

С. 343 + С 178

Т-57

8/ХИ-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3561



В.Д. Тонеев

К ВОПРОСУ О РОЗЫГРЫШЕ ЭЛЕМЕНТАРНОГО АКТА
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ РАСЧЕТАХ
ВНУТРИЯДЕРНОГО КАСКАДА

(Доложено на Всесоюзном совещании по методам Монте-Карло.
Новосибирск, 1966 г.)

1967.

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 3561

В.Д. Тонеев

К ВОПРОСУ О РОЗЫГРЫШЕ ЭЛЕМЕНТАРНОГО АКТА
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ РАСЧЕТАХ
ВНУТРИЯДЕРНОГО КАСКАДА

(Доложено на Всесоюзном совещании по методам Монте-Карло.
Новосибирск, 1986 г.)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

5459/1, 2р.

Применение метода Монте-Карло к расчету внутриядерного каскада стало уже классическим примером изучения стохастических процессов. Как известно^{1,2/}, при рассмотрении внутриядерного каскада взаимодействие быстрой частицы с ядром сводится к последовательным взаимодействиям частиц с ядерными нуклонами, что в смысле методики расчета подразумевает необходимость проследивать "судьбу", "историю" частицы в ядре. При этом существенным моментом является розыгрыш тех характеристик взаимодействия частиц, которые определяют свойства отдельных ветвей каскадного "дерева". С ростом энергии налетающей частицы становятся возможными процессы рождения частиц (т.е. ветвление более чем на две ветви), что накладывает определенные трудности на розыгрыш характеристик взаимодействия частиц. Данная работа посвящена методике розыгрыша элементарного акта неупругого взаимодействия частиц при расчете внутриядерного каскада.

Поставленная задача решалась бы легко, если бы были известны плотности условных многомерных распределений $P_{\nu}(\vec{p}_j | \vec{p}_1, \dots, \vec{p}_{j-1})$, которые позволяли бы нам разыграть характеристики j -ой частицы $\vec{p}_j(p, \cos \theta, \phi)$ при взаимодействии с рождением ν частиц, если известны характеристики $(j-1)$ частиц. Однако теоретически рассчитывать такие распределения в настоящее время невозможно, а эксперимент дает информацию лишь об одномерных плотностях распределения $P(p)$, $P(\cos \theta)$ и $P(\phi)$. По этим распределениям необходимо разыграть характеристики \vec{p} для ν частиц (ν , вообще говоря, тоже неизвестно) с учетом законов сохранения энергии и импульса, т.е. имеется четыре связи и надо разыграть $(3\nu - 4)$ характеристики по указанным выше распределениям.

^{x)} Здесь и далее частица определяется вектором $\vec{p}(p, \cos \theta, \phi)$, где p - абсолютные значения импульса частицы, θ и ϕ , соответственно, его азимутальный и полярный углы.

В случае упругого рассеяния в конечном состоянии имеется две частицы, характеризуемые шестью параметрами \vec{p}_1 и \vec{p}_2 . Для того чтобы полностью описать результат взаимодействия, достаточно разыграть направление вылета одной частицы (например, ϕ_1 и $\text{Cos } \theta_1$). Таким образом, в этом случае проблема решается просто.

Рождение вторичных частиц в неупругих взаимодействиях впервые было учтено Н. Метрополисом и др.^{/3/} для случая 3 и 4 частиц в конечном состоянии. Однако отсутствие необходимых экспериментальных данных вынудило авторов использовать очень условную модель: так, при $\nu = 3$ они положили равными импульсы всех частиц, а оставшиеся $3 \times 3 - 4 - 3 = 2$ характеристики определяли положение плоскости реакции (т.е. треугольника, составлено из \vec{p}_1 , \vec{p}_2 и \vec{p}_3) в пространстве; предполагалось, что нормаль к плоскости реакции распределена равномерно в телесном угле 4π . В таком подходе законы сохранения соблюдены, однако, распределения величин существенно отличаются от экспериментальных.

В работе^{/4/} для розыгрыша неупругих взаимодействий использовались рассчитанные из теории множественного рождения и исправленные с учетом имевшихся в то время экспериментальных данных распределения $P(p)$, $P(\text{Cos } \theta)$, $P(\phi)$, при этом число вторичных частиц определялось числом выборок из $P(p)$, совместимых с законом сохранения энергии. Таким образом, закон сохранения энергии выполнялся точно в некоторой специальной системе, в которой как раз и определены $P(p)$, $P(\text{Cos } \theta)$, $P(\phi)$, но закон сохранения импульса не был учтен, что приводит к нарушению обоих законов в лабораторной системе. Авторы^{/4/} высказывали утверждение, что в лабораторной системе закон сохранения энергии будет выполняться статистически, в среднем, однако этот вопрос заслуживает специального рассмотрения.

Казалось бы, что в подобных каскадных расчетах с успехом могут быть использованы результаты теории множественного рождения. В частности, Г.И.Копыловым^{/5/} предложен метод расчета характеристик вторичных частиц для взаимодействия, описываемого произвольным гамильтонианом, причем все законы сохранения учтены точно. Однако практическое применение этого метода в нашем случае весьма ограничено из-за невозможности в настоящее время правильно описать (т.е. задать гамильтониан) процесс взаимодействия в достаточно широкой энергетической области.

Точный учет законов сохранения возможен и на пути моделирования процесса множественного рождения, что, например, успешно делается для описания рождения одного и двух мезонов в нуклон-нуклонных и мезон-нуклонных соударениях^{6,7/}. Но это, по-видимому, можно рассматривать лишь как частный случай метода Копылова^{5/}, соответствующий выбору определенного гамильтониана взаимодействия. Ограниченность такого подхода очевидна.

В области сверхвысоких энергий вследствие специфики физических процессов и меньшей экспериментальной информации о них расчет элементарного акта более сложен. Однако статистический анализ экспериментальных данных позволил авторам работы^{8/} выполнить необходимый розыгрыш. Особенность этого розыгрыша заключается в том, что имеется так называемая "лидирующая частица", которая уносит основную часть энергии взаимодействия ($\approx 75\%$). Списание на эту частицу дефицит энергии разыгранных частиц, можно добиться точного выполнения закона сохранения энергии в специальной системе, но сохранение импульса не учитывается, что приводит, как и в работе^{4/}, к выполнению законов сохранения в лабораторной системе лишь в среднем.

Ниже приводится методика расчета неупругого взаимодействия с учетом как закона сохранения энергии, так и закона сохранения импульса.

Для случая трех частиц, характеризуемых \vec{p}_i ($i = 1, 2, 3$), необходимо:

1) по $P(p)$ разыграть p_1 и p_2 ;

2) определить p_3 из закона сохранения энергии

$$p_3 = \sqrt{[U - \sqrt{p_1^2 + m_1^2} - \sqrt{p_2^2 + m_2^2}]^2 - m_3^2},$$

где U - полная энергия частиц в специальной системе, m_i - их массы;

3) проверить выполнение условий "треугольника"

$$p_1 < p_2 + p_3$$

$$p_1 > |p_2 - p_3|,$$

если эти условия не выполняются, то вернуться в пункт 1;

4) по $P(\cos\theta)$ и $P(\phi)$ разыграть, например, $\cos\theta_3$ и ϕ_3 в специальной системе^{х)};

х) Эта специальная система совпадает с точностью до известного поворота с системой центра масс.

5) разыграть угол поворота плоскости реакции относительно вектора \vec{p}_3

$$\psi = 2\pi\beta,$$

где β - случайное число, равномерно распределенное на интервале (0,1), тогда в системе с осью z , направленной по \vec{p}_3 ($p_3, \cos\theta_3, \phi_3$), первый и второй векторы будут иметь координаты соответственно

$$\{ p_1, \frac{-1}{2 p_1 p_3} [p_1^2 + p_3^2 - p_2^2], 2\pi\beta \},$$

$$\{ p_2, \frac{-1}{2 p_2 p_3} [p_2^2 + p_3^2 - p_1^2], \pi + 2\pi\beta \};$$

6) сделав поворот, совмещающий \vec{p}_3 с осью z специальной системы, мы получим координаты \vec{p}_1 и \vec{p}_2 в специальной системе. Таким образом, в этой системе определена с учетом законов сохранения вся тройка векторов; последующий переход к системе центра масс тривиален.

Нетрудно обобщить эту схему и на случай $\nu > 3$. Используя процедуру, изложенную в /4/, мы одновременно определяем ν , разыграем импульсы для $(\nu-1)$ частиц и вычисляем импульс последней частицы из закона сохранения энергии - это составляет содержание новых пунктов 1 и 2. В пункте 4 надо разыгрывать характеристики $(\nu-2)$ частиц; роль вектора \vec{p}_3 будет играть векторная сумма этих $(\nu-2)$ векторов; несколько видоизменяется правило треугольника - в остальном алгоритм остается тем же самым.

В расчетах, выполненных по данной методике, время розыгрыша необходимых характеристик существенно уменьшено за счет того, что удалось представить в аналитическом виде $P(p)$ и $P(\cos\theta)$ как функции случайного числа β . С целью увеличения точности аппроксимации из экспериментальных данных особо выделены распределения для трехчастичных реакций, поскольку их характеристики заметно отличаются от соответствующих величин для $\nu > 3$. Программа расчета и сравнение результатов с опытом будут опубликованы позднее.

Автор благодарен К.К. Гудиме и Г.А. Ососкову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. R.Serber, Phys. Lett. 72, 1114 (1947).
2. M.L.Goldhaber, Phys. Rev. 74, 1268 (1948).
3. N.Metropolis, R.Bivins, M.Storm, A.Turkevich, J.M.Müller, G.Friedlander, Phys.Rev. 110, 185, 204 (1958).
4. В.С. Барашенков, А.В. Бояджиев, Л.А. Кулюкина, В.М. Мальцев. Атомная энергия 16, 515 (1964).
5. Г.И. Копылов. Диссертация, Дубна, 1961.
6. J.Lindenbaum, R.M.Sternheimer, Phys. Rev. 105, 1874 (1957).
7. J.E.Crew, R.D.Hill, L.S.Lavatelli, Phys.Rev. 106, 1051 (1957)
8. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елксеев. ЯФ, 4, 156 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 октября 1967 г.