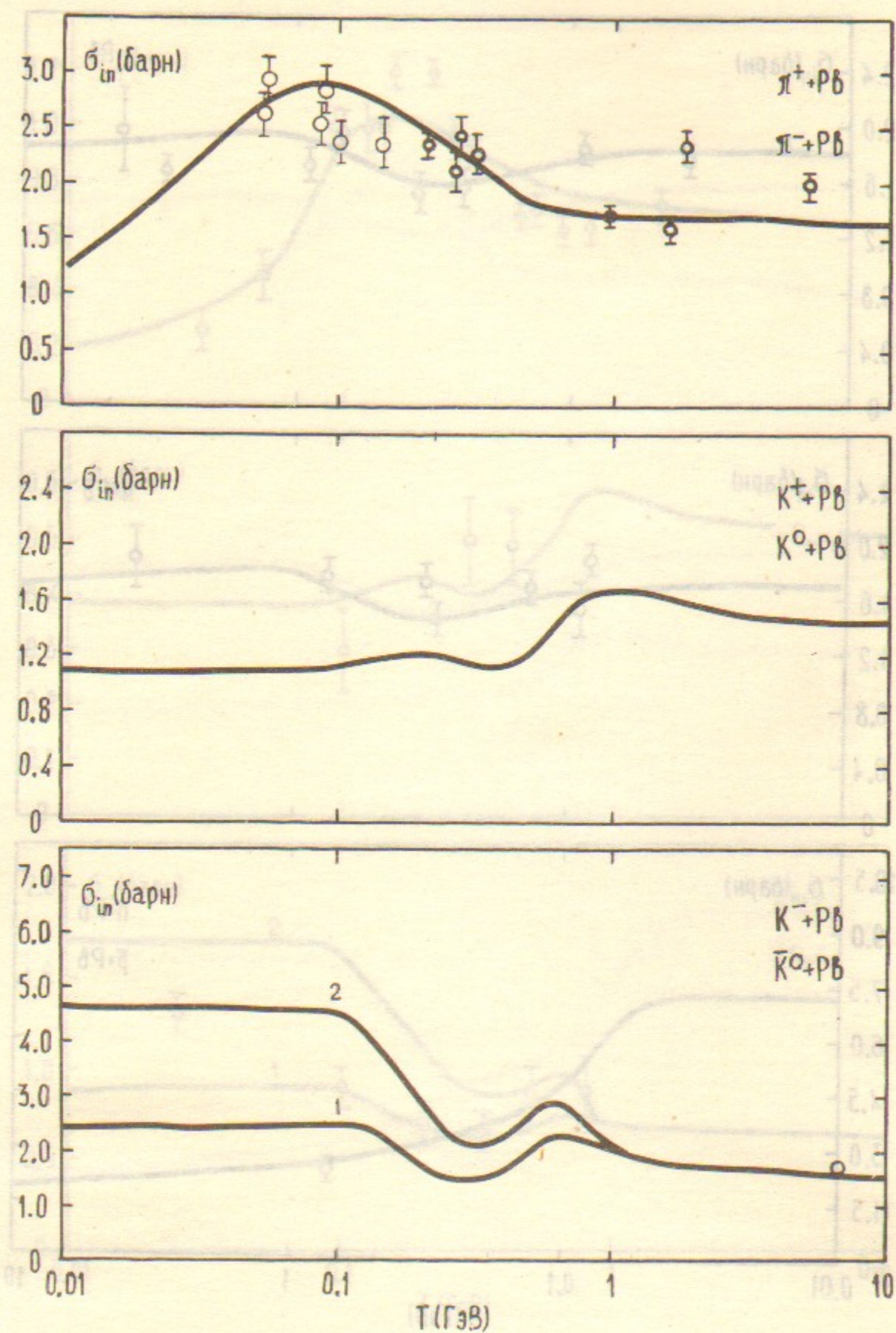


Рис. 6. Неупругие сечения  $\pi^+ + \text{Pb}$ ,  $\pi^- + \text{Pb}$ ;  $K^+ + \text{Pb}$ ,  $K^- + \text{Pb}$ ;  $K^0 + \text{Pb}$ ,  $\bar{K}^0 + \text{Pb}$ :  $\phi$  — данные [8], — — расчет, 1, 2 — сечения  $K^- + \text{Pb}$ ,  $\bar{K}^0 + \text{Pb}$ , соответственно.

частиц низкой энергии. Сумму всех этих энергий мы называем энергией возбуждения ( $E_{ex}$ ). Отдельные частицы этих процессов не рассматриваются.

В программе NUCRIN полная лабораторная энергия  $E_{lab}$  разделяется на энергию возбуждения  $E_{ex}$ , энергию адрон-нуклонного столкновения  $E_h$  и каскадную энергию  $T_c$ . После этого адрон-нуклонное взаимодействие моделируется программой HADRIN [9], а для рассчитанной каскадной энергии разыгрывается внутриядерный каскад. Для этих двух процессов NUCRIN определяет кинематические переменные и тип частиц, испущенных ядром.

При моделировании взаимодействия частиц с детектором по программе UNIMOD все полученные в NUCRIN вторичные частицы включаются в дальнейшее моделирование. Исключение составляют нейтроны с энергией ниже некоторого порога, которые не участвуют в дальнейшем моделировании. Если моделируется ядерное взаимодействие с атомом чувствительного элемента детектора, например, сцинтилляционного счетчика, то определенная доля энергии возбуждения, полученной в программе NUCRIN, может быть добавлена к амплитуде сигнала счетчика. В настоящее время в стандартной версии UNIMOD эта доля составляет 30%.

### Энергия возбуждения

Энергия возбуждения определяется следующим образом. Сначала выбирается энергия  $E_{nuc}$  по обрезанному распределению Гаусса с шириной  $0,5 \langle E_{ex} \rangle$  и средним  $\langle E_{ex} \rangle$  (3.2). Далее рассчитывается средняя каскадная энергия согласно (3.4). В  $E_{ex}$  включается также  $E_{low}$  — кинетическая энергия частиц из каскадного процесса и энергия частиц из адрон-нуклонного столкновения с энергией меньше энергии обрезания.

$$E_{ex} = E_{nuc} - \langle T_c \rangle + E_{low} \quad (3.1)$$

$\langle E_{ex} \rangle$  для определения  $E_{nuc}$  дается выражением

$$\langle E_{ex} \rangle = \begin{cases} T_0, & T_0 < E_{th} \\ E_{th} + \frac{(T_0 - E_{th})(B - E_{th})}{3 \text{ ГэВ} - E_{th}}, & E_{th} \leq T_0 \leq 3 \text{ ГэВ} \\ B, & 3 \text{ ГэВ} \leq T_0. \end{cases} \quad (3.2)$$

Здесь  $T_0$  — кинетическая энергия начальной частицы в лаб. системе (ГэВ);  $E_{th}$  — пороговая энергия. В программе используется  $E_{th} = 0,125$  ГэВ;  $B = \max \{E_{th}, \min [(\sqrt{A}/9 - 0,2)/5; 0,01 \cdot A]\}$ ;  $E_{low}$  — полная энергия рожденных частиц с энергией меньше, чем заданная энергия обрезания, плюс кинетическая энергия каскадных нуклонов с энергией, меньше чем та же энергия обрезания;  $\langle T_c \rangle$  — средняя каскадная энергия.

В случае, когда  $E_{nuc} - \langle T_c \rangle$  меньше, чем 0, используется распределенное по Гауссу значение около среднего значения  $\langle E_{ev} \rangle$  (с  $\sigma = 0,5 \langle E_{ev} \rangle$ ), где  $\langle E_{ev} \rangle$  — средняя энергия испарения:

$$\langle E_{ev} \rangle = \begin{cases} 0,001 \sqrt{A} & T_0 < 0,1 \text{ ГэВ} \\ 0,1 \sqrt{A} [0,01 + 0,035(3 + \lg T_0)^2], & T_0 > 0,1 \text{ ГэВ} \end{cases} \quad (3.3)$$

### Эмпирическая модель рождения каскадных нуклонов

В модели NUCRIN считается, что в каскадном процессе независимо от типа начальных частиц, образуются только протоны и нейтроны. Средняя каскадная энергия  $\langle T_c \rangle$  равна

$$\langle T_c \rangle = \langle T_{cp} \rangle + \langle T_{cn} \rangle$$

$$\langle T_{cp,n} \rangle = \int_0^{T_0} dT \frac{dN_{p,n}}{dT} \quad (3.4)$$

где  $dN_{p,n}/dT$  — распределения каскадных протонов и нейтронов как функция их кинетической энергии  $T$ , которые получены интегрированием (3.7) по углу.

Энергия  $T_c$  генерируется по обрезанному распределению Гаусса со средним  $\langle T_c \rangle$  и сигмой  $\sigma = 0,5 \cdot T_0$  в интервале

$$0 \text{ ГэВ} \leq T_c < T_l, \quad (3.5)$$

где  $T_l = T_0 - E_{ex}$ . Если  $T_c$  оказывается вне интервала (3.5), то процедура выборки повторяется до попадания  $T_c$  в интервал  $(0, T_l)$ .

Для моделирования каскадных нуклонов, полная доступная энергия всех каскадных протонов  $T_p$  и нейтронов  $T_n$  считается пропорциональной уже сгенерированной полной кинетической энергии всех каскадных нуклонов  $T_c$  и полной средней кинетической энергии всех каскадных протонов  $\langle T_{cp} \rangle$  и нейтронов  $\langle T_{cn} \rangle$ , соответственно:

$$T_{p,n} = T_c \frac{\langle T_{cp,n} \rangle}{\langle T_{cp} \rangle + \langle T_{cn} \rangle} \quad (3.6)$$

Кинетическая энергия каскадных нуклонов моделируется по распределению (3.8) последовательно до тех пор, пока не исчерпается энергия  $T_{p,n}$ . При этом учитывается сохранение числа нуклонов, заряда. Последний генерируемый протон или нейтрон уносит оставшуюся энергию. Нуклоны с кинетической энергией меньше, чем энергия обрезания  $E_{cth} = 0,001$  ГэВ, отбрасываются, а их энергия добавляется к энергии возбуждения.

Для генерации событий во всем разрешенном энергетическом диапазоне используется параметризованная и факторизованная формула (3.7) [3, 13]:

$$\frac{d^2 N}{dT d\Omega} = \sum_{i=p,n} f_i(A, T_0, T) \cdot g(A, T, \theta) \quad (3.7)$$

В этой формуле первый множитель зависит от числа нуклонов  $A$ , полной кинетической энергии  $T_0$  налетающей частицы и кинетической энергии  $T$  испущенной частицы. Вторым множителем зависит от  $A$ ,  $T$  и угла рождения  $\theta$ .

Распределение по кинетической энергии считается суперпозицией двух компонент:

$$f_i(A, T_0, T) = dN_i/dT = \frac{n_{1i} \exp(-T/\alpha_{1i})}{\alpha_{1i}(1 - T_0/\alpha_{1i})} + \frac{n_{2i} \exp(-T/\alpha_{2i})}{\alpha_{2i}(1 - T_0/\alpha_{2i})} \quad (3.8)$$

$i=p$  для протонов,  $i=n$  для нейтронов.

Параметры  $\alpha_{ji}$  и факторы  $n_{ji}$  зависят от  $T_0$  и от атомного номера  $A$ .

$$n_{1p} = n_{2p} = \begin{cases} 0,015 \sqrt{A}, & T_0 \leq 0,1 \text{ ГэВ} \\ 0,03 \sqrt{A} \cdot (0,5 + \tau), & 0,1 \text{ ГэВ} < T_0 < 5 \text{ ГэВ} \\ 0,101 \sqrt{A}, & 5 \text{ ГэВ} \leq T_0 \end{cases} \quad (3.9)$$

$$n_{1n} = n_{2n} = \begin{cases} 0,025 \sqrt{A}, & T_0 \leq 0,1 \text{ ГэВ} \\ 0,04 \sqrt{A} \cdot (0,5 + 1,3\tau), & 0,1 \text{ ГэВ} < T_0 < 5 \text{ ГэВ} \\ 0,17 \sqrt{A}, & 5 \text{ ГэВ} \leq T_0 \end{cases}$$



где  $\tau = (1 + \lg T_0)^2$

$$a_{1p} = (1 - 0,001 \cdot A) \begin{cases} 0,11 + 0,01T_0, & T_0 < 10 \text{ ГэВ} \\ 0,21, & T_0 \geq 10 \text{ ГэВ} \end{cases} \quad (3.10)$$

$$a_{1n} = (1 - 0,001 \cdot A) \begin{cases} 0,10 + 0,01T_0, & T_0 < 10 \text{ ГэВ} \\ 0,20, & T_0 \geq 10 \text{ ГэВ} \end{cases}$$

$$a_{2p} = a_{1p}/6, \quad a_{2n} = a_{2p}$$

Эмпирическая формула, описывающая угловое распределение таких каскадных нуклонов, дается выражением:

$$g(A, T, \theta) = \frac{1}{N} \frac{dN}{\sin \theta d\theta} \propto \begin{cases} \frac{\theta}{\sin \theta} \exp(-\theta^2/\lambda), & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ \exp(-\pi^2/4\lambda), & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases} \quad (3.11)$$

где  $\lambda = 0,09(1 + 0,0814 \cdot A^{1/3})/T$  (ГэВ).

Частицы считаются распределенными равномерно по азимутальному углу. Предполагается, что для каскадных нуклонов выполняется в среднем сохранение импульса для большого числа событий.

#### Адрон-нуклонное столкновение при энергии $E_h$

Оставшаяся энергия  $E_h$  рассматривается в модели как полная энергия, при которой происходит адрон-нуклонное взаимодействие.

$$E_h = E_{lab} - T_p - T_n - E_{ex} \quad (3.12)$$

Из экспериментальных данных [14] можно заключить, что при  $E < 5$  ГэВ в среднем не больше чем одно неупругое взаимодействие происходит внутри ядра.

Адрон-нуклонное взаимодействие при данной энергии  $E_h$  генерируется программой HADRIN [9], в которую добавлены  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ -столкновения и процессы аннигиляции  $\bar{p}$  и  $\bar{n}$  с нуклонами.

Вероятность взаимодействия на протоне или нейтроне берется

равной отношению числа протонов или нейтронов ядра-мишени к полному числу нуклонов.

Модель, используемая в программе HADRIN, основана на наблюдении, что неупругие адрон-адронные взаимодействия при лабораторных энергиях от порога до  $\sim 5$  ГэВ приблизительно могут описываться как квазидвухчастичные реакции: сталкивающиеся адроны рожают два резонанса, которые затем распадаются. Некоторые события и процессы аннигиляции идут через возбуждение одного резонанса.

Нуклоны испытывают фермиевское движение внутри ядра. Для определения импульсов нуклонов плотность их в ядре приближенно считается постоянной:

$$\rho = \frac{A}{V} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \quad (3.13)$$

где  $r_0 = 1,1 \div 1,2$  Ферми — средний радиус нуклона внутри ядра,  $A$  — число нуклонов,  $V$  — объем ядра.

Считая температуру нуклонного газа равной нулю, получаем распределение по импульсам:

$$\frac{dn_{p,n}}{dp} = \frac{3p^2}{p_{Fp,n}^3} \quad (3.14)$$

в ядре в интервале импульсов

$$0 \leq p \leq p_{Fp,n}, \quad (3.15)$$

где  $p_{Fp,n}$  (ГэВ/с)  $\approx 0,4(n_{p,n}/A)^{1/3}$ ;  $n_p$  — число протонов;  $n_n$  — число нейтронов в ядре.

Распределение ядерных нуклонов по углам считается однородным. Адрон-нуклонное взаимодействие в модели происходит в системе ядерного нуклона. Для этого адрон-нуклонная энергия  $E_h$  преобразуется в систему ядерного нуклона. После чего подправляется  $T_p$ ,  $T_n$ ,  $E_{ex}$ , так как требуется сохранение энергии в лабораторной системе. Если добиться баланса энергии не удастся, выборка импульса ядерного нуклона повторяется.

Для рожденных частиц с кинетической энергией меньше, чем энергия обрезания  $E_{cth} = 0,001$  ГэВ, сгенерированная энергия добавляется к энергии возбуждения.

#### 4. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ПРОГРАММЕ NUCRIN С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ С ДЕТЕКТОРА ОЛЯ

Детектор ОЛЯ, подробное описание которого приведено в работе [6], состоит из 4 идентичных квадрантов. Частица, летящая перпендикулярно квадранту, на своем пути пересекает координатную и запускающую систему (26 мм Al и 10 мм сцинтиллятора),

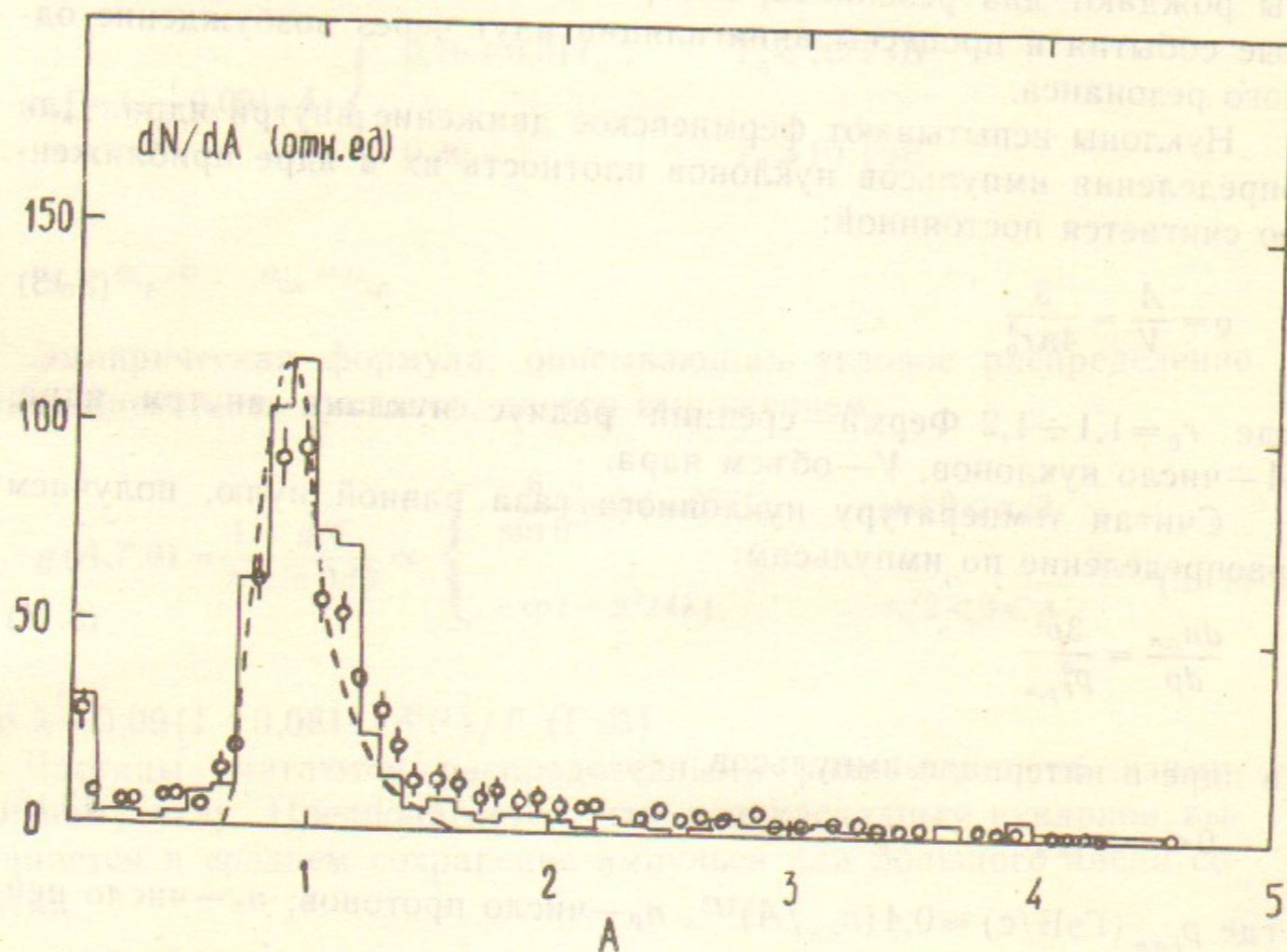


Рис. 7. Детектор ОЛЯ. Распределение по суммарной амплитуде в сэндвиче для  $\pi^\pm$ -мезонов с полной энергией 400 МэВ. Гистограмма — моделирование, точки — эксперимент, пунктир — экспериментальное распределение для  $\mu$ -мезонов с полной энергией 500—700 МэВ.

после чего попадает в сцинтилляционный сэндвич. Сэндвич состоит из 4 сцинтилляторов толщиной 10 мм, прослоенных пластинами свинца толщиной 5 мм, полная толщина вещества до сэндвича 0,08 ядерных длин, в сэндвиче — 0,22 ядерных длин.

Для проверки правильности расчетов по программе мы использовали результаты, полученные в эксперименте по изучению реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  в интервале энергии  $\sqrt{s}$  от 0,64 до 1,4 ГэВ [15]. Хорошее качество разделения электронов, мюонов и пионов позволяет надежно выделять события этой реакции и изучать взаимодействие монохроматических  $\pi$ -мезонов с веществом. На рис. 7 показано распределение по суммарной амплитуде в сэндвиче для

$\pi$ -мезонов с полной энергией 400 МэВ. Экспериментальные точки качественно согласуются с результатами моделирования по программе NUCRIN, показанными гистограммой.

Здесь же для сравнения пунктиром приведено экспериментальное распределение по суммарной амплитуде для мюонов с полной энергией 500—700 МэВ.

В таблице 2 (строки 2—5) приведены величины вероятности «нулевой» (порог 0,7 МэВ) амплитуды в счетчиках сэндвича, дающие информацию о развитии ядерного ливня.

Если в результате ядерного взаимодействия, хотя бы в одном из трех запускающих счетчиков квадранта амплитуда ниже пороговой, сигнал запуска не вырабатывается. Вероятность этого определялась с помощью четырехтрековых событий реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ , также выделявшихся при обработке на детекторе [16]. Для этой реакции применение законов сохранения позволяет полностью восстанавливать кинематику события, т.е. определять энергии  $\pi$ -мезонов. Значение величины вероятности поглощения пиона в запускающей системе, полученные в эксперименте и моделировании по программе NUCRIN, приведены в 1-ой строке таблицы 2.

Таблица 2.

Данные о поглощении  $\pi$ -мезонов в сэндвиче

	Эксперимент	Моделирование
Поглощение до 3-го счетчика	$7,2 \pm 1,2\%$	$4,2 \pm 0,8\%$
Нули 1-го счетчика в сэндв.	$2,6 \pm 0,6\%$	$5,7 \pm 1,0\%$
Нули 2-го счетчика в сэндв.	$6,5 \pm 0,9\%$	$10,8 \pm 1,3\%$
Нули 3-го счетчика в сэндв.	$10,1 \pm 1,1\%$	$16,6 \pm 1,5\%$
Нули 4-го счетчика в сэндв.	$15,1 \pm 1,4\%$	$21,8 \pm 1,7\%$

Как видно из таблицы, данные расчетов и эксперимента различаются между собой в 1,5—2 раза.

Кроме того, были проведены аналогичные сравнения для долгоживущих  $K^0$ -мезонов. Использовались данные, полученные на детекторе ОЛЯ при изучении реакции  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  в области пика  $\Phi$ -мезона ( $2E \approx 1020$  МэВ) [17]. Отбирались события с запуском детектора по двум заряженным пионам от распада  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ . На рис. 8 показаны экспериментальные и расчетные распределения по сумме амплитуд с четырех счетчиков сэндвича для  $K_L$ -мезонов,

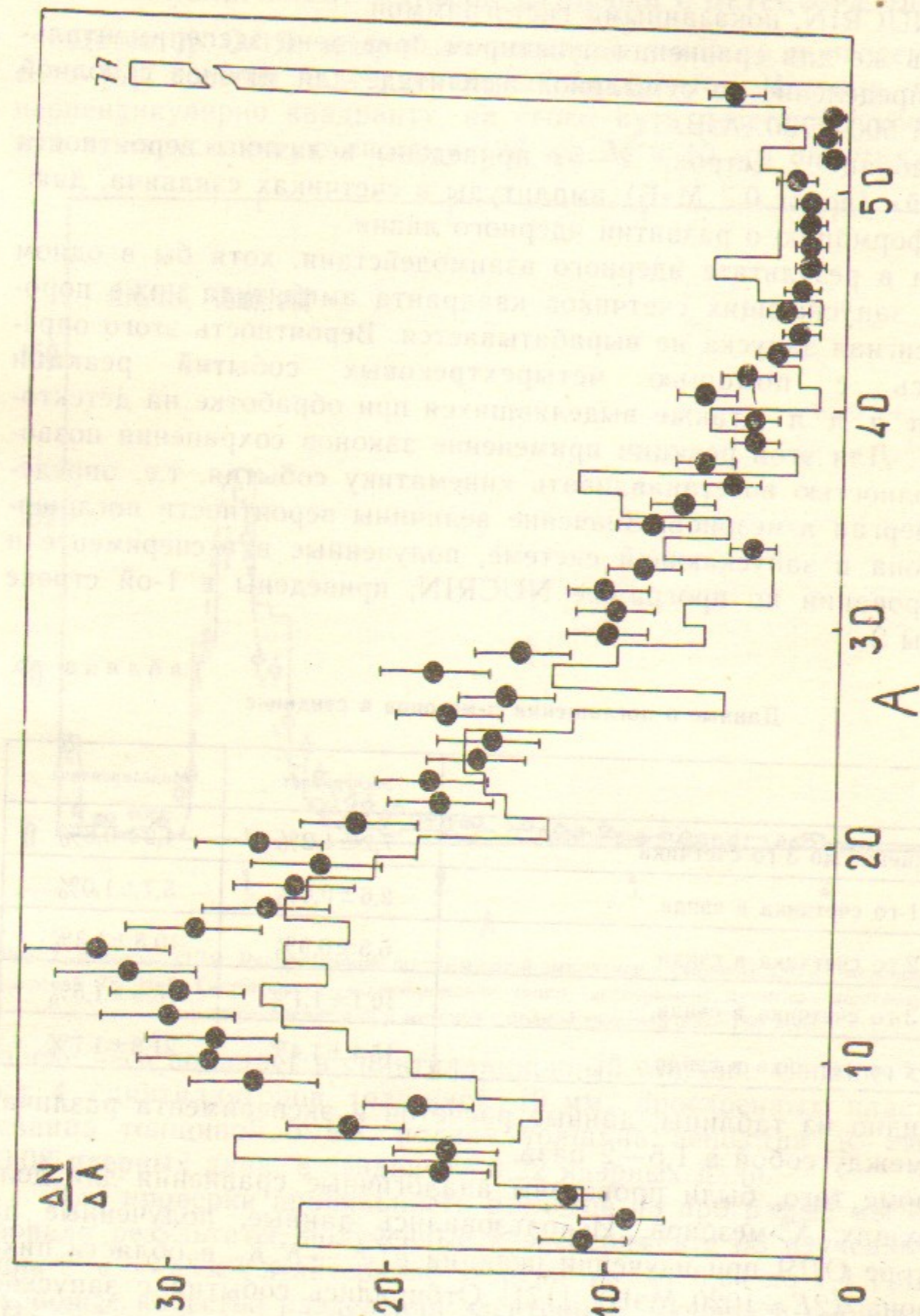


Рис. 8. Детектор ОЛЯ. Распределение по суммарной амплитуде в сэндвиче для  $K_L$ -мезонов с энергией 10—20 МэВ. Гистограмма — моделирование.

давших в сэндвиче «отметку». Наблюдается качественное согласие эксперимента с расчетом (гистограмма), за исключением больших амплитуд, где расчет по NUCRIN заметно превышает эксперимент. Таким образом, можно сделать вывод, что для моделирования взаимодействий с ядрами  $K_L$ -мезонов низких энергий ( $T \sim 10-20$  МэВ) программа нуждается в уточнении.

#### 5. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ПРОГРАММЕ NUCRIN С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ С ДЕТЕКТОРА НД

Нейтральный детектор [7] предназначен для проведения широкого круга экспериментов на накопителе ВЭПП-2М. Основной частью детектора является электромагнитный калориметр, состоящий из 168 счетчиков NaI(Tl) (13 радиационных длин). Слоистая структура калориметра позволяет разделять заряженные частицы по сортам [18].

Особенность взаимодействия заряженных адронов с калориметром состоит в том, что в области энергий накопителя ВЭПП-2М (220—700 МэВ в пучке) большая их часть имеет ионизационный пробег меньше толщины калориметра. Таким образом, от программы моделирования требуется адекватно моделировать взаимодействие заряженных пионов и каонов от их максимальной энергии до нулевой. При этом нужно учитывать, что отрицательно заряженные мезоны образуют мезоатомы и, таким образом, их ядерное взаимодействие с веществом калориметра происходит со 100% вероятностью.

Результаты сравнения для пионов с энергией 400 МэВ, родившихся в реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , приведены на рис. 9 и в таблице 3. Спектр энерговыделения пионов, измеренный детектором, (гистограмма на рис. 9) хорошо согласуется с результатами расчета, показанными плавной кривой. Распределение по числу сработавших слоев NaI(Tl) приведено в таблице 3. Как видно из таблицы, расчет содержит заметную систематическую ошибку.

Таблица 3  
Распределение по числу сработавших слоев NaI(Tl) для  $\pi^\pm$ -мезонов с полной энергией  $E=400$  МэВ

число слоев	1	2	3	4
эксперимент (2000 соб.)	7%	10%	26%	57%
моделирование (1000 соб.)	13%	16%	29%	42%

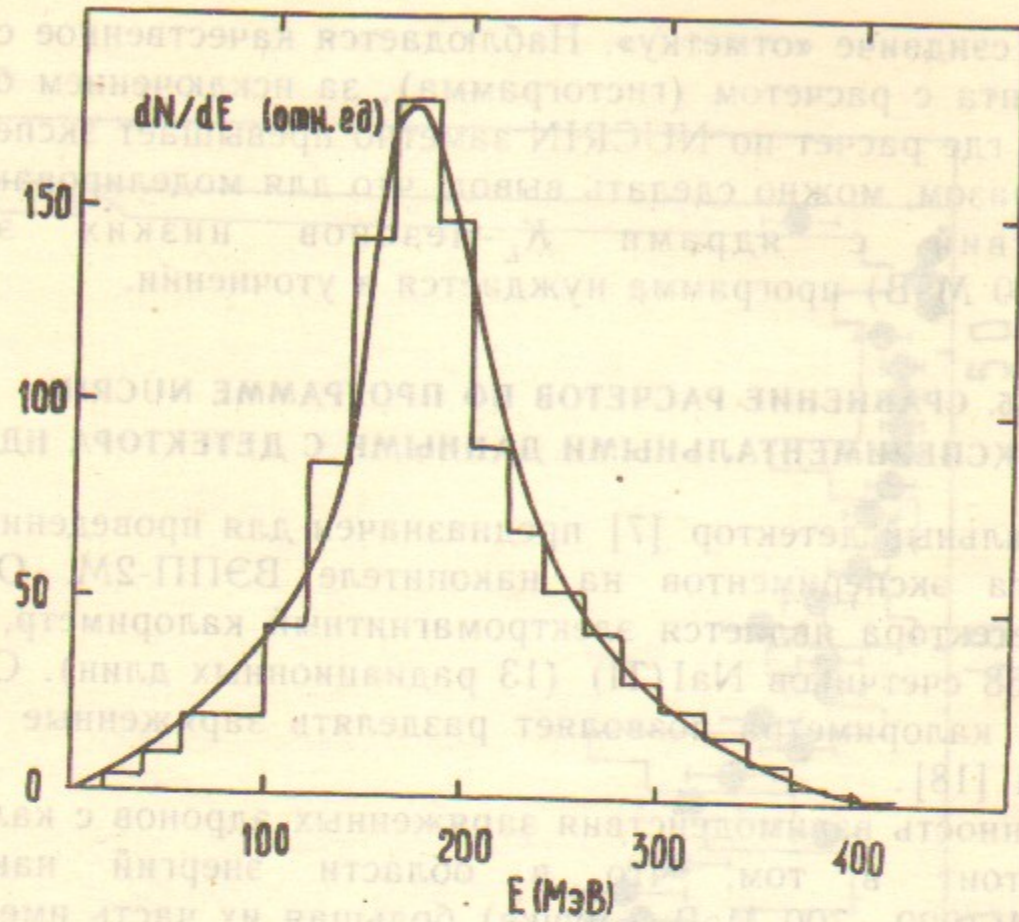


Рис. 9. Детектор НД. Распределение по полному энергосодержанию для  $\pi^+$ -мезонов с полной энергией 400 МэВ. Гистограмма—эксперимент.

Существенную вероятность взаимодействия с веществом имеет также  $K_L$ -мезон. Особенно велика вероятность рождения  $K_L$ -мезона в распаде  $\Phi$ -мезонного резонанса. Ядерное взаимодействие  $K_L$ -мезона с веществом калориметра приводит к регистрации детектором одного или нескольких дополнительных фотонов. Сравнение количества фотонов в многофотонных событиях приводится в таблице 4.

Таблица 4  
Распределение по количеству фотонов, найденных в детекторе НД от  $K_L$ -мезонов с полной энергией 510 МэВ

$N_\gamma$	0	1	2	3	4	5
Эксперимент	19,5%	48,3%	26,0%	5,1%	0,9%	0,1%
Моделирование	10,4%	59,6%	23,6%	5,8%	0,6%	0, %

В эксперименте и моделировании статистика равна 3000 событий. За исключением 1-го столбца таблицы, согласие эксперимента и моделирования неплохое.

Спектры полного энергосодержания  $K_L$ -мезонов в детекторе показаны на рис. 10. Наблюдается хорошее согласие расчета с экспериментом.

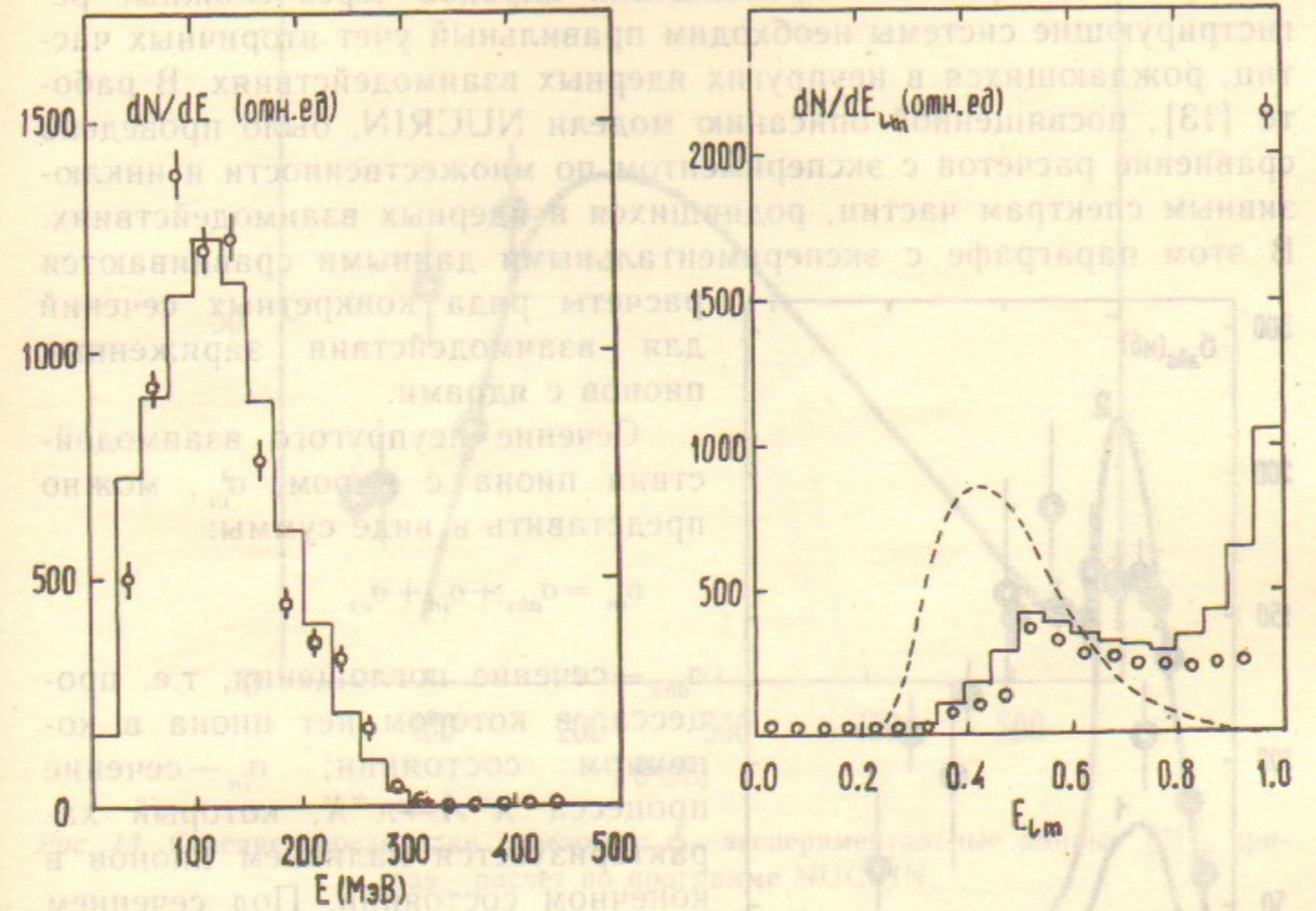


Рис. 10. Детектор НД. Энергосодержание  $K_L$ -мезонов с полной энергией 510 МэВ. Гистограмма—эксперимент, точки—моделирование.

Рис. 11. Детектор НД. Распределение по параметру  $E_{lm}$  для  $K_L$ -мезонов с полной энергией 510 МэВ, зарегистрированных как один фотон.  $E_{lm}$ —доля энергосодержания частицы в слое NaI(Tl) с наибольшим энергосодержанием. Гистограмма—эксперимент, точки—моделирование, пунктирная кривая—распределение по параметру  $E_{lm}$  для фотона.

Сравнение можно провести также по параметру  $E_{lm}$ , который равен доле выделившейся энергии частицы в слое NaI(Tl) с наибольшим энергосодержанием (рис. 11). Этот параметр характеризует распределение энергосодержания частицы вдоль траектории и используется при разделении  $K_L$ -мезонов и фотонов. Расчет качественно согласуется с экспериментом.

Из приведенных сравнений можно сделать вывод, что адекватно моделируются спектры полного энергосодержания и другие интегральные характеристики. В распределениях энергосодержаний по глубине существует заметное различие.

## 6. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ПРОГРАММЕ NUCRIN С ДРУГИМИ ДАННЫМИ

При моделировании прохождения адронов через сложные регистрирующие системы необходим правильный учет вторичных частиц, рождающихся в неупругих ядерных взаимодействиях. В работе [13], посвященной описанию модели NUCRIN, было проведено сравнение расчетов с экспериментом по множественности и инклюзивным спектрам частиц, родившихся в ядерных взаимодействиях. В этом параграфе с экспериментальными данными сравниваются

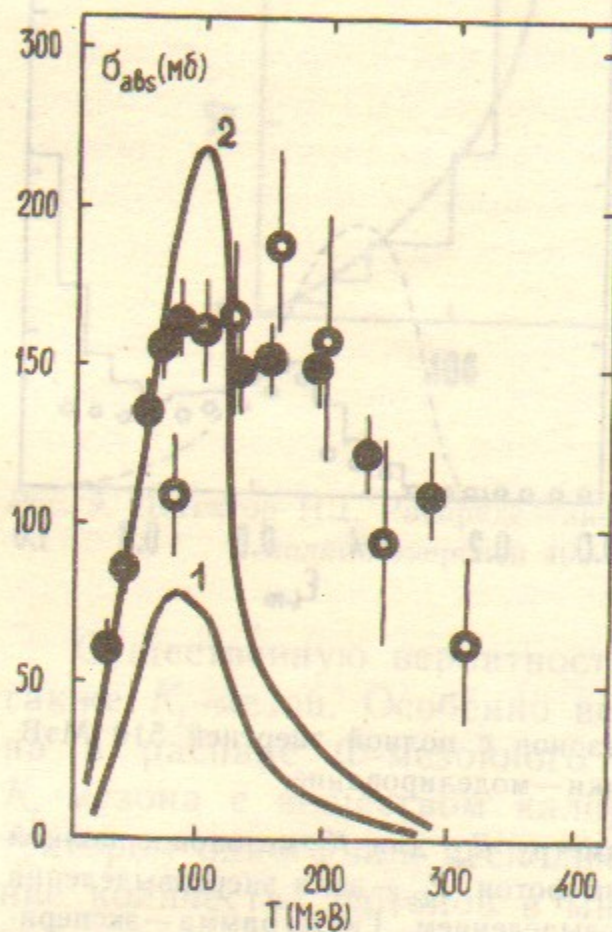


Рис. 12. Сечение поглощения  $\pi^\pm$ -мезонов ядрами С (в конечном состоянии нет пионов):  $\circ$ —данные [19],  $\bullet$ —данные [20]; 1—расчет по программе NUCRIN, учитываются пионы всех энергий, 2—расчет по программе NUCRIN с порогом регистрации 20 МэВ.

расчеты ряда конкретных сечений для взаимодействия заряженных пионов с ядрами. Сечение неупругого взаимодействия пиона с ядром,  $\sigma_{in}^t$ , можно представить в виде суммы:

$$\sigma_{in}^t = \sigma_{abs} + \sigma_{in} + \sigma_{ex}$$

$\sigma_{abs}$  — сечение поглощения, т.е. процесса, в котором нет пиона в конечном состоянии;  $\sigma_{in}$  — сечение процесса  $\pi^\pm A \rightarrow \pi^\pm X$ , который характеризуется наличием пионов в конечном состоянии. Под сечением перезарядки  $\sigma_{ex}$  подразумевается сечение реакции, в которой в конечном состоянии имеются нейтральные, но отсутствуют заряженные пионы.

На рис. 12 представлены экспериментальные данные [19, 20] и результаты расчета по программе NUCRIN (кривая 1)  $\sigma_{abs}$  — величины сечения поглощения пионов ядрами углерода. Данные [19] пересчитаны с Al на  $^{12}\text{C} \propto A^{2/3}$ . Из рисунка видно, что экспериментальные данные и расчет согласуются в области энергий  $T < 100$  МэВ и существенно различаются при больших энергиях. Так как в эксперименте обычно пионы регистрируются, начиная с некоторой пороговой энергии, был также проведен расчет  $\sigma_{abs}$  с порогом регистрации пионов 20 МэВ (кривая 2). Видно, что введение порога не улучшает согласие расчета и эксперимента.

расчеты ряда конкретных сечений для взаимодействия заряженных пионов с ядрами.

Сечение неупругого взаимодействия пиона с ядром,  $\sigma_{in}^t$ , можно представить в виде суммы:

$$\sigma_{in}^t = \sigma_{abs} + \sigma_{in} + \sigma_{ex}$$

$\sigma_{abs}$  — сечение поглощения, т.е. процесса, в котором нет пиона в конечном состоянии;  $\sigma_{in}$  — сечение процесса  $\pi^\pm A \rightarrow \pi^\pm X$ , который характеризуется наличием пионов в конечном состоянии. Под сечением перезарядки  $\sigma_{ex}$  подразумевается сечение реакции, в которой в конечном состоянии имеются нейтральные, но отсутствуют заряженные пионы.

На рис. 12 представлены экспериментальные данные [19, 20] и результаты расчета по программе NUCRIN (кривая 1)  $\sigma_{abs}$  — величины сечения поглощения пионов ядрами углерода. Данные [19] пересчитаны с Al на  $^{12}\text{C} \propto A^{2/3}$ . Из рисунка видно, что экспериментальные данные и расчет согласуются в области энергий  $T < 100$  МэВ и существенно различаются при больших энергиях. Так как в эксперименте обычно пионы регистрируются, начиная с некоторой пороговой энергии, был также проведен расчет  $\sigma_{abs}$  с порогом регистрации пионов 20 МэВ (кривая 2). Видно, что введение порога не улучшает согласие расчета и эксперимента.

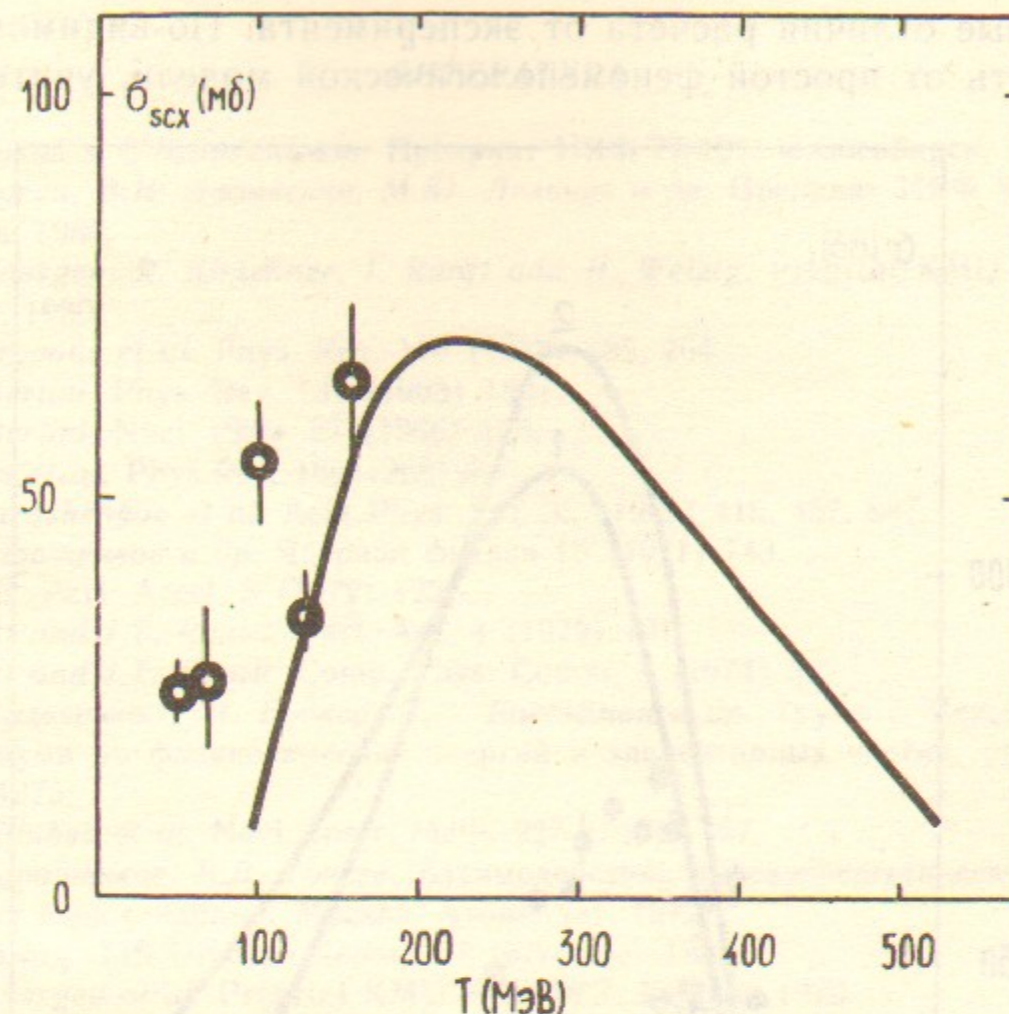


Рис. 13. Сечение перезарядки  $\pi$ -мезонов:  $\circ$ —экспериментальные данные [21], кривая—расчет по программе NUCRIN.

На рис. 13 показаны экспериментальные данные [20, 21] и результаты расчета для сечения перезарядки. Данные [21a] пересчитаны с  $^{16}\text{O}$  на  $^{12}\text{C} \propto A^{0.48}$ . Результаты эксперимента качественно согласуются с приведенной кривой.

Одним из характерных процессов взаимодействия пионов с ядрами, относительно которого имеются довольно подробные экспериментальные данные, является реакция выбивания нуклона  $\pi A \rightarrow \pi N A'$ . На рис. 14 показаны экспериментальные значения [22] сечения процесса  $^{12}\text{C}(\pi, \pi N)^{11}\text{C}$  и кривые, рассчитанные по программе NUCRIN. Здесь эксперимент и расчет отличаются на фактор порядка 2.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из проведенных сравнений можно сделать вывод, что программа удовлетворительно описывает общие характеристики взаимодействий адронов с ядрами при энергиях  $\approx 1$  ГэВ. В некоторых деталях распределениях и сечениях конкретных каналов имеют-

ся заметные отличия расчета от эксперимента. По-видимому, нельзя ожидать от простой феноменологической модели, учитывающей

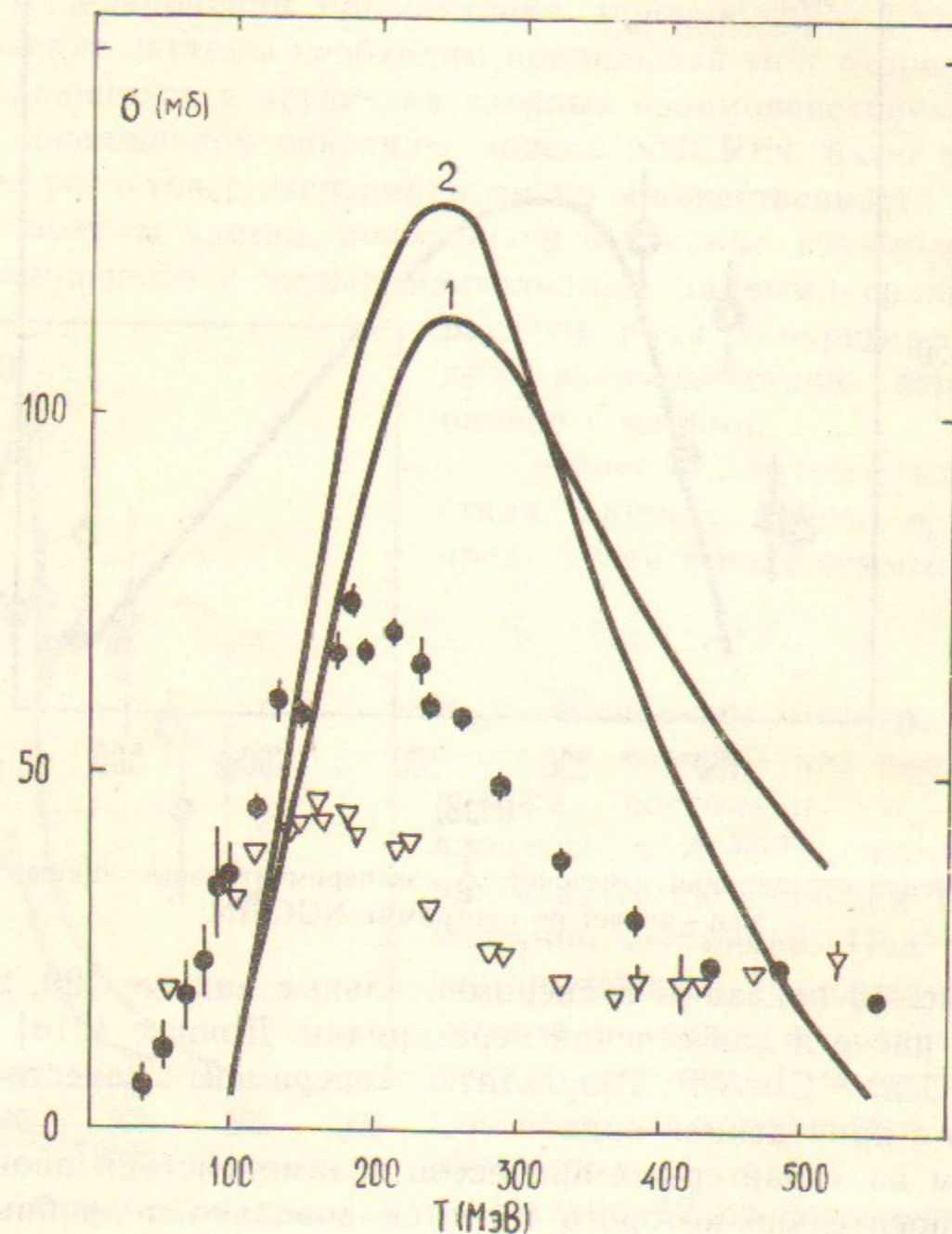


Рис. 14. Сечение выбивания нуклонов для процесса  $\pi^{\pm}{}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^{\pm} \text{N}^{11}\text{C}$ :  $\bullet$  и  $\nabla$  — данные [22] для  $\pi^-$  и  $\pi^+$ , соответственно. Кривые 1, 2 — результаты расчета по программе NUCRIN для  $\pi^-$  и  $\pi^+$ , соответственно.

средние характеристики адрон-ядерных взаимодействий, правильного расчета конкретных каналов ядерных реакций.

В настоящее время программа NUCRIN интенсивно используется в Институте, и мы надеемся вскоре уточнить границы ее применимости и провести необходимые усовершенствования.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Д. Букин и С.И.Эйдельман. Препринт ИЯФ 77-101, Новосибирск, 1977.
2. А.Д. Букин, В.Н. Иванченко, М.Ю. Лельчук и др. Препринт ИЯФ 84-33. Новосибирск, 1984.
3. K. Haenssger, R. Kirschner, J. Ranft and H. Wetzig. Preprint KMU-HEP 80-07. Leipzig, 1980.
4. N. Metropolis et al. Phys. Rev. 110 (1958) 185, 204.  
H.W. Bertini. Phys. Rev. 131 (1963) 1801.  
H.W. Bertini. Nucl. Phys. 87 (1966) 138.  
C. Chen et al. Phys. Rev. 166 (1968) 949.  
V.S. Barashenkov et al. Acta Phys. Pol. 36 (1969) 415, 457, 887.  
B.C. Барашенков и др. Ядерная физика 13 (1971) 743.
5. J. Ranft. Part. Accel. 3 (1972) 129.  
J. Ranft and J.T. Routti. Part. Acc. 4 (1972) 101.  
J. Ranft and J.T. Routti. Comp. Phys. Comm. 7 (1974) 327.
6. В.М. Аульченко, Г.И. Будкер, И.В. Вассерман и др. Труды 5 Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц, стр.163. Варшава, 1975.
7. V.B. Golubev et al. Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 467.
8. B.C. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Москва, Атомиздат, 1972.  
H. Møhring. TIS Division Report, 15 November 1983.
9. K. Haenssger et al. Preprint KMU-HEP 79-7. Leipzig, 1979.  
K. Haenssger et al. Nucl. Sci. Eng. 88 (1985) 537.
10. H.-J. Besch et al. Preprint DESY 77/28, 1977.  
R.J. Abrams et al. Phys. Rev. D4 (1971) 3235.  
P.O. Mazur et al. Phys. Rev. D1 (1970) 20.
11. V. Flaminio et al. Compilation of cross sections ii:  $K^+$  and  $K^-$  induced reactions. CERN-HERA 83-02, 1983.
12. J.E. Enstrom et al. NN and Nd interactions — a compilation LBL - 58 (1972).  
V. Flaminio et al. Compilation of cross-sections III —  $p$  and  $\bar{p}$  induced reactions. CERN-HERA 83-03, 1983.
13. K. Haenssger, H.-J. Møhring, J. Ranft. Nucl. Sci. Eng. 88 (1985) 551.
14. Э. Баатар и др. Ядерная физика 32 (1980) 1372.
15. Л.М. Курдадзе и др. Ядерная физика 40 (1984) 451.
16. L.M. Kurdadze et al. Preprint INP 79-69. Novosibirsk, 1979.
17. П.М. Иванов и др. Письма в ЖЭТФ 36 (1982) 91.
18. V.R. Druzhinin et al. Proceedings of the III International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics. Novosibirsk, 1984, p.73.
19. K. Nakai et al. Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1446.
20. D. Ashery et al. Phys. Rev. C23 (1981) 2173
21. D. Ashery et al. Phys. Rev. C30 (1985) 946.  
E. Bellotti et al. Nuovo Cim. 14A (1973) 567.  
H. Hilsher et al. Nucl. Phys. A158 (1970) 602.
22. B.J. Dropesky et al. Phys. Rev. C20 (1979) 1844.

## СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
1. Введение . . . . .	3
2. Параметризация неупругих сечений в программе NUCRIN. . . . .	4
3. Феноменологическая модель адрон-ядерного взаимодействия, используемая в программе NUCRIN . . . . .	6
Энергия возбуждения . . . . .	13
Эмпирическая модель рождения каскадных нуклонов . . . . .	14
Адрон-нуклонное взаимодействие при энергии $E_n$ . . . . .	16
4. Сравнение расчетов по программе NUCRIN с экспериментальными данными детектора ОЛЯ. . . . .	18
5. Сравнение расчетов по программе NUCRIN с экспериментальными данными детектора НД . . . . .	21
6. Сравнение расчетов по программе NUCRIN с другими данными . . . . .	24
7. Заключение . . . . .	26
8. Литература . . . . .	27

*А.Д. Букин, В.П. Дружинин, В.Н. Иванченко,  
А.С. Кузьмин, М.Ю. Лельчук, В.А. Таюрский,  
Х.-Й. Мёринг, Й. Ранфт, К. Хэнсген*

**Моделирование взаимодействия адронов с ядрами.  
Сравнение расчетов по программе NUCRIN  
с экспериментальными данными**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 21 ноября 1985 г.  
Подписано в печать 21.01 1986 г. МН 11632  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,5 печ.л., 2,0 уч.-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 18

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*