

SUB 404080

ИТЭФ — 91



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

Г.А.ЛОБОВ, Н.В.СТЕПАНОВ,
А.А.СИБИРЦЕВ, Ю.В.ТРЕБУХОВСКИЙ

СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
АДРОНОВ И ЛЕГКИХ ЯДЕР
С ЯДРАМИ.
МОДЕЛЬ ВНУТРИЯДЕРНОГО КАСКАДА

МОСКВА 1983

УДК 539.17

М-16

Разработана новая версия программы статистического моделирования взаимодействия адронов и легких ядер с ядрами. В работе описана каскадная часть программы. Проведено сравнение предсказаний модели с экспериментами по взаимодействию протонов с ядрами. Получено хорошее согласие расчетов с экспериментом.

Введение

Можно сформулировать целый ряд важных физических проблем [1-3] которые требуют для своего решения достаточно точной и детальной информации о характеристиках взаимодействия адронов и легких ядер с ядрами. На практике для решения этих проблем приходится пользоваться феноменологическими и полупеноменологическими моделями.

Феноменологические модели сводятся к построению на основе имеющейся экспериментальной информации аппроксимирующих выражений, претендующих на описание угловых и энергетических распределений частиц [4].

Из полупеноменологических методов наиболее популярен метод, сочетающий каскадную и испарительную модели. Современная версия испарительной модели, как правило, включает предравновесное и равновесное испарение. При необходимости добавляется модель деления. Такая комбинированная модель процесса взаимодействия может достаточно полно охватывать многие характеристики взаимодействий частиц с ядром. В основе каскадно-испарительно-делительной (КИД) модели лежит простая и довольно естественная физическая картина.

В каскадной части быстрая частица, взаимодействуя с отдельными квазисвободными ядерными нуклонами или кластерами, вызывает каскад вторичных частиц, которые, в свою очередь, вовлекают в каскад все новые и новые частицы. Развитие каскада рассматривается до тех пор, пока все выбитые ядерные нуклоны и вновь рожденные во взаимодействии частицы, способные преодолеть ядерный потенциальный барьер, не вылетят из ядра. Быстрые (каскадные) нуклоны и нуклоны ядра, еще не вовлеченные во взаимодействие, рассматриваются как два различных типа частиц и учитывается взаимодействие лишь между частицами различного типа. Судьба оставшегося

ся возбужденного ядра, рассматриваемого как газ квазичастиц, проследивается на предравновесной испарительной стадии. В качестве экситонов в такой модели фигурирует "дырки", оставшиеся на месте выбитых на каскадной стадии ядерных нуклонов, и "частицы" — те каскадные нуклоны, которые не смогли покинуть ядро. Динамика такого "частично-дырочного" газа рассматривается до тех пор, пока он не переходит в равновесное состояние, то есть число экситонов становится достаточно велико и энергия возбуждения распределяется между большим числом степеней свободы. Затем рассматривается равновесное испарение возбужденного ядра и конкурирующее с ним деление. На всех стадиях процесс взаимодействия носит случайный характер, и для получения статистически достоверной информации необходимо "заиграть" достаточное число событий. Для расчетов по КИД модели широко используется метод Монте-Карло.

Вопрос обоснования КИД модели связан с возможностью перехода от динамических уравнений Шредингера (или Лиувилля) к кинетическим.

Будем описывать ядерную систему гамильтонианом $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, где \hat{H}_0 относится к невзаимодействующим ядерным составляющим. Выберем представление, в котором невозмущенный гамильтониан диагонален:

$$\hat{H}_0 |E\alpha\rangle = E |E\alpha\rangle.$$

Под α понимаются другие индексы, описывающие состояние. Пусть возмущение \hat{V} достаточно мало, так что можно пренебречь изменением энергии системы. Тогда, используя методы статистической механики, можно показать, что диагональные элементы матрицы плотности $\rho(E, \alpha, t)$ будут удовлетворять мастер-уравнению

[5,6] :

$$\frac{\partial P(E, \alpha, t)}{\partial t} = \sum_{\alpha', \alpha''} [d(E\alpha, E\alpha') P(E, \alpha', t) - d(E\alpha', E\alpha) P(E, \alpha, t)] \quad (I)$$

Сохраняющая энергию вероятность перехода в единицу времени определена в первом порядке теории возмущений:

$$d(E\alpha, E\alpha') = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle E\alpha | \hat{V} | E\alpha' \rangle|^2 \omega_\alpha(E), \quad (2)$$

$\omega_\alpha(E)$ - плотность конечных состояний системы.

Уравнение (I) получается в предположении малости времени памяти τ_{mem} системы по сравнению с характерным временем перехода $\tau = \hbar/d(E\alpha, E\alpha')$. Благодаря условию $\tau_{\text{mem}} \ll \tau$ случайный процесс, описываемый уравнением (I), является марковским.* В работах [8,9] показана справедливость уравнений типа (I) для описания конечной ядерной системы. Уравнение (I) является математической основой как модели внутриядерного каскада (МБК), так и модели предравновесного испарения. Переходя в (I) к представлению чисел заполнения в случае разреженной среды (или короткодействующего потенциала) с учетом лишь двухчастичных столкновений, получаем модифицированное уравнение Улинга-Уленбека квантовой статистики [10], которое в классическом пределе переходит в соответствующие классические кинетические уравнения Больцмана, описывающие процесс переноса в среде для стационарного потока падающих частиц.

* Марковский процесс, процесс без последствия, - случайный процесс, эволюция которого после любого заданного значения временного параметра t не зависит от эволюции, предшествовавшей t , при условии, что значение процесса в этот момент фиксированно (короче: "будущее" и "прошлое" процесса не зависят друг от друга при известном "настоящем"). [7]

Монте-карловскую (М.-К.) реализацию каскадной части можно интерпретировать как удобный метод численного решения этих весьма сложных кинетических уравнений [9,10]. Экситонная часть представляет собой М.-К. реализацию разрывного марковского процесса, описываемого уравнением (I), а равновесное испарение это просто предельный случай неравновесного.

Следует отметить, что в последнее время развиваются аналитические методы решения кинетических уравнений. Однако существующие варианты позволяют рассчитать только каскадную часть процесса в области энергий, где пинообразование еще несущественно [II].

Таким образом, как МК, так и экситонная модель, основанные на мастер-уравнении (I), описывают неравновесные процессы, проходящие в ядре, и содержат ряд общих физических предположений. Основными из них являются приближение "слабой связи" (т.е. малости возмущения \hat{V}) и учет лишь двухчастичных взаимодействий.

Вопрос обоснования МК в случае нуклон-ядерных взаимодействий, на основе квантовой теории многократного рассеяния, детально рассмотрен в работах [I,10]. В [I] получены следующие условия применимости МК к задачам многократного рассеяния.

- 1) радиус нуклон-нуклонного взаимодействия значительно меньше длины свободного пробега частицы в ядре (газовое приближение) $-r \ll \Lambda$;
- 2) длина волны налетающей частицы много меньше длины свободного пробега: $\lambda \ll \Lambda$;
- 3) энергия, передаваемая налетающей частицей частице ядра значительно больше средней кинетической и потенциальной энергии частиц в ядре (приближение квазисвободного рассеяния):

$$\Delta E \gg \bar{T}, \Delta E \gg \bar{U};$$

4) приближение полноты, которое используется при суммировании сечения квантовомеханического процесса по всем конечным состояниям мишени, соответствующим вылету квазиупругой частицы.

Первые м.-к. реализации КИД модели были получены еще тридцать лет назад. С тех пор, по мере усовершенствования компьютеров, накопления новой экспериментальной и теоретической информации, число новых реализаций непрерывно возрастает. Как правило, создание новой версии мотивируется возможностью применить КИД модель в новой области энергий либо воспроизвести эксперимент, который не описывается предыдущими версиями.

Нашей целью является создание м.-к. комплекса программ, которые позволяли бы рассчитать с хорошей точностью характеристики взаимодействия адронов и легких ядер с ядром в области энергий первичной частицы от десятков МэВ до 15 ГэВ на нуклон. Существующие версии, которые сейчас широко используются, создавались в основном в 60-х годах. За истекшее время существенно расширилась экспериментальная информация по адрон-адронным взаимодействиям в этой области энергий. Кроме того, зарубежные версии малодоступны. Поэтому целесообразно создать новую версию, опираясь на новый экспериментальный материал и учитывая опыт предыдущих реализаций.

На рис. I представлена общая связь разработанного комплекса программ, предназначенных для расчета взаимодействия адронов и легких ядер с ядром. В данной работе мы подробно обсудим каскадную часть нашей программы и проведем сравнение расчетов по МК с экспериментами. В последующих работах будут опубликованы испарительная и делительная части версии.

I. Некоторые детали реализации МК

Во введении были сформулированы принципы, которым мы руко-

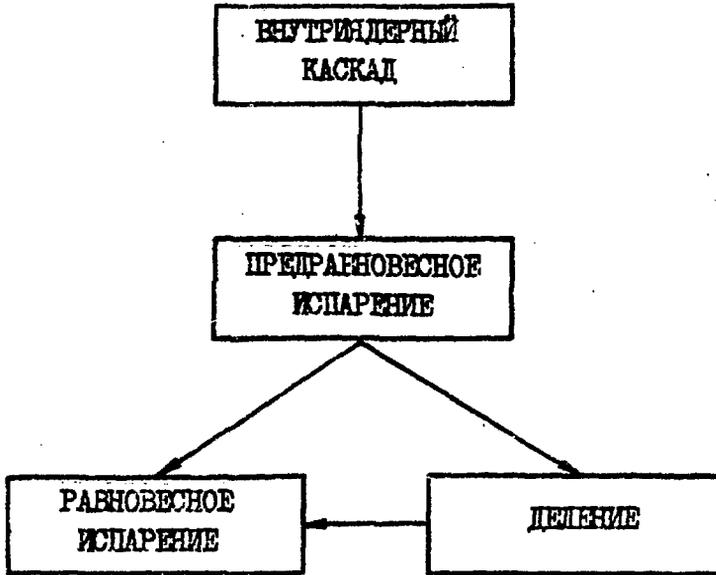


Рис. I. Общая связь программ расчета взаимодействия адронов и легких ядер с ядром.

водствовались при создании комплекса монте-карловских программ по взаимодействию адронов и легких ядер с ядрами и рассмотрены вопросы обоснования такого подхода. Здесь мы обсудим каскадную часть, которая дает основной вклад в выходы высокоэнергетических частиц из ядра.

В нашей версии, как и в большинстве каскадных расчетов используются представления о ядре, как о конечной среде с непрерывной и переменной плотностью. Модели, в которых ядро представлено как диффузное облако отдельных ферми-частиц-нуклонов [12] более точны, но приводят к неоправданным усложнениям алгоритма и увеличению счетного времени.

Для удобства ядерная плотность аппроксимируется ступенчатой функцией, то есть ядро разбивается на зоны, в которых плотность нуклонов постоянна. Конкретная форма зависимости $\rho(r)$ может входить в число задаваемых начальных параметров. В большинстве проведенных нами расчетов для сравнения с экспериментальными данными была использована модель вырожденного ферми-газа с плотностью нуклонов Будса-Саксона. Число зон ядра варьировалось от трех до семи. Обычно мы использовали разбиение на три-четыре зоны, так как результаты расчетов слабо зависят от числа зон.

Влияние ядерной среды на частицу учитывается введением некоторого эффективного потенциала, добавляемого к энергии частицы. Если пролетающей частицей является нуклон, то добавляемый потенциал $V = E_F + \epsilon$, где E_F - энергия Ферми для данной зоны, ϵ - энергия связи нуклона. Энергия связи ϵ (обычно $\epsilon = 5+7$ МэВ) входит в число начальных параметров, также как и соответствующий потенциал для пионов. Так как для каждой зоны плотность, а следовательно, и ядерный потенциал, вообще говоря, различны, то на границе двух зон де-Бройлевская волна пролета-

ней частице испытывает отражение и преломление, что искажает траекторию частиц с малой энергией. Некоторые нуклоны при этом вообще не могут вылетать из ядра и начинают блуждать в нем, отражаясь от границ. Так как они несут малую энергию и не взаимодействуют с нуклонами ядра из-за принципа Паули, то они исключаются из рассмотрения в каскадной части. Число таких "выброшенных" нуклонов и их энергия входят в начальные данные для послекаскадной стадии взаимодействия. Более детальное обсуждение этого вопроса можно найти в монографии [13].

Наиболее существенной частью любой монте-карловской программы, которая во многом определяет ее пригодность, является моделирование элементарных взаимодействий каскадных частиц. Под элементарными взаимодействиями мы здесь понимаем взаимодействия каскадных частиц с отдельными ядерными нуклонами или кластерами. Необходимо корректно рассчитать вероятность взаимодействия частицы с ядерной средой и разыграть партнера взаимодействия. При моделировании мы должны полностью имитировать эксклюзивное событие, то есть разыграть множественность реакции, заряды и импульсы вторичных частиц так, чтобы строго выполнить все законы сохранения. При этом с нужной точностью должны воспроизводиться измеряемые в эксперименте характеристики взаимодействия.

Когда частица движется в однородной среде с плотностью ρ , вероятность ее взаимодействия на отрезке $(L, L+dL)$ равна

$$P(L)dL = \exp(-L/\lambda) d(L/\lambda),$$

где $\lambda = (\sigma \rho)^{-1}$ - средний свободный пробег, σ - сечение взаимодействия со средой. Случай движения частицы в ядре более сложен, так как плотность ядра является функцией расстояния от центра, кроме того необходимо учитывать движение нуклонов в ядре и принцип Паули.

Принцип Паули увеличивает прозрачность ядра, так как нуклоны не могут рассеяться в уже занятое состояние, и мы должны при генерации пробегов использовать усеченные полные сечения. Однако явнее это сделать практически невозможно. Поэтому учет принципа Паули проводится на стадии генерации элементарных взаимодействий: отбраковываются те события, в которых хотя бы один из вторичных нуклонов имеет энергию, меньшую граничной энергии барьера для данной зоны.

Процедура разыгрыва пробег и партнера взаимодействия частицы в ядерной среде детально описана в следующей главе.

Желая, по возможности, не вносить новых неопределенностей в программу, мы пытались при составлении процедуры разыгрыва акта взаимодействия привлекать в первую очередь накопленный экспериментальный материал, не используя дополнительно никаких теоретических и феноменологических моделей взаимодействия.

Проанализировав компиляции данных по нуклон-нуклонным и псион-нуклонным взаимодействиям [14-16], мы получили практически всю информацию по парциальным сечениям. Поскольку мы ограничиваемся энергиями 10-15 ГэВ, нам достаточно было учесть каналы с числом пионов не выше пяти в конечном состоянии. Составленный банк данных по парциальным сечениям использовался при разыгрывании множественности реакции и зарядов вторичных частиц. Этот банк можно заменять при поступлении новых экспериментальных данных. Отметим, что основные каскадные программы [17-19], которые сейчас широко используются, создавались в 60-х годах и их авторы не располагали подобной возможностью. Обычно множественность разыгрывалась следующим образом.

По данным импульсным распределениям наигрывалось столько частиц, чтобы они исчерпывали всю первичную энергию, а заряды образованных частиц разигрывались для каналов с множественностью выше трех, согласно гипотезе о зарядовой независимости. Это, как мы видим из рис.2, не отвечает экспериментальной ситуации даже при множественности, равной четырем.

Для розигрывания импульсов вторичных частиц мы использовали, за исключением некоторых не слишком существенных деталей, процедуру, детально описанную в работе [19]. Следует отметить однако, что эта процедура оказывается малоэффективной при розигрыве событий с большой множественностью и при достаточно высокой энергии первичной частицы ($E_0 \gg 6$ ГэВ). Кроме того, имеются довольно полные эксклюзивные данные по некоторым каналам. Поэтому в дальнейшем мы предусматриваем возможность использования других способов генерации импульсов, образованных в элементарном акте взаимодействия частиц, например, непосредственно наигрывая n -частичный фазовый объем [20].

При генерации поглощения пионов учитывалось лишь поглощение двухкулонами (np) -кластерами [21]. В качестве сечения поглощения использовались экспериментальные сечения $\pi-d$ поглощения. Плотность двухкулоновых кластеров в данной зоне выбиралась в виде $\rho_d \sim \alpha \rho_n \rho_p$. Параметр α входит в число начальных данных.

Для энергий порядка нескольких ГэВ, когда число лавинных частиц велико, учитывается эффект обеднения ядерной среды (так называемый трейлинг [11]) по мере разгата каскада.

2. Схема расчетов

Для большинства программ математического моделирования взаимодействия высокоэнергетической частицы с ядром методом

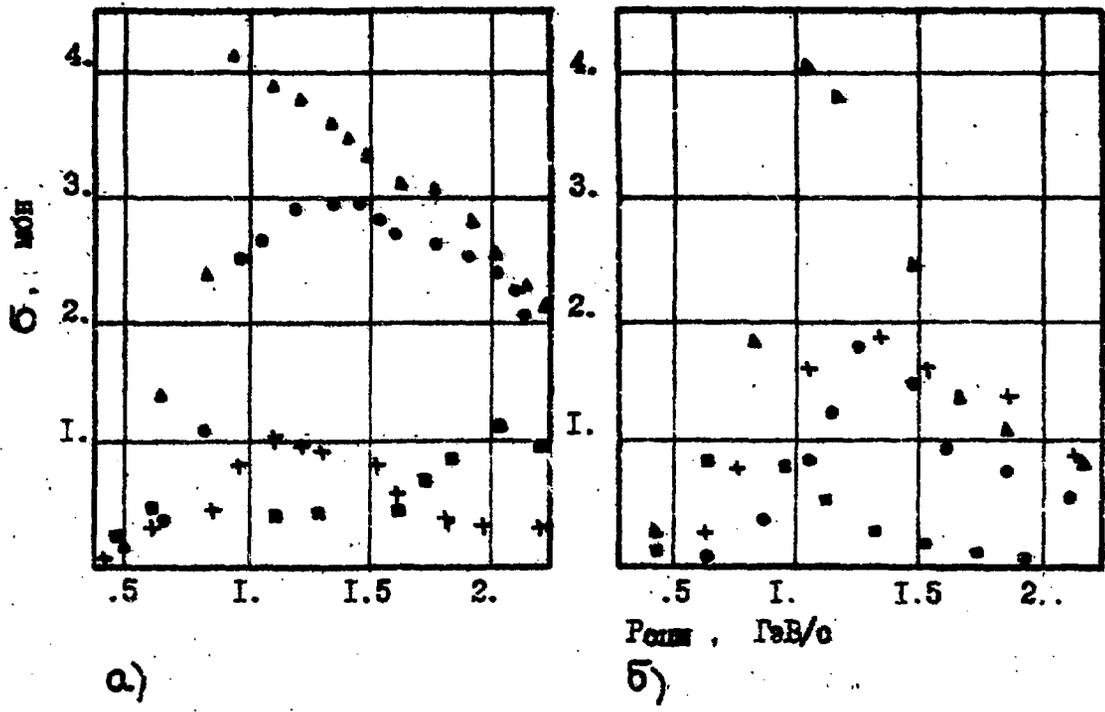


Рис. 2. Зависимость сечений каналов реакции pp -(а) и $p\bar{p}$ -(б) с образованием четырех частиц от импульса в системе центра масс. Обозначения следующие:
 а) \square $2p2\pi^+$; \bullet $2n2\pi^+$; \blacktriangle $pn\pi^+\pi^0$; \circ $2p\pi^+\pi^0$
 б) \blacktriangle $n\pi^+\pi^+\pi^0$; $+$ $p\pi^+\pi^+\pi^0$; \circ $p\pi^-\pi^+\pi^0$; \square $n3\pi^0$
 Данные из [14-16].

Монте-Карло, присуща общая схема каскадных расчетов, приведенная на рис.3. Характерна данная блок-схема и для описываемой программы. Однако, следует отметить ряд отличительных особенностей предлагаемых алгоритмов реализации следующих блоков:

- а) определение точки взаимодействия и выбор партнера;
- б) определение типа взаимодействия;
- в) определение характеристик вторичных частиц.

Процедура розыгрыша взаимодействия каскадных частиц с нуклонами ядра построена следующим образом.

Представим, что ядерная среда состоит из трех компонент: нейтронной, протонной и дейтронной. Введение дейтронной компоненты учитывает поглощение π -мезона на ядерной двухнуклонной ассоциации. Каждая компонента описывается собственной плотностью, ферми-распределением импульсов составляющих её нуклонов и сечением взаимодействия с проходящей через нее частицей. Для каждой зоны характеристики ядерной компоненты постоянны при отсутствии эффекта трейлинга. Зная кинетическую энергию и тип взаимодействующей частицы, разыгрываем ферми-импульс ее партнера и определяем вероятность взаимодействия для каждой компоненты ядерной среды на длине траектории от точки нахождения частицы до точки выхода ее из данной зоны. В случае, когда взаимодействие с i -й средой не реализуется, считаем партнера соответствующей компонентой выбывшим из "игры", то есть полагаем случайный пробег частицы l_i равным расстоянию до следующей зоны R . В противном случае выбираем наименьшее из полученных $\{l_i\}$, $i = 1, 3$ и проводим розыгрыш элементарного взаимодействия частицы с партнером i -й среды. Для учета принципа Паули требуем чтобы энергии всех образовавшихся во взаимодействии нуклонов превосходили энергию ферми в зоне, где произошло взаимодействие. При выполне-

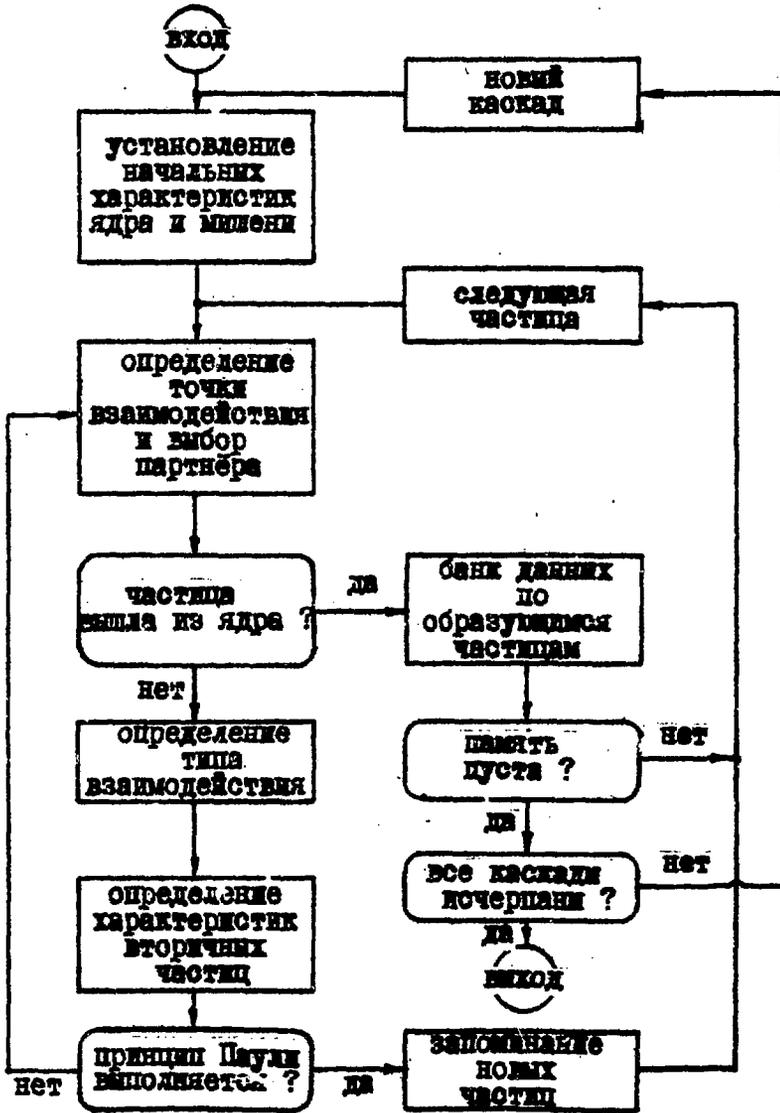


Рис.3. Общая схема расчета внутриядерного каскада.

нии требования - прекращаем процедуру розыгрыша взаимодействия, при невыполнении - выбираем наименьшее из оставшихся $\{L_i\}$ и вновь разыгрываем взаимодействие, теперь уже с новым партнером. Когда, в конечном счете, все L_i оказываются равными R (это может случиться либо на начальном этапе розыгрыша пробегов, либо после браковки по принципу Паули), считается, что частица пролетает без взаимодействия до следующей зоны вдоль вектора \vec{R} . Изложенная процедура отличается от версий [13], и, как нам кажется, более оптимально отвечает моделируемому физическому процессу.

Как отмечалось в главе I, введение в банк данных программы экспериментальной информации по элементарным адрон-адронным взаимодействиям позволило достаточно просто и корректно реализовать процедуру розыгрыша типа взаимодействия, числа и зарядов вторичных частиц. На рис.4 представлена схема данной процедуры.

Предлагаемая программа имеет блочную структуру, мобильна и легко доступна пользователю. Её объем составляет 180 кБайт (из них 80 кБайт отводятся для банка данных).

3. Сравнение каскадной модели с опытом

Сравнение каскадной модели с опытом проводилось во многих работах [13,17,18,24-26]. Ценность такого анализа заключается в установлении уровня доверия расчетным данным, в зависимости от их согласия с экспериментальными. С другой стороны, при таком анализе необходимо четко определить область кинематических переменных продуктов адрон- и ядро-ядерных взаимодействий, в которой модель внутриядерного каскада действует.

Так как в данной работе рассматривается лишь каскадная часть процесса, то расчетные величины не содержат вклада частиц, образующихся в результате распада возбужденного ядра-остатка. Все указанные далее неточности расчетных данных - чисто статистичес-

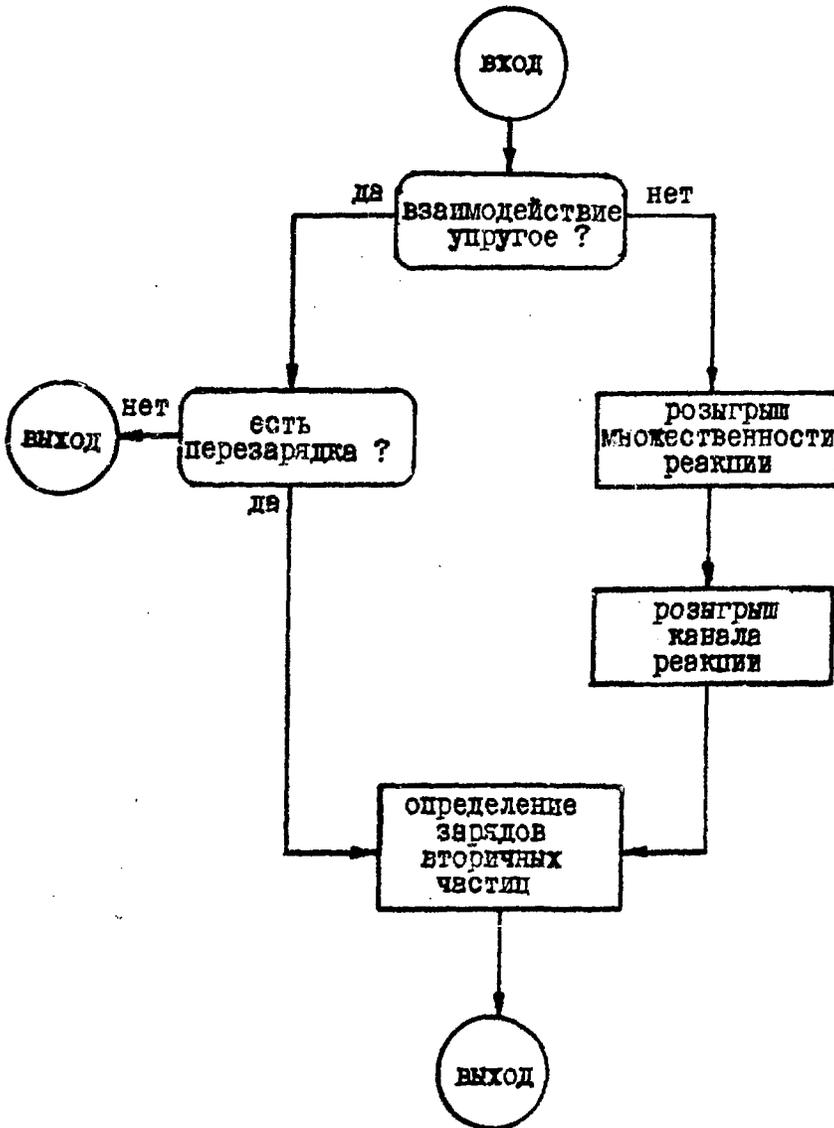


Рис. 4. Схема процедуры розыгрыша типа взаимодействия, числа и зарядов вторичных частиц.

кие и составляют не более 15%. На всех приведенных далее рисунках наши расчеты указаны сплошной гистограммой.

Сравнение проводится для различного набора ядер от Be до $U-238$ и для энергий первичных протонов от 0.45 до 3 ГэВ.

На рис. 5,6 приведено сравнение с энергетическими распределениями протонов и нейтронов, испущенных под различными углами при взаимодействии пучка протонов с энергией $E_0 = 450$ МэВ с мишенями Al и Bi [26]. Некоторые различия между экспериментальными данными и расчетными объясняются, вероятно, влиянием толщины мишени в эксперименте, в то время как расчеты проводились на ядре.

На рис. 7,8 представлено сравнение расчета по каскадной модели с экспериментом по образованию протонов при взаимодействии пучка протонов энергии 660 МэВ с ядрами C и $U-238$. Ошибка расчета составляет 15% для энергетического распределения протонов, испущенных под углами 7, 12.2, 18, 24 и 30 град. в л.с. и 10% для углового распределения протонов с кинетической энергией T выше 60 МэВ. Экспериментальные точки взяты из работы [27].

В работе [28] для нескольких ядер были измерены энергетические спектры протонов под углами 17 и 32 град. в л.с. к направлению пучка протонов с энергией 3 ГэВ. На рис. 9 эти результаты для ядер Be и Pb сравниваются с теоретическими величинами. Сплошной кривой указаны расчеты Метрополиса для Al и U при энергии первичных протонов 1.84 ГэВ. Штрих-гистограмма - расчет Бертини для Pb при энергии пучка протонов 2 ГэВ. Существенны различия с экспериментом при низких энергиях. По-видимому, это объясняется использованием в [28] систем магнитного анализа с характерными сильными поправками на рассеяние при низких энергиях.

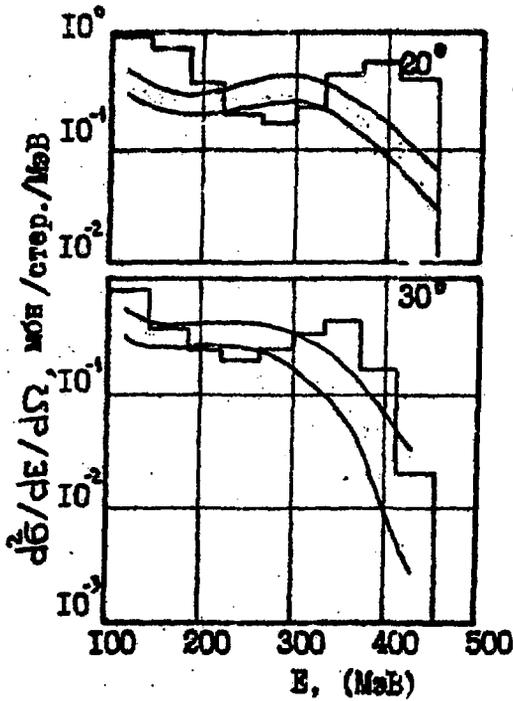


Рис. 5. Двойные дифференциальные распределения нейтронов, образованных при взаимодействии протонов с энергией 450 МэВ с Al. Толщина мишени в эксперименте [26] - 6.73 г/см. Гистограмма - расчёт на ядре Al.

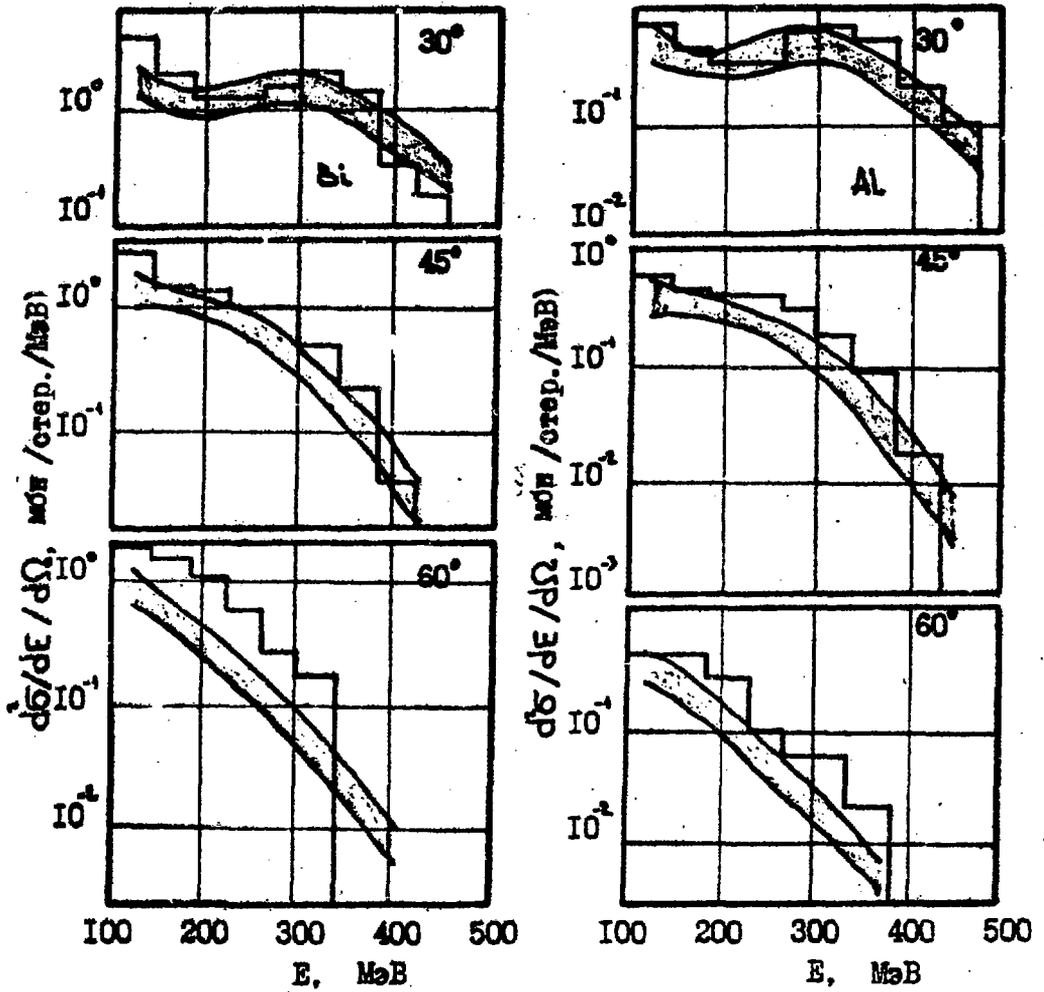


Рис. 6. Двойные дифференциальные распределения протонов, образованных при взаимодействии протонов с энергией 450 МэВ с Al и Bi. Толщина мишеней в [26]: Al - 2.8 г/см, Bi - 4.5 г/см. Гистограммы - расчет на ядрах.

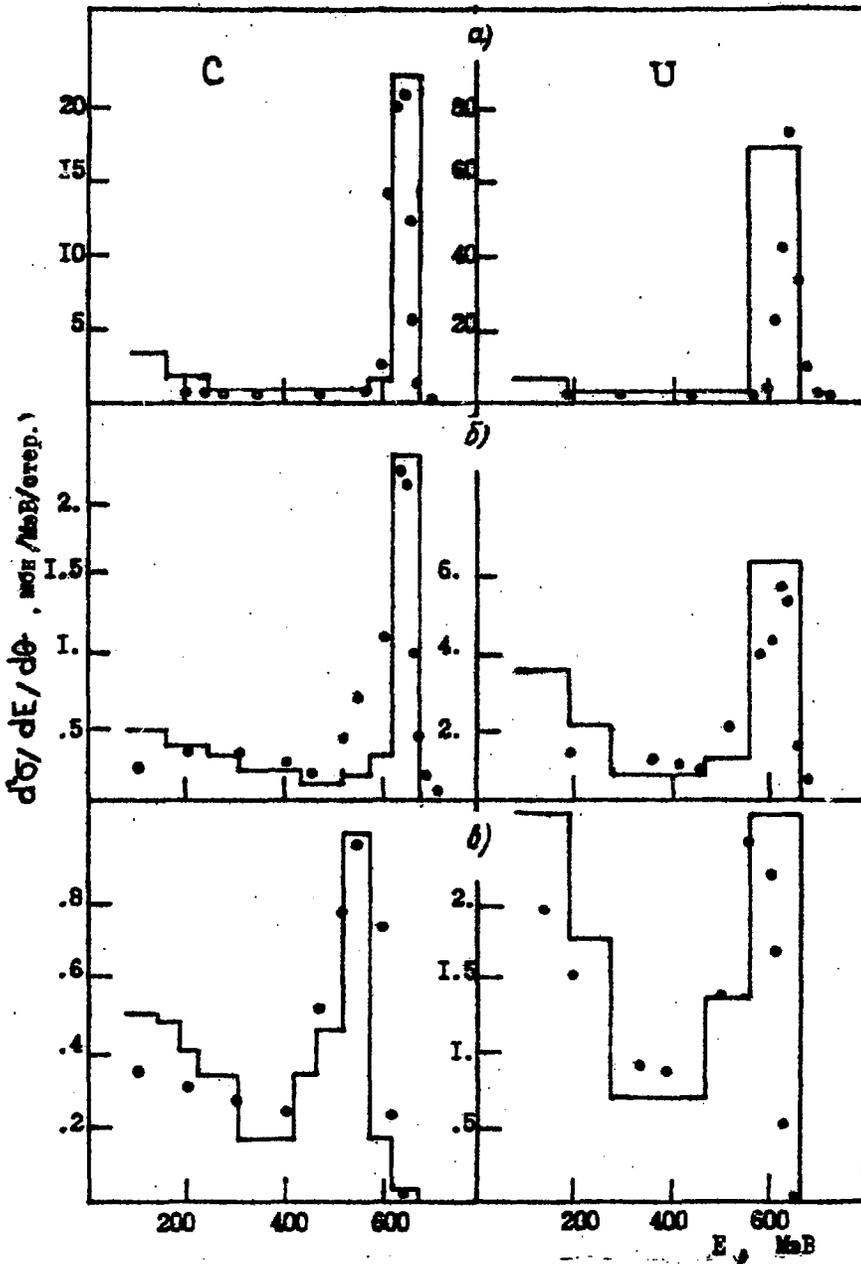


Рис. 7а, б, в. Энергетические спектры вторичных протонов из ядер С и U под углом θ . Энергия налетающего протона 660 МэВ. Экспериментальные точки из [27], гистограммы - расчет по каскадной модели. Угол θ : а - 7° ; б - $12,2^\circ$; в - 18° .

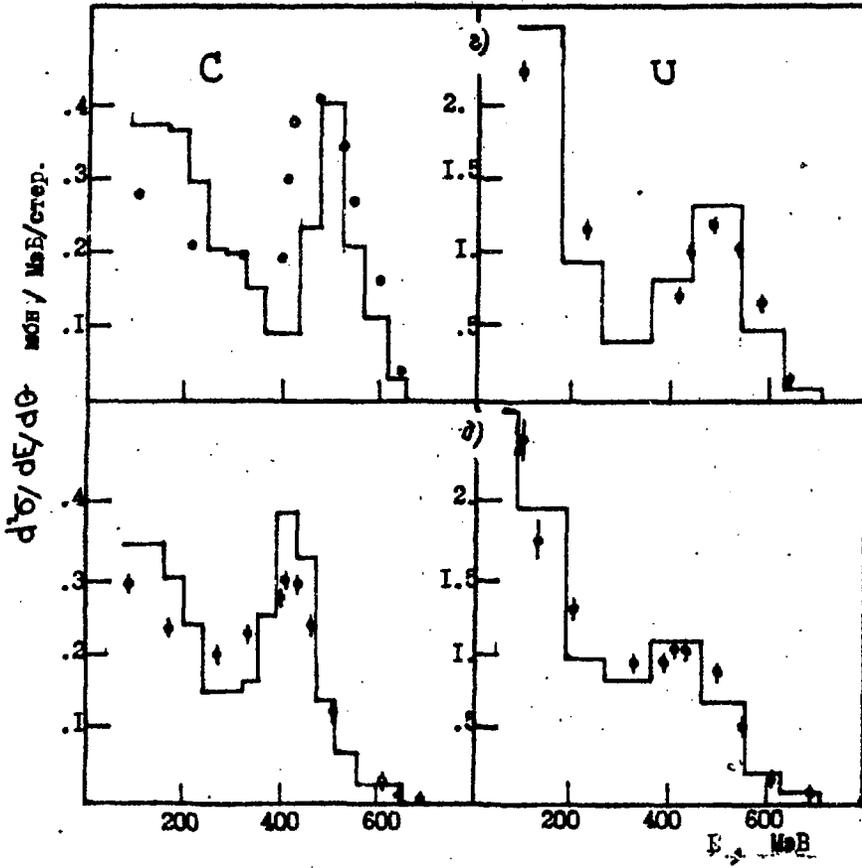


Рис. 7г.д. То же, что и на рис. 7а,б,в, но для угла θ :
 г - 24° ; д - 30° .

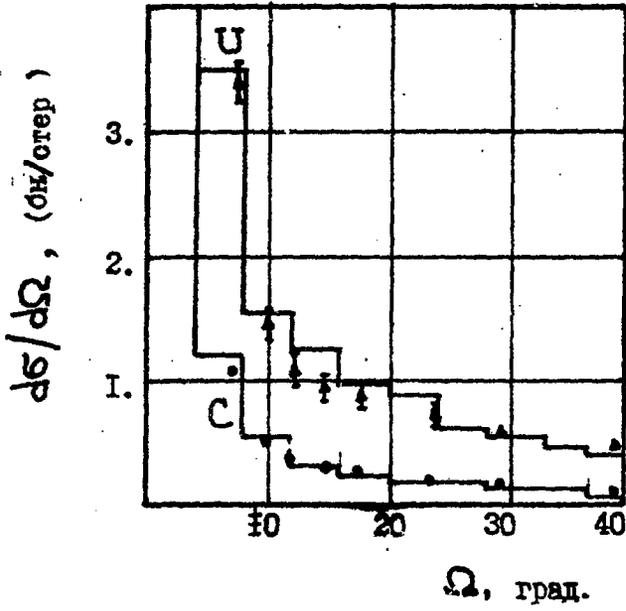


Рис.8. Угловые распределения протонов с энергией $T > 60$ МэВ, образованных при взаимодействии протонов с энергией 660 МэВ с ядрами С и U. Экспериментальные точки из [27], гистограммы - расчет по МЭК.

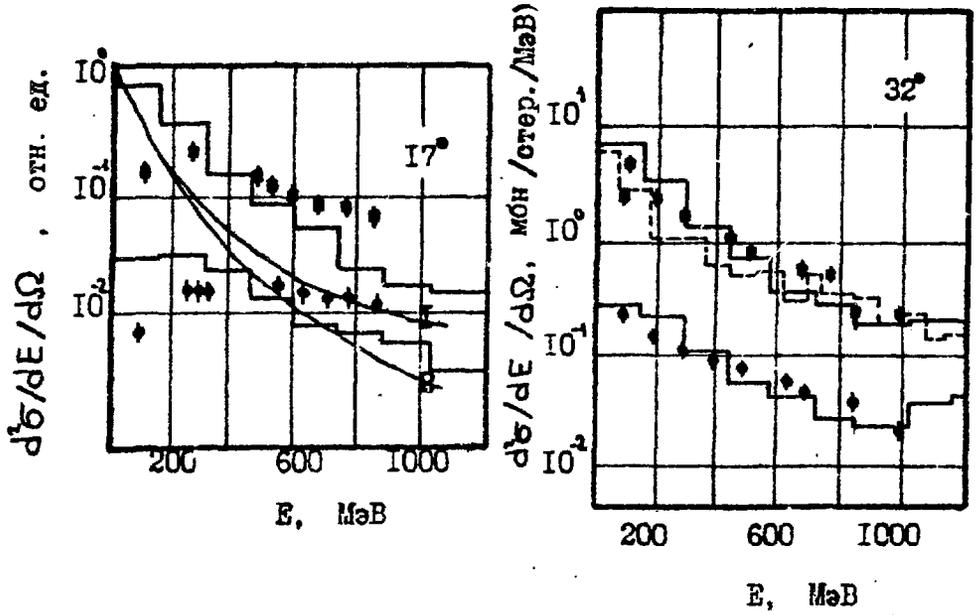


Рис. 9. Двойные дифференциальные распределения протонов образованных при взаимодействии протонов с энергией $E_p=3$ ГэВ с ядрами Be (кружки) и Pb (квадратики). Экспериментальные точки из [28]. Сплошные кривые - расчет Метрополиса для Al (1) и U (2) при $E_p=1.84$ ГэВ. Штрих-гистограмма - расчет Бертини для Pb при $E_p=2$ ГэВ. Сплошная гистограмма - наш расчет для Be и Pb при $E_p=3$ ГэВ.

Приведенное сравнение показывает, что предложенная версия МВК хорошо воспроизводит экспериментальные данные по выходам быстрых нуклонов в нуклон-ядерных взаимодействиях при первичных энергиях от 0.45 до 3 ГэВ как для легких, так и для тяжелых ядер. Результаты проведенного тестирования дают основание полагать, что данная версия МВК может быть использована и для расчета этих характеристик, не полученных экспериментально. Анализу взаимодействия пионов и легких ядер, а также нуклонов более высоких энергий с ядрами мы рассчитываем посвятить отдельную работу.

Заключение

Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами является существенно многочастичной проблемой. Общеизвестно, что уже проблему трех частиц нельзя решить точно. Обязательно необходимо использовать различные приближения для получения результатов. Законность того или иного приближения при этом определяется специфическими особенностями конкретной физической задачи. Представим, тем не менее, что нам известна точная волновая функция многочастичной системы в задаче взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами. Априори ясно, что она столь сложна и содержит столько ненужной информации, что потребует огромного труда для извлечения из нее сравнительно небольшого количества желаемых сведений. Приближенные методы упрощают задачу за счет отбрасывания ненужной информации.

Классическая статистическая механика пользуется статистическим методом рассмотрения, в котором основную роль играют микроскопически измеримые величины (температура, давление, энтропия и т.д.). Такое неполное описание системы является вполне приемлемым, если только именно эти экспериментально измеримые величины и их поведение описываются достаточно точно. В квантовой

проблеме многих частиц преследуются те же самые цели. В ней требуется построить правильное описание только отдельных характеристик системы, которые действительно можно измерить в условиях эксперимента. И тем не менее используемые подходы в квантовой проблеме многих частиц нацелены именно на отыскание точного решения. Фактически многие теории в квантовой проблеме многих частиц навязывают неправильное представление, что они на самом деле дают методы построения приближений к точному решению уравнения Шредингера [29]. С этой точки зрения, метод статистического моделирования взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами представляется наиболее адекватным по отношению к тем проблемам, в решении которых он используется.

Авторы глубоко благодарны Б.Л.Иоффе за постоянное внимание к работе, обсуждение и ценные советы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гольдберг М., Ватсон К. Теория столкновений М.: Мир, 1967, гл. II.
2. Иоффе Б.Д. Сильноточные ускорители - нейтронные генераторы. 5-я школа физики ИТЭФ, 1978, т.2, с.2.
3. Васильков Р.Т., Гольданский В.И., Орлов В.В. - УФН, 1983, т.139, с.435.
4. Смычев Б.С., Серов А.Я., Манько Б.В. М., Препринт РТИ АН СССР, 1979, № 799.
5. Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М.: Гостехиздат, 1946.
6. Ван Нове L. - Physica, 1955, v.21, p.517; v.23, p.441.
7. Математическая энциклопедия. М.: Советская энциклопедия, 1982, № 3, с.523.
8. Mantzouranis G., Weidenmuller H.A., Agassi D. - Z.Phys., 1976, A276, p.145.
9. Бунаков В.Е. - ЯФ, 1977, т.25, с.505.
10. Бунаков В.Е. - ЭЧАЯ, 1980, т. II, с.1285.
11. Казарновский М.В., Парьев Э.Я. - ЯФ, 1981, т.33, с.660.
12. Амелин Н.С., Барашенков В.С. Дубна, Препринт ОИЯИ, 1979, P2-I2616.
13. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
14. NN and ND interactions. A-compilation, UCRL-20 000 NN, 1970.
15. Compilation of cross sections, CCR-1. T^- and T^+ induced reactions. CERN NERA, 79-01, 1979.
16. Compilation of cross sections, CCR-III. ρ and $\bar{\rho}$ induced reactions. CERN NERA, 79-03, 1979.

17. Metropolis N. et al. - Phys.Rev., 1958, v.110, N 1, p.204.
18. Bertini H.W. - Phys.Rev., 1963, v.131, p.1801.
19. Барашенков В.С. и др. - Acta Phys.Polon., 1969, v.36, N 3, p.415.
20. Van Nove L. - Nucl.Phys., 1969, B9, p.331.
21. Brack M. et al. - Nucl.Phys., 1977, A287, N 3, p.425.
22. Барашенков В.С. и др. - УФН, 1973, 109, N I, с.91.
23. Cohen J.P. - Nucl.Phys., 1966, v.84, N 2, p.316.
24. Chen K. et al. - Phys.Rev., 1968, v.166, N 4, p.949.

25. Bertini H. - Phys.Rev., 1969, v.188, N 4, p.1711.
26. Wachter J.W. et al. - Phys.Rev., 1972, C, v.6, N 5, p.1496.
27. Ажгирей Л.С. и др. - ЖЭТФ, 1959, т.36, вып.6, с.1631
28. Edge R.D. et al. - Phys.Rev., 1969, v.183, N 4, p.849.

29. Липкин Г. Квантовая механика. М.: Мир, 1977, гл 9.

Г.А.Лобов и др.

Статистическое моделирование взаимодействия адронов и легких ядер с ядрами. Модель внутриядерного каскада.

Редактор И.Н.Ломакина

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 19.05.83

Подписано к печати 9.06.83

Т12893

Формат 60x90 1/16

Офсетн. печ. Усл.-печ. л. 1,75.

Уч.-изд. л. 1,3.

Тираж 250 экз.

Заказ 91

Индекс 3624

Цена 19 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, П17259, Москва, Б. Черемушкинская, 25

І9к о п

ИНДЕКС 3624