



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-59

P2-99-59

Ж.Мусульманбеков¹, Б.Хурэлбаатар²

МОДИФИЦИРОВАННАЯ КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ
АДРОН-ЯДЕРНЫХ И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹genis@cv.jinr.ru

²hurle@sunse.jinr.ru

Описывается модифицированная версия каскадной модели MCAS, предназначенная для моделирования неупругих адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений. Модель учитывает все возможные виды перерассейаний вторичных частиц как между собой, так и внутри ядра-мишени и ядра-снаряда. Концепция времени формирования вторичных частиц позволяет сохранить идеологию каскадирования частиц в ядерном веществе вплоть до энергий 200–300 ГэВ/нуклон.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

Перевод авторов

Musulmanbekov G., Khurelbaatar B.
Modified Cascade Model of Hadron-Nucleus
and Nucleus-Nucleus Collisions

P2-99-59

Modified version of cascade model of inelastic hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions MCAS for soft particle production is described. All possible rescatterings inside target and projectile nuclei and between secondaries are taken into account. The concept of formation time of secondaries is included into the process of multiparticle production. This enables one to take into account cascade rescattering of secondaries in the nuclear matter up to the energies 200–300 GeV/nucleon.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

1 Введение

Традиционная каскадная модель адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий, в которых рождение большого количества частиц есть результат не связанных между собой нуклон-нуклонных и мезон-нуклонных взаимодействий, была хорошо согласована с данными для промежуточных энергий (до нескольких ГэВ). Для более высоких энергий она переоценивает множественность вторичных частиц. Тем не менее, как показывают оценки с использованием современных кварк-партонных моделей, механизм каскадного размножения обуславливает выход определенной доли частиц, причем немалой, вплоть до очень высоких энергий.

Для расчётов при этих энергиях разработаны различные кварк-партонные модели адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений. В большинстве современных работ множественное образование частиц предполагается процессом, состоящим из двух стадий: сначала на первой стадии формируются партоны (кварк-глюонные струны), которые затем на второй стадии фрагментируют в конечные адроны. Как следствие этого двухступенчатого механизма образование адрона - не мгновенный процесс, он требует времени, которое принято характеризовать как "время формирования". В данной работе описывается модифицированная каскадная модель адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений MCAS, использующая концепцию времени формирования. Основные положения модели были опубликованы в работах [1].

2 Концепция времени формирования

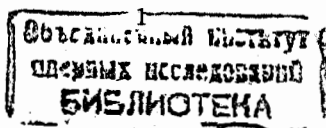
Введение времени формирования в процесс множественного рождения в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях не является тривиальной процедурой. Осуществить ее можно различными способами. Первый основывается на предположении, что образованные быстрые частицы не могут участвовать во вторичных взаимодействиях внутри ядра. Это предположение может быть сформулировано на основе принципа неопределённости Гейзенберга. В соответствии с принципом неопределённости время, необходимое для образования адрона в его системе координат, определяется как

$$\tau_0 = \frac{1}{m_i} = \frac{1}{(m_i^2 + p_i^2)^{1/2}}. \quad (1)$$

В лабораторной системе это время удлиняется вследствие умножения на γ - фактор Лоренца

$$\tau = \tau_0 \gamma = \frac{E_h}{m_i^2}, \quad (2)$$

где E_h - энергия адрона в лабораторной системе. Этот подход характерен для моделей некоррелированных кварк-партонных каскадов. Одна из хорошо разработанных моделей — это код Монте-Карло, созданный J.Ranft [2]. Другой способ для введения времени формирования связан со струнными моделями, в которых



обмен цветными полями между кварками вызывает образование протяженных объектов — струн, фрагментация которых и приводит к образованию конечных адронов [3]. Если адрон образовался внутри ядра, он может взаимодействовать с ядерной материей. Что касается взаимодействия струны внутри ядра, то ситуация не ясна. Можно предположить следующие варианты:

- струна вообще не взаимодействует с ядерной материей;
- струна поглощается с обычным адронным сечением.

В работах [4, 5] было показано, что возможно промежуточное решение, т.е. струна поглощается частично. В этом случае время формирования испущенных адронов определяется пространственно-временной эволюцией струны. Наш подход, как будет видно ниже, учитывая особенности времени формирования обоих типов моделей, переводит его рассмотрение на адронный язык. Время формирования вводится следующим способом. В момент столкновения двух адронов мы применяем геометрическое правило сумм для поперечных сечений вторичных частиц, испущенных в переднюю (заднюю) полусферу в системе центра масс

$$x^l \sigma^P + \sum x^m \sigma^P = \sigma^P, \quad (3)$$

где x^l — фейнмановская переменная для лидирующей частицы, x^m — то же самое для n -ой образованной частицы и σ^P — сечение налетающей частицы. Лидирующей мы называем частицу, которая сохраняет квантовые числа взаимодействующей частицы, исключая спин и заряд. Первый член в этом выражении есть сечение лидирующей частицы, а второй член — это сумма сечений образовавшихся частиц в момент взаимодействия. В этот момент лидирующая частица и другие вторичные частицы обладают аномальным (уменьшенным) сечением и могут рассматриваться как "полуголые" или "голые" частицы. В процессе распространения каскада вторичных частиц внутри ядра их сечения эволюционируют до нормальных, адронных, значений. Таким образом, время формирования характеризует время, в течение которого адрон приобретает нормальное сечение. Мы используем экспоненциальный закон изменения сечения. Сечения частиц в последующем столкновении имеют вид

$$\sigma_2^l = \sigma_1^P (1 - (1 - x^l) e^{-\tau/(\tau_0)}) \quad (4)$$

для лидирующей частицы,

$$\sigma_2^m = \sigma_1^m - (\sigma_1^m - x^m \sigma_1^P) e^{-\tau_1/(\tau_0)} \quad (5)$$

для n -ой рожденной частицы. Здесь σ_1^P — нормальное сечение первичной частицы; σ_1^m — нормальное сечение для m -ой рожденной частицы; γ — лоренц-фактор и τ_0 — подбираемый параметр, соответствующий среднему значению времени формирования в системе покоя частицы. Легко заметить, что выражения (4) и (5) идентичны в случае, если $\sigma_1^m = \sigma_1^P$. Для $\tau + 1$ -го неупругого перераспределения падающей частицы сечение определяется как:

$$\sigma_{\tau+1}^l = \sigma_1^P - \sigma_1^P (1 - x_1^l) e^{-\tau/(\tau_0)} - \sigma_2^l (1 - x_2^l) e^{-\tau_2/(\tau_0)} - \dots$$

$$-\sigma_{\tau}^l (1 - x_{\tau}^l) e^{-\tau_{\tau}/(\tau_0)} = \sigma_1^P \prod_{i=1}^{\tau} (1 - (1 - x_i^l) e^{-\tau_i/(\tau_0)}). \quad (6)$$

Формула (3) соответствует геометрической картине, где перекрывающиеся области сталкивающихся протяженных адронов являются источником излучения мезонов. Неперекрывающиеся (спектаторные) части трансформируются в лидирующие частицы. Чем больше доля импульса вторичной частицы ($x \sim 1$), тем больше ее геометрические размеры и тем ближе сечение частицы к нормальному. Такая ситуация обычно характерна для лидирующих частиц. И наоборот, чем меньше x излучаемой частицы, тем меньше ее геометрические размеры в начальный момент времени и тем меньше ее начальное сечение, что является типичным для мезонов, испущенных из перекрывающейся (центральной) области. Далее эти аномальные (уменьшенные) сечения с течением времени эволюционируют по экспоненциальному закону (4), (5) и (6). Вследствие наличия γ -фактора в показателе экспоненты в лабораторной системе в первую очередь формируются самые медленные мезоны и мишенный нуклон, который в системе центра масс является лидирующей частицей. При этом вторая лидирующая частица может иметь сечение порядка адронного, хотя она является самой быстрой.

3 Основные положения модели ядерных столкновений

Физическая картина взаимодействия двух ядер в модели внутри ядерного каскада представляет собой процесс столкновения двух облаков газа. Каждое из сталкивающихся ядер в собственной системе координат рассматривается как вырожденный ферми-газ нуклонов, заключенный в некотором объеме с диффузной границей. Считается, что нуклоны находятся в потенциальной яме вида

$$V(r) = \epsilon + p_f^2/2m,$$

где m — масса свободного нуклона, ϵ — усредненная энергия связи, ($\epsilon = 7$ МэВ), p_f — фермиевский импульс нуклона в ядре. Координаты нуклонов генерируются согласно стандартным распределениям ядерной плотности

$$\rho(r) = \frac{2}{Z\pi^{3/2}R_0^3} \left[1 + \frac{Z-2}{3}(r/R_0)^2 \right] \exp(-r^2/R_0^2) \quad \text{для } 2 < A < 12, \quad (7)$$

где Z — заряд ядра; R_0 — параметр гауссового распределения, зависящий от атомного номера ядра A и определяемый из эксперимента [6], и

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp(\frac{r-a}{b})) \quad \text{для } A \geq 12. \quad (8)$$

Здесь

$$a = 1.07A^{1/3} \text{ фм}$$

— радиус половинной плотности, a параметр диффузности граничного слоя

$$b = 0.545 \text{ фм}$$

Для импульсного распределения нуклонов принимается приближение ферми-газа с нулевой температурой и изотропией в пространстве

$$W(p)dp \sim p dp, \quad 0 \leq p \leq p_{max}(r).$$

Максимальное значение импульса выражается через ядерную плотность

$$p_{max}(r) = (3\pi^2)^{1/3} h p^{1/3}(r).$$

Неупругое столкновение двух ядер представляет собой суперпозицию барион-барионных, мезон-барионных и мезон-мезонных упругих и неупругих взаимодействий, которые могут быть формально распределены на четыре группы:

1. Группа С — взаимодействия нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени.
2. Группа А — взаимодействия вторичных частиц с нуклонами ядра-мишени;
3. Группа В — взаимодействия вторичных частиц с нуклонами налетающего ядра.
4. Группа D — так называемые 'каскад-каскадные' взаимодействия — взаимодействия вторичных частиц друг с другом.

Все вторичные частицы, возникшие в любой из групп взаимодействий, считаются каскадными частицами. Столкновения из группы С происходят в области перекрытия ядер А и В, тогда как взаимодействия каскадных частиц с внутриядерными нуклонами могут происходить и после того как ядра разделены и продолжают до тех пор, пока эти частицы не покинут соответствующее ядро или поглотятся им, если их энергия окажется меньше определенной "энергии обрезания". Величина энергии обрезания зависит от типа частицы и от заряда ядра и, вообще говоря, является параметром модели.

Вероятность взаимодействия любых двух частиц определяется как

$$q = \sigma_{tot} / \pi(r_0 + \lambda)^2, \quad (9)$$

где σ_{tot} — полное сечение; r_0 — параметр, связанный с радиусом сильного взаимодействия и λ — длина волны де Бройля. Сечения взаимодействия резонансов внутри ядра взяты те же, что и для соответствующих стабильных мезонов и нуклонов. Для мезон-мезонных взаимодействий сечение можно определить с помощью мезон-нуклонного или нуклон-нуклонного сечения, используя соотношения, следующие из аддитивной кварковой модели:

$$\sigma_{tot}^{mm} \approx \frac{2}{3} \sigma_{tot}^{mN} \approx \frac{4}{9} \sigma_{tot}^{NN}, \quad (10)$$

где σ_{tot}^{mN} — мезон-нуклонное сечение, а σ_{tot}^{NN} — нуклон-нуклонное сечение.

Налетающее ядро-снаряд "распаковывается" на А составляющих его нуклонов с учетом того, что они находятся в связанном состоянии. Это делается путем введения эффективной массы связанного нуклона $M' = M - \epsilon$, где М - масса свободного нуклона, ϵ - средняя энергия связи нуклона в ядре и эффективной кинетической энергии нуклона $T' = T - \epsilon$, где Т - кинетическая энергия нуклона в ядре. Розыгрыш эффективной кинетической энергии T'_i нуклона налетающего ядра с эффективной массой M' выполняется в системе центра масса налетающего ядра с учетом условия

$$\sum_{i=1}^A T'_i = \epsilon A.$$

Это значит, что выбирается значение T'_i из фермиевского распределения с учетом выполнения закона сохранения энергии и импульса для нуклонов налетающего ядра в связанной с ним системе координат, считая, что эти нуклоны имеют массу M' . Далее, переходя в лабораторную систему координат и возвращаясь к массе М, сохранив полную энергию частицы, можно выполнить закон сохранения энергии, что позволяет правильно вычислять энергию возбуждения остаточного ядра.

Кинетическая энергия относительного движения сталкивающихся частиц рассчитывается с учетом фермиевского движения внутриядерных нуклонов, а также с учетом того, что столкновение происходит в усредненном поле, создаваемом остальными нуклонами ядра или ядер, если столкновение происходит в области их перекрытия. Последнее достигается путем изменения полной энергии частицы на величину потенциала ядра $V(r)$ в системе координат, связанной с этим ядром.

Предполагается, что нуклоны налетающего ядра в лабораторной системе координат могут быть описаны как независимые частицы, характеризуемое 4-вектором пространство-времени (\vec{r}, t) и 4-вектором импульса-энергии (\vec{P}, E) с эффективной массой

$$m_{эфф} = \sqrt{E^2 - p^2} = m - V(r).$$

То же самое считается справедливым и для ядра-мишени, но в системе координат, связанной с бомбардирующим ядром. Влияние ядерного потенциала на частицу, вошедшую в ядро, учитывается в приближении внезапного возмущения путем увеличения ее кинетической энергии на величину $V(r)$. Введение приближения независимых частиц с эффективными массами позволяет последовательно использовать релятивистскую кинематику, приняв во внимание, в частности, эффект релятивистского сжатия ядер, и симметризовать задачу по отношению к сталкивающимся ядрам.

Эволюция взаимодействующей системы рассматривается методом, предложенным в работе [7]. В начальный момент времени определяются все возможные партнеры. Партнёры для взаимодействия вычисляются для каждой группы (А,В,С,Д). Среди всех возможных взаимодействий выбирается то, которое реализуется раньше остальных. Затем положение обоих ядер и всех частиц сдвигается к следующему положению, соответствующему новому парному взаимодействию или распаду резонанса. В ходе развития системы возникшие резонансы могут распасться до

столкновениями с внутриядерными нуклонами или с другими каскадными частицами. Все типы взаимодействий, а также распады резонансов, которые могут реализоваться внутри ядра, проверяются на выполнение принципа Паули. Каскадная стадия генерации частиц завершается, когда все каскадные частицы покинут оба ядра или будут поглощены ими.

Частицы внутри ядра прослеживаются вплоть до некоторой минимальной кинетической энергии $V(r) + T_{обр}$. Считается, что частицы с меньшей энергией поглощаются ядром, а с большой - вылетают из ядра. Как обычно, принято, что $T_{обр} = V_{кул}(r) + \epsilon$ для нуклонов, где $V_{кул}(r)$ — кулоновская энергия ядра на внешней границе ядра.

Подсчет оставшихся в потенциальной яме нуклонов и их изотопического состава дает массовое и зарядовое число остаточного возбужденного ядра. Энергия возбуждения остаточного ядра определяется энергией поглощенных частиц и "дырок", образованных в результате внутриядерных столкновений. Импульс остаточного ядра находится из закона сохранения импульса, последовательно применяемого в ходе расчета внутриядерного каскада при каждом акте соударений частиц. Угловой момент остаточного ядра находится из закона сохранения углового момента, последовательно применяемого в ходе расчета внутриядерного каскада при каждом акте соударения частиц. Распад возбужденных ядер рассчитывается с помощью стандартной испарительной модели с параметром плотности уровней $a = A/10 \text{ МэВ}^{-1}$ [8].

Функциональная блок-схема программы приведена на рис. 1.

4 Генератор адрон-адронных событий

Генератор основан на модифицированной модели цилиндрического фазового объема. Модификация связана с включением в рассмотрение коэффициента неупругости. Генерация эксклюзивных событий осуществляется в несколько этапов. На первом шаге вычисляется доля энергии столкновения, которая реализуется на рождение частиц:

$$W = \sum E_i = k\sqrt{s}, \quad (11)$$

где E_i - энергия i -ой рожденной частицы (исключая лидирующие частицы), k - коэффициент неупругости события. Флуктуации неупругости от события к событию приводят, как следствие, к некоему распределению $P(k)$. Не существует разработанных теоретических методов для расчета $P(k)$. Очевидно, что неупругость связана с параметром удара сталкивающихся протяженных адронов: чем меньше параметр удара, тем больше они перекрываются и тем больше неупругость события. В работе [9] было показано, что распределение коэффициента неупругости, полученное в эксперименте, можно аппроксимировать бета-распределением:

$$P(k, s) = k^{a-1} (1-k)^{b-1} / B(a, b), \quad (12)$$

$$B(a, b) = \Gamma(a)\Gamma(b)/\Gamma(a, b), \quad (13)$$

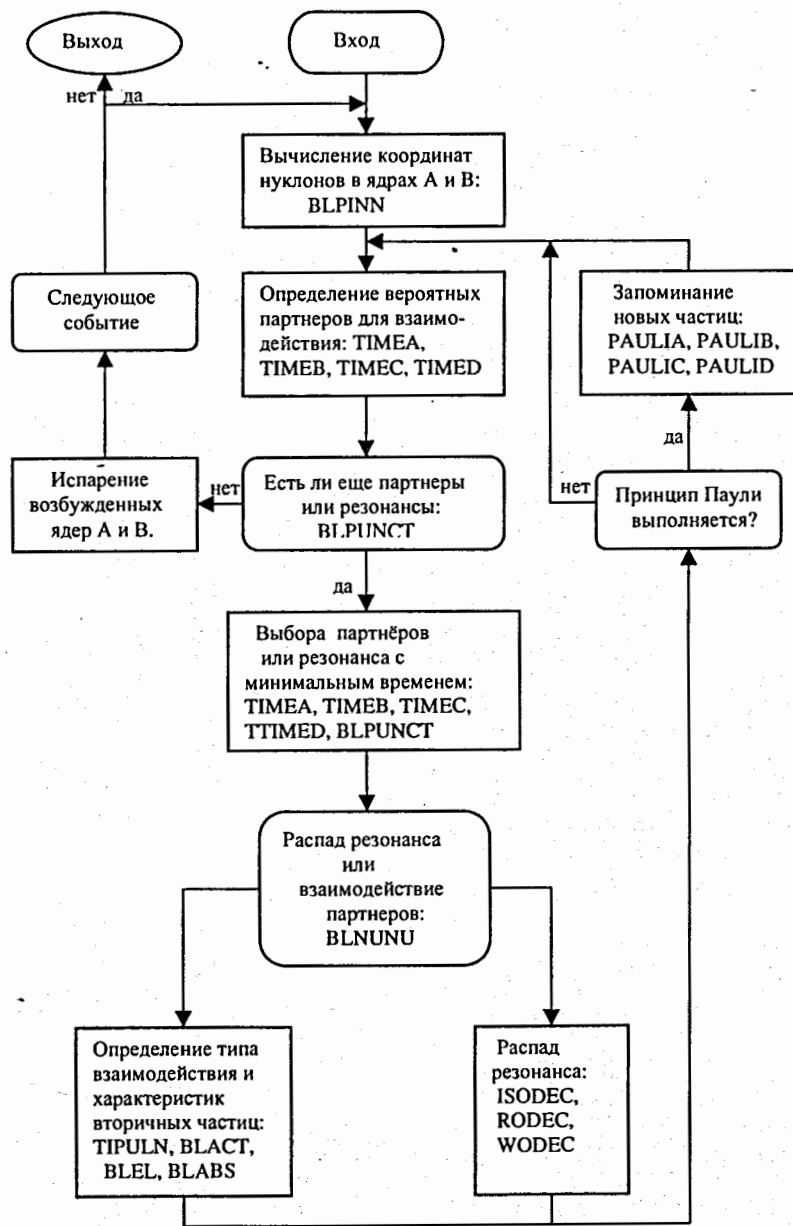


Рис. 1: Функциональная блок-схема программы MCAS.

$$\langle k(s) \rangle = a/(a + b), \quad (14)$$

где $\Gamma(a), \Gamma(b)$ и $\Gamma(a, b)$ - гамма-функции; s - зависимости $P(k, s)$ и $\langle k(s) \rangle$ включены в параметры a и b . До энергий ISR можно пренебречь этими s -зависимостями.

На втором шаге энергия W распределяется между вторичными частицами, чьи кинематические характеристики вычисляются в соответствии с моделью цилиндрического фазового объёма. Параметры модели подбирались сравнением результатов моделирования пион-нуклонного и нуклон-нуклонного взаимодействия с экспериментальными данными. Оставшаяся часть энергии в системе ц. м. $(1 - k)\sqrt{s}$ распределяется между лидирующими частицами в соответствии с законами сохранения импульса-энергии:

$$\bar{P}_I + \bar{P}_{II} = \sum \bar{P}_i, \quad (15)$$

$$E_I + E_{II} = (1 - k)\sqrt{s}, \quad (16)$$

где \bar{P}_i - импульс i -ой рожденной частицы (исключая лидирующие), \bar{P}_I, \bar{P}_{II} и E_I, E_{II} - импульсы и энергии лидирующих частиц. В состав вторичных частиц могут входить как стабильные частицы (нуклоны и пионы), так и s -волновые резонансы (Δ -изобары и ρ - и ω -мезоны).

5 Сравнение с экспериментальными данными

Параметром модели, который требует подгонки, является время формирования τ_o (формулы (4), (5) и (6)), которое представляет собой среднее время формирования в системе покоя вторичной частицы. Наиболее подходящее значение, которое даёт возможность получить хорошее описание данных в широком диапазоне энергий, - это τ_o , равное $(1.0 \pm 0.2) \times 10^{-23}$ с, что соответствует характерному ядерному времени. Расчёты по модели при этом значении времени формирования сравнивались с данными коллаборации EMU01 для энергий ядра-снаряда от 2.1 и до 200 ГэВ/нуклон[10]. Зависимость от энергии среднего количества ливневых (n_s), серых (n_g), чёрных (n_b) треков в неупругих взаимодействиях ядер O^{16} в эмульсии показана в таблице.

Таблица

$E(\text{ГэВ})$	3.6	14.6	60	200
$\langle n_s^{exp} \rangle$	10.6 ± 0.2	21.2 ± 1.1	40.6 ± 2.2	58.1 ± 2.8
$\langle n_s^{mod} \rangle$	10.6 ± 0.4	21.1 ± 0.5	39.3 ± 0.5	55.5 ± 0.5
$\langle n_g^{exp} \rangle$	6.5 ± 0.2	4.9 ± 0.3	5.7 ± 0.4	4.3 ± 0.2
$\langle n_g^{mod} \rangle$	6.6 ± 0.4	5.6 ± 0.4	5.5 ± 0.4	5.3 ± 0.3
$\langle n_b^{exp} \rangle$	4.7 ± 0.1			4.0 ± 0.2
$\langle n_b^{mod} \rangle$	5.0 ± 0.2	4.9 ± 0.2	4.8 ± 0.2	5.2 ± 0.2

6 Заключение

Создана монте-карловская программа, предназначенная для расчета множественного рождения частиц ($p, n, \pi^+, \pi^-, \rho, \omega$ и Δ -изобар) и выхода легких изотопов (дейтроны, тритий, гелий-3, гелий-4) в результате взаимодействия двух атомных ядер в области энергий 0.1-200 ГэВ/нуклон. Оставаясь в рамках адронных представлений и тем самым сохранив элементы каскадного перерасеяния и размножения вторичных частиц, удается получить разумное описание экспериментальных данных вплоть до энергий 200-300 ГэВ/нуклон. Это достигается введением в рассмотрение времени формирования, в течение которого аномальные сечения, приписываемые в момент столкновения рожденным адронам ("голым" частицам), в последующем эволюционируют по экспоненциальному закону до нормальных значений. В модели учтены все возможные виды перерасеяний: кроме перерасеяний вторичных частиц внутри ядер снаряда и мишени, возможны и перерасеяния вторичных (каскадных) частиц между собой. Поэтому предлагаемая программа может служить хорошим полигоном в качестве фона как для анализа новых экспериментальных эффектов, так и для проверки различных гипотез при исследовании ядерных столкновений. Инструкция к работе с программой приведена в приложении.

7 Приложение

Программа MCAS реализована на языке Фортран-77. Исходными данными, которые необходимо задать для расчета ядерных взаимодействий, являются

- атомный номер ядра-снаряда,
- атомный номер ядра-мишени,
- зарядовый номер ядра-снаряда,
- зарядовый номер ядра-мишени,
- кинетическая энергия ядра-снаряда в лаб. системе в ГэВ,
- число требуемых событий,
- параметр, характеризующий степень центральности столкновения ядер. Задается в величинах ферми (10^{-13} см) (например, 0. соответствует центральному (лобовому) столкновению двух ядер; для нефиксированного (случайного) выбора параметра соударения необходимо задать отрицательное число (например, -0.1).

Исходные данные должны быть заданы в файле в формате, соответствующем формату чтения в головной программе:

```

READ 1,NSKIP
1 FORMAT(I6)
READ 2, A,Z,TKIN,NCOLL,BIMP
2 FORMAT(4F4.0,F8.2,I6,F7.3),

```

Здесь NSKIP задает число событий в файле (если они были сгенерированы и записаны в предыдущем сеансе), которое необходимо пропустить; A и Z - массивы, состоящие из двух элементов. Можно проверить характеристики элементарного акта (*pp*- и *pn*- взаимодействий), задавая соответствующие значения для A и Z. Вот пример исходных данных для моделирования 1000 столкновений ядер углерода с энергией 11.2 ГэВ на нуклон с ядром кальция со случайным распределением параметра удара:

```

000000
12. 40. 6. 20. 11.20 1000 -0.100

```

Сгенерированные события записываются в файл с именем **casout.dat** в двоичном, бесформатном виде. Вначале записываются исходные данные о взаимодействующих ядрах и энергии столкновения:

```

WRITE (1) A,Z,TKIN

```

Затем рекорд за рекордом записываются сгенерированные события; каждый рекорд содержит информацию о параметре соударения, энергиях возбуждения обоих ядер, множественности в событии и характеристиках рожденных частиц (3 компоненты импульса, масса и заряд). Дополнительно можно выводить данные об энергиях возбуждения остаточных ядер.

Для удобства пользователя к программе MCAS прилагается программа чтения и предварительной обработки сгенерированных данных, размещенная в файле **datproc.for**. Она может быть использована как шаблон для создания своей программы обработки.

```

*****
program DATPROC
*****
* PURPOSE: DATA PROCESSING *
*****
* INPUT QUANTITIES: *
* A - ARRAY OF ATOMIC NUMBERS OF COLLIDING NUCLEI *
* Z - ARRAY OF THEIR CHARGES *
* WT - KINETIC ENERGY OF PROJECTILE NUCLEUS IN *
* LAB. SYSTEM [GeV] *
* BIMP - IMPACT PARAMETER *
* EX1 - AVERAGE EXCITATION ENERGY OF THE PROJECTILE *
* RESIDUAL. *
* EX2 - AVERAGE EXCITATION ENERGY OF THE TARGET *
* RESIDUAL. *
* NCAS - 5*KEV, WHERE KEV IS THE MULTIPLICITY *
* IN EVENT *
* W(1,J) - *
* W(2,J) - MOMENTUM COMPONENTS OF PRODUCED PARTICLE. *
* W(3,J) - *
* W(4,J) - IT'S MASS [GEV]. *
* W(5,J) - IT'S CHARGE. *
*****
DIMENSION WW(6000),W(5,1200),A(2),Z(2)
DIMENSION S(7),PCE(3),P(9),VO(3)
EQUIVALENCE(W(1,1),WW(1))
C LS IS THE NUMBER OF TARGET NUCLEI FOR DATA PROCESSING
LS=1
L=1
DO 777 J=1,1200
DO 777 I=1,5
W(I,J)=0.
777 CONTINUE
DO 21 I=1,7
21 S(I)=0.
EXT1=0.
EXT2=0.
open(1,file='casout.dat',form='unformatted')
11 PRINT 14
14 FORMAT(1H, //15X, '****FULL COPONENT CASCADE MODEL****')
READ (1) A,Z,WT
PRINT 13,A(1),Z(1)

```



```

13 FORMAT(/10X,'PROJECTILE  A=',F4.0,5X,' Z=',F4.0/)
   PRINT 4, WT
   4 FORMAT(15X,'ENERGY OF PROJECTILE = ',F8.3,'GEV/NUCLEON')
   PRINT 113,A(2),Z(2)
113 FORMAT(/10X,'TARGET      A=',F4.0,5X,' Z=',F4.0/)
   VO(1)=0.DO
   VO(2)=0.DO
   VO(3)=SQRT(WT*(WT+1.88D0))/(WT+.94D0)
   CST=COS(.2/SQRT(WT*(WT+1.88)))
   INEL=0
   JM=0
   DO 1000 M=1,1000000
991 READ (L,END=2000) BIMP,EX1,EX2,NCAS,(WW(K),K=1,NCAS)
390  SNN=0.
     JM=JM+1
     CHAR=0.
     KEV=NCAS/5
     INEL=INEL+1
     ACH=0.
c** LOOP OVER SECONDARIES IN THE EVENT
   DO 101 J=1,KEV
C** CALCULATION OF KINEMATICAL CHARACTERISTICS **
   PT2=W(1,J)**2+W(2,J)**2
   PTR=SQRT(PT2)
   PULS=SQRT(PT2+W(3,J)**2)
   IF(PULS.LE.0.) GOTO 101
   SIT=PTR/PULS
   COT=SQRT(1.-SIT**2)
   IF(ABS(COT)-1.) 87,101,101
87  PMJ=W(4,J)
     PPAR=COT*PULS
     EPAR=SQRT(PULS**2+PMJ**2)
     FU=EPAR+PPAR
     FD=EPAR-PPAR
     TETA=ACOS(COT)
     RAP=.5*ALOG(FU/FD)
     ETA=-ALOG(TAN(TETA/2.))
200 CONTINUE
C** INSERT YOUR OPERATORS INTO THIS LOOP (DO 101 J=1,KEV)
   IF(W(4,J)-.9) 105,402,402
402 IF(W(4,J)-1.5) 102,300,300
102 IF(W(5,J)) 104,104,103
104 S(1)=S(1)+1.

```

```

GO TO 300
103 S(2)=S(2)+1.
     GOTO 300
105 IF(W(5,J)) 106,107,108
106 S(5)=S(5)+1.
     COSPI=COT
     GO TO 101
107 S(4)=S(4)+1.
     GO TO 101
108 S(6)=S(6)+1.
     GO TO 101
300 CONTINUE
101 CONTINUE
   63 CONTINUE
1000 CONTINUE
2000 CONTINUE
     NSTAR=M
     TINEL=INEL
     S(3)=S(1)+S(2)
     S(7)=S(4)+S(5)+S(6)
     DO 109 M=1,7
109  S(M)=S(M)/TINEL
     PRINT 111,INEL
111 FORMAT(/20X,'EXECUTED EVENTS =', I5/)
     PRINT*,'          AVARAGE MULTIPLICITES'
     PRINT 110,S(1),S(2),S(4),S(5),S(6)
110 FORMAT(15X,'NEUTRONS = ',F7.3,5X,'PROTONS = ',F7.3,
*/10X,'PI0 = ',F7.3,5X,'PI- = ',F7.3,5X,'PI+ = ',
*F7.3)
     close (1)
     STOP
     END

```

Список литературы

- [1] G. Musulmanbekov, Proc. 11th EMU01-Collaboration Meeting, Dubna, May 1992, Dubna 1992, p. 287; Proc. 11th Int. Symp. on High Energy Spin Phys. Sept., 1994, Bloomington, AIP Conf. Proc. 343, p. 428.
- [2] J.Rauft, Z.Phys.C-Particles and Fields 43(1989)439
- [3] A. Bialas, preprint Jagellonian University PJU-3/91
- [4] A. Bialas and Gyalassy, Nucl.Phys. B291(1987)793
- [5] B. Z. Kopeliovich, L. I. Lapidus, Proc. of the VI Balaton Conf. on Nucl. Phys., p. 73, Balatonfured, Hungary, 1983; B. Z. Kopeliovich, F. Niedermayer, Sov. J. Nucl. Phys., 42(1985)504
- [6] Элтон Л. Размеры ядер, ИИЛ, Москва, 1962.
- [7] V. S. Barashenkov, F. G. Geregi, J. J. Musulmanbekov, Yad. Fiz., 39(1984)1133
- [8] V. S. Barashenkov, V. D. Toneev, Interactions of high energy particles and nuclei with nuclei, Moscow (1972)
- [9] G. N. Fowler, R. M. Weiner and G. Wilk, Phys. Rev. Lett., 55(1985)173
- [10] M.I. Adamovich et al., Phys. Rev. Lett., 62(1989)280; Preprint LUND LUIP 8907.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 марта 1999 года.