

УДК 539.128.417

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ОПИСАНИЯ ДВИЖЕНИЯ СИСТЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Н.Г.Фадеев

Введена новая инвариантная величина α , определяющая на основании общих требований долю переданного 4-импульса q_α ($q_\alpha^2 = \alpha^2 q^2$) и позволяющая описать процесс рассеяния как эволюцию системы двух взаимодействующих частиц. Основные идеи нового подхода проверены с помощью экспериментальных данных реакции развала дейтрона в водородной камере при импульсе 3,31 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

On the Possibility of Relativistic Space-Time Particle Scattering Description

N.G.Fadееv

The article presents a phenomenological approach to investigate inelastic interactions based on the introduction of a new invariant α — a part of the 4-momentum transfer q_α ($q_\alpha^2 = \alpha^2 q^2$). The new invariant allows one to describe the process of particle scattering as the evolution of the system of two interacting particles. The main ideas of the proposed method have been tested with the experimental data of the deuteron breakdown reaction in a hydrogen bubble chamber at 3.31 GeV/c.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

1. Введение

Плодотворность идеи масштабной инвариантности в описании множественных процессов в различных аспектах физики частиц, включая физику релятивистских ядер, космическое излучение и астрофизику, установлена давно (см., например, обзор [1]). Современный прогресс в развитии теории глубоконеупругих реакций (ГНР) в значительной степени предопределен введением масштабно-инвариантной величины x — переменной Бьеркена [2]. Неожиданным и плодотворным оказалось приложение идеи масштабной инвариантности к проблеме релятивистского описания движения системы двух и более частиц.

Попытка релятивистского описания движения системы двух взаимодействующих частиц, не говоря уже о трех и более частицах, сталкивается с многими трудностями, «справиться с которыми до сих пор не удалось не только в узких рамках механики, но

и с привлечением глубоких идей квантовой теории поля» [3]. Утвердилось мнение, что данная проблема еще далека от своего окончательного решения.

В данной работе предлагается феноменологический подход к изучению взаимодействий частиц, основанный на введении новой масштабно-инвариантной величины α ($0 \leq \alpha \leq 1$). С помощью α на основании общих положений оказалось возможным определить компоненты 4-вектора q_α — доли переданного 4-импульса q . Так же, как полной передаче q соответствует определенное конечное состояние, так и доле передачи q_α соответствует определенное промежуточное состояние, зависящее от α .

Идея промежуточных состояний возникла [4] из анализа ГНР в пространстве скоростей [3]. Эта идея также содержится в следующем рассуждении Н.А.Черникова: «Рассмотрим теперь две частицы. Мы не знаем, какими уравнениями определяется их движение, но какими бы уравнениями оно ни определялось, в результате решения уравнений движения мы во всяком случае должны получить пару мировых траекторий. Возникает вопрос, в каком случае заданная пара мировых траекторий представляет движение двух взаимодействующих только друг с другом частиц?» [3].

Представляется важным здесь то, что речь идет не о парах точек, соответствующих начальным и конечным состояниям частиц, а о паре множеств точек, которые *должны* быть (как решения неизвестных уравнений) и которые образуют мировые траектории (промежуточные состояния взаимодействующих частиц). Исходя из этого, можно утверждать или, по крайней мере, можно предположить, что в пространстве скоростей должен быть соответствующий образ этой пары траекторий в виде некоторой пары линий, каждая из которых должна соединять начальную и конечную точки взаимодействующих частиц. Таким образом, основное положение предлагаемого подхода можно сформулировать следующим образом: *взаимодействие двух сталкивающихся частиц есть пространственно-временной процесс — процесс передачи энергии-импульса от одной частицы к другой.*

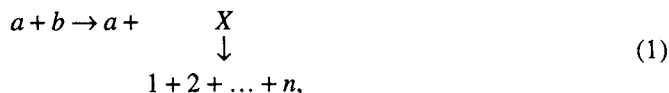
Введение промежуточного состояния позволяет связать собственные времена двух взаимодействующих частиц обычным способом — через их относительную скорость. Поэтому описание движения системы частиц становится возможным свести к зависимости лишь от одного временного параметра. Таким способом удастся справиться с основной трудностью, возникающей с «отнюдь не случайным увеличением размерности» прямого произведения двух миров [3].

Уместно заметить, что в нерелятивистской механике полное решение задачи о движении частицы в центральном поле «проще всего получается, исходя из законов сохранения энергии и момента, не выписывая при этом самих уравнений движения» [5].

Для начала ограничимся рассмотрением инклюзивных реакций с известным переданным 4-импульсом q (т.е. как в ГНР). Обобщение на случай произвольных реакций представляется достаточно простым и вытекающим как следствие из рассмотренного случая. Однако требование измерения переданного 4-импульса q в рассматриваемой реакции, очевидно, на практике может оказаться трудно реализуемым или неоднозначным.

2. Инклюзивные реакции

Рассмотрим реакцию



в которой масса налетающей частицы a для простоты изложения считается неизменной. Под реакцией (1) подразумеваются прежде всего реакции глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклоне и реакций с известной передачей, как в ГНР, например:



— реакция развала дейтрона в водородной камере [6].

В отношении реакции (2) следует отметить, что протон из дейтрона можно отличить от протона-мишени, или, по крайней мере, можно указать кинематическую область, в которой такую идентификацию протонов можно осуществить. Следовательно, переданный 4-импульс протона-мишени известен. Нетрудно теперь заметить, что кинематика реакции (2) в антилабораторной системе (дейтрон покоится) идентична кинематике реакции (1) в лабораторной системе. Поэтому последующие выкладки справедливы для обоих типов реакций. Основные идеи предлагаемого подхода проверялись и будут иллюстрироваться с помощью экспериментальных данных реакции (2) при импульсе дейтрона 3,31 ГэВ/с.

Введем следующие обозначения:

$$K_a + K_b = K'_a + K_x, \quad (3)$$

$$K_x = K_1 + K_2 + \dots + K_n, \quad (3.1)$$

$$q = K_a - K'_a, \quad (3.2)$$

$$q(v = E_a - E'_a, \mathbf{P} = \mathbf{P}_a - \mathbf{P}'_a), \quad (3.3)$$

$$Q^2 \equiv -q^2 = P^2 - v^2, \quad (3.4)$$

$$x = \frac{-q^2}{2qK_b} = \frac{Q^2}{2m_b v}, \quad (3.5)$$

$$M_x^2 \equiv W^2 \equiv K_x^2 = m_b^2 + 2m_b v(1 - x) \quad (3.6)$$

$$M_x^2 = \left(\sum_{i=1}^n m_i \right)^2 + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{k=i+1}^n m_i m_k (\cos \rho_{ik} - 1), \quad (3.7)$$

$$M_{\min} = \sum_{i=1}^n m_i, \quad (3.8)$$

где через K обозначены соответствующие 4-импульсы: K_a, K'_a — налетающей частицы a до и после взаимодействия, K_b — мишени, K_x — сумма 4-импульсов вторичных n -частиц, q — переданный 4-импульс, v — переданная энергия, P — переданный 3-импульс, Q^2 — квадрат модуля переданного 4-импульса, x — переменная Бьеркена, M_x — эффективная масса n -частиц, M_{\min} — минимальная эффективная масса n -частиц, m_a — масса налетающей, m_b — масса мишени, m_i — масса i -вторичной частицы, ρ_{ik} — быстрота между i -й, k -й частицами.

Начнем с уравнения (3), записанного с учетом введенных обозначений:

$$q + K_b = K_x. \quad (4)$$

Любой вектор можно представить как сумму двух произвольных векторов. Представим 4-вектор q в виде

$$q = K_a - K_{a\alpha} + K_{a\alpha} - K'_a = q_\alpha + q_\beta, \quad (5)$$

$$q_\alpha = K_a - K_{a\alpha}, \quad q_\beta = K_{a\alpha} - K'_a, \quad (6)$$

где $K_{a\alpha}$ — некоторое промежуточное состояние частицы a в процессе взаимодействия. Чтобы определить состояния частиц, соответствующих передаче q_α , подставим (5) в (4) и рассмотрим сумму q_α и K_b , которая есть тоже некий 4-вектор $K_{x\alpha}$:

$$q_\alpha + K_b = K_{x\alpha}. \quad (7)$$

Уравнение (7) формально похоже на уравнение (4). Так же, как уравнение (4) определяет состояние мишени после передачи ей энергии-импульса q , так и уравнение (7) определяет состояние мишени после передачи q_α . Т.е. и конечное K_x , и промежуточное $K_{x\alpha}$ -состояния получаются по одним и тем же правилам сложения 4-векторов — по правилам сохранения энергии-импульса. Но в (7) 4-вектор q_α не известен. Попытаемся его определить из общих соображений. Обозначим компоненты q_α как v_α и P_α :

$$q_\alpha^2 = v_\alpha^2 - P_\alpha^2. \quad (8)$$

Из трех величин, входящих в (8), две независимые. Выберем q_α так, чтобы его модуль составлял некоторую α -долю модуля q :

$$q_\alpha^2 = \alpha^2 q^2 = -\alpha^2 Q^2, \quad (9)$$

где α — некоторое число в пределах от 0 до 1. Уравнение (9) есть первое предположение.

Чтобы окончательно определить вектор q_α , перепишем (7) с учетом (9):

$$K_{x\alpha}^2 \equiv M_\alpha^2 = K_b^2 + 2K_b q_\alpha \left(1 - \frac{-q_\alpha^2}{2K_b q_\alpha} \right), \quad (10)$$

$$M_\alpha^2 = m_b^2 + 2m_b v_\alpha \left(1 - \frac{\alpha^2 Q^2}{2m_b v_\alpha} \right). \quad (10.1)$$

Нетрудно заметить, что при $\alpha = 1$ и $v_\alpha = v$ выражение (10.1) совпадает с конечной эффективной массой K_x^2 (см. (3.5)). Поэтому можно просто положить:

$$v_\alpha = \alpha v. \quad (11)$$

Однако при таком определении v_α величина M_α^2 будет в случае упругого рассеяния ($x = 1$) функцией α , принимающей значения m_b^2 лишь при $\alpha = 0$ и $\alpha = 1$.

Будем полагать, что в процессе упругого взаимодействия массы частиц не меняются. В таком случае возникает вопрос, как обеспечить постоянство промежуточной массы мишени M_α в случае упругого рассеяния и сохранить ее функциональную зависимость от доли переданного импульса в случае неупругого рассеяния? Другими словами: можно ли единым образом описать упругий и неупругий процессы в зависимости от доли переданного 4-импульса? Легко заметить, что для этого вместо (11) нужно выбрать нелинейную зависимость в виде

$$v_\alpha = \alpha^2 v. \quad (12)$$

В этом случае выражение (10.1) принимает вид

$$M_\alpha^2 = m_b^2 + 2m_b v \alpha^2 (1 - x), \quad (13)$$

из которого следует, что $M_\alpha = m_b$ при $x = 1$.

Выбор энергетической компоненты в виде (12) есть второе предположение (положение о постоянстве масс частиц в случае упругих столкновений представляется естественным).

При заданной начальной энергии кинематика события в ГНР полностью восстанавливается на основе уравнения (4) по двум независимым переменным, например v и Q^2 . Аналогично, кинематика промежуточного состояния полностью восстанавливается на основе уравнения (7) по двум независимым переменным, например по тем же v_α и $\alpha^2 Q^2$.

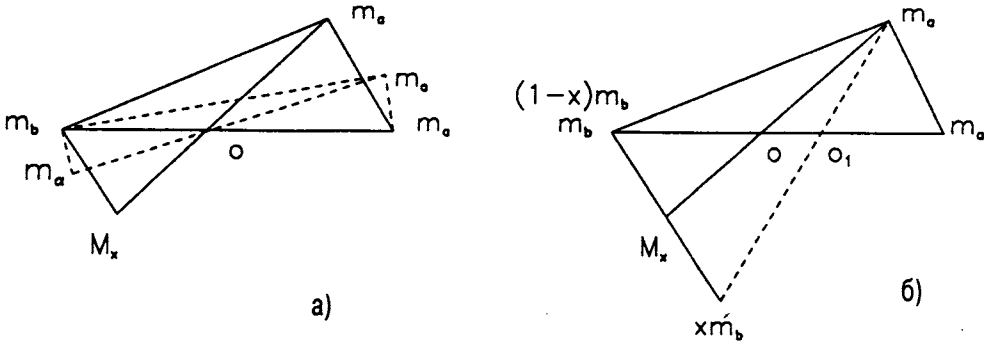


Рис.1. Диаграммы неупругой реакции в пространстве скоростей Лобачевского: а) введение α -инварианта, б) введение x -инварианта

Таким образом, все компоненты 4-вектора q_α можно определить, и все они будут содержать общий множитель α . Следовательно, параметр α есть масштабный множитель, а 4-вектор q_α является масштабно-инвариантным. Изменяя α от 0 до 1, можно получить множество состояний от начального до конечного. Полученное множество состояний можно рассматривать как эволюцию взаимодействия в зависимости от доли переданного 4-импульса q_α , а α — как параметр эволюции.

На рис.1а представлена диаграмма неупругой реакции в пространстве скоростей. Пунктирными линиями изображено промежуточное состояние взаимодействующих частиц m_a и M_α .

Представляется интересным сделать некоторые замечания, непосредственно связанные с введением нового инварианта.

3. Некоторые замечания, связанные с введением новой переменной α

1. Прежде всего важно отметить, что выбор нелинейной зависимости (12) требует, чтобы величина x в процессе взаимодействия была постоянной для всех α :

$$x = \frac{-q_\alpha^2}{2q_\alpha K_b} = \frac{Q^2}{2m_b v} = \frac{-q^2}{2qK_b}. \quad (14)$$

Факт постоянства x содержится и в партонной модели. Действительно, в соответствии с партонной гипотезой нуклон представляется состоящим из свободных, несвязанных точечных частиц — партонов [7]. Формально такую гипотезу можно выразить заменой 4-вектора K_b суммой $(1-x)K_b + xK'_b$, где x — масштабная переменная Бьеркена. Определение значения x производится в модели из предположения о том, что налетающий лептон K_a рассеивается на партоне xK_b упруго. Упругий характер взаимодействия не

изменяет масс частиц и обеспечивает таким образом сохранение массы партонa, т.е. сохранение величины x . Эти рассуждения неоднократно приводил А.М.Балдин на различных семинарах, но они не опубликованы. Диаграмма такого взаимодействия в пространстве скоростей иллюстрируется рисунком 16.

Противоречивость партонной модели в том и состоит, что предполагаемые частицы-партоны непосредственно не регистрируются. Это обстоятельство может означать, что первоначальная посылка неверна — 4-вектор нуклона K_b не является масштабно-инвариантным.

Сохранение x в процессе взаимодействия обуславливается нелинейным характером передачи энергии-импульса в самом процессе. В свою очередь, сам нелинейный характер передачи продиктован общим требованием единой кинематики промежуточных состояний как в упругих, так и в неупругих реакциях.

2. Качественно понять точечный характер поведения процессов ГНР можно и в рамках данного подхода.

Для этого определим коэффициент неупругости α_n как такую долю переданного 4-импульса q , которой достаточно для рождения минимальной массы M_{\min} (см. (3.8)). Для определения такого коэффициента используем уравнение (13). Положим в этом уравнении $M_\alpha = M_{\min}$ и решим его относительно α , которое и будет определять коэффициент неупругости α_n :

$$\alpha_n = \left(\frac{M_{\min}^2 - m_b^2}{Q^2} \frac{x}{1-x} \right)^{1/2} \quad (15)$$

По определению положим, что $\alpha_n = 0$ для упругих взаимодействий, т.е. новой массы не рождается. Из (15) нетрудно видеть, что с ростом Q^2 величина α_n должна уменьшаться и стремиться к нулю при $Q^2 \rightarrow \infty, x = \text{const}$.

Действительно, при больших передачах, которые возможны лишь при высоких энергиях, т.е. при $s = (K_a + K_b)^2 \rightarrow \infty$, минимальная масса M_{\min} будет расти лишь как логарифм от s , поскольку $M_{\min} = \sum m_i \simeq nm_\pi$ пропорциональна множественности вторичных частиц (в основном — пионов, m_π — масса пиона), которая, как известно [8], растет как $\ln(s)$. При $v \rightarrow \infty$ и при $Q^2 \rightarrow \infty$ (но $x = \text{const}$), что эквивалентно $s \rightarrow \infty$, величина $\alpha_n \rightarrow 0$ примерно как $\ln(s)/s \rightarrow 0$, т.е. величина α_n асимптотически стремится к пределу для упругих взаимодействий, и весь процесс при этих условиях приобретает упругий, «точечный» характер.

На рис.2 приведены экспериментальные распределения для коэффициента неупругости и x для реакции (2). Коэффициент неупругости вычислен для двух гипотез: для линейной зависимости (11) — обозначен α_m на рис.2а, и нелинейной зависимости (12) — обозначен α_n на рис.2в. Представляет интерес проверить поведение этого коэффициента с ростом энергии столкновения: с ростом энергии он должен уменьшаться.

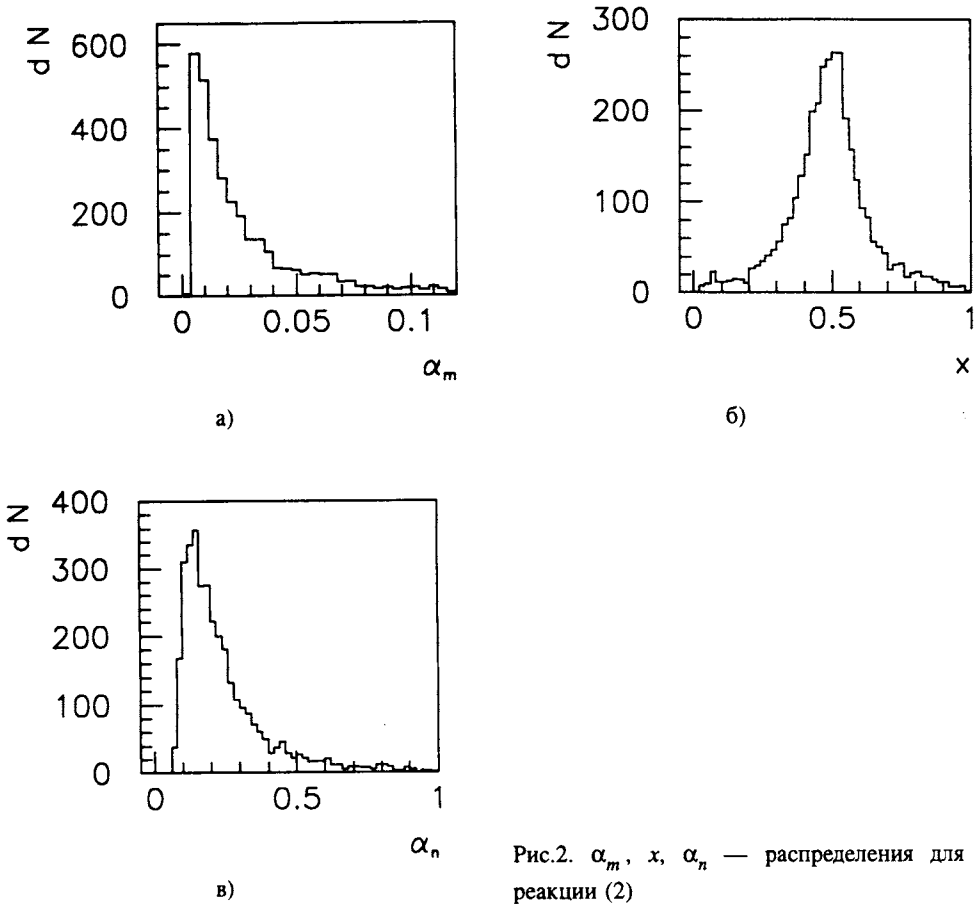


Рис.2. α_m , x , α_n — распределения для реакции (2)

На рис.2б приведено распределение по x . Интересно отметить, что максимум распределения по x приходится на $x \simeq 1/2$, и среднее значение x равно $\simeq 1/2$, т.е. упругое рассеяние протона (в антилаб. системе) происходит на половине массы дейтрона — квазиупругое рассеяние нуклона на нуклоне.

3. Обобщение предлагаемого подхода на случай произвольных реакций следует в результате обнаружения прямой связи требования единого описания кинематики упругих и неупругих взаимодействий с сохранением величины x .

Для переданного 4-импульса q удобно ввести дополнительно переменную x_a , аналогичную бьеркеновской (которую пока обозначим как x_b):

$$x_a = \frac{-q^2}{-2qK_a} = \frac{Q^2}{2m_a v_b}, \quad (16)$$

$$v_b = E_b - E'_b, \quad (16.1)$$

где E_b, E'_b — энергия частицы b (мишени) до и после взаимодействия в системе покоя частицы a (а антилаб. системе). Аналогично x_b имеем: если масса частицы a не меняется, то $x_a = 1$.

Для неупругой реакции (1) имеем: $x_a = 1, x_b < 1$, а для реакции (2): $x_a < 1, x_b = 1$ (на рис.2б представлено распределение по x_a).

Очевидно, что в общем случае, когда массы обеих взаимодействующих частиц не сохраняются, $x_a < 1$ и $x_b < 1$. Как было показано в предыдущем разделе, из требования единого описания кинематики промежуточного состояния для упругих и неупругих реакций следует нелинейный характер зависимости передаваемой энергии, приводящий к сохранению обеих величин x_a и x_b . Следовательно, рассмотрение общего случая произвольной реакции сводится к вопросу определения 4-вектора q : как выделить из конечного состояния частицы, являющиеся продуктами (или фрагментами) либо a -, либо b -частиц? Но это уже другой вопрос.

4. Пространство скоростей и формулы Лобачевского предоставляют возможность простого и наглядного восстановления не только конечного, но и промежуточного состояний взаимодействующих частиц по двум независимым параметрам.

Чтобы воспользоваться этими преимуществами, необходимо ввести соответствующие быстроты частиц в начальном, конечном и промежуточном состояниях. Отметим лишь первый шаг, необходимый для дальнейших вычислений (для простоты рассматриваем реакции, когда масса налетающей частицы не изменяется). Введем быстроты, соответствующие доле переданного 4-импульса q_α (см. (9) и (12)):

$$-q_\alpha^2 = \alpha^2 Q^2 = 2m_a^2(\cosh \Delta_a - 1), \quad (17)$$

$$\alpha^2 v = m_a(\cosh \rho_0 - \cosh \rho_{al}), \quad (17.1)$$

где быстроты Δ_a и ρ_{al} однозначно фиксируют промежуточное состояние частицы m_a в пространстве скоростей (ρ_0 — соответствует начальной энергии налетающей частицы). На рис.1а эти быстроты изображены пунктирными линиями: Δ_a — отрезком $m_a m_a, \rho_{al} — m_b m_a$. Уравнения (17) определяют введенные быстроты через параметр α .

Используя (17) и формулы Лобачевского, можно определить на основе уравнения (7) все величины, характеризующие промежуточное состояние взаимодействующих частиц. Множество состояний, соответствующих изменению α от 0 до 1, образуют годограф в пространстве скоростей.

4. Оценки временных параметров неупругого рассеяния

Собственное время частицы $d\tau$ связано со временем dt системы, в которой частица движется со скоростью β , соотношением [3]:

$$d\tau = dt \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (18)$$

Для дальнейшего удобно ввести T — полное время или длительность взаимодействия частицы (a или b) в данной системе отсчета, например, лабораторной. Положим

$$t = \alpha T, \quad dt = T d\alpha, \quad (19)$$

где t — текущее время, соответствующее α — доле переданного 4-импульса. Аналогично, в движущейся системе: $t' = \alpha T'$, где T' — полное время в движущейся системе, поскольку α — инвариант. Уравнение (19) является последним предположением. Можно сказать, что оно выражает соответствие однородности времени невыделенности какого-то значения α в интервале $0-1$.

Длительность собственного времени частицы $m_a - T_{ao}$ и частицы $M_\alpha - T_{bo}$ можно записать в виде

$$T_{ao} = T_{aa} \int_0^1 d\alpha \sqrt{1 - \beta_{aa}^2}, \quad T_{bo} = T_{bb} \int_0^1 d\alpha \sqrt{1 - \beta_{bb}^2}, \quad (20)$$

где T_{aa} , β_{aa} — длительность взаимодействия и скорость частицы в системе, где она до взаимодействия покоилась. Аналогично, T_{bb} , β_{bb} — соответственно для частицы M_α в системе покоя m_b -частицы. Выбор именно этих систем аргументируем немного ниже.

Определим средние по α скорости $\bar{\beta}_{aa}$ -и $\bar{\beta}_{bb}$ -частиц:

$$\bar{\beta}_{aa} = \int_0^1 d\alpha \beta_{aa}, \quad \bar{\beta}_{bb} = \int_0^1 d\alpha \beta_{bb}. \quad (21)$$

Соответствующая средней скорости длина, на которой произошло взаимодействие, будет:

$$S_{aa} = \bar{\beta}_{aa} T_{aa} \simeq \frac{h}{P_{aa}}, \quad S_{bb} = \bar{\beta}_{bb} T_{bb} \simeq \frac{h}{P_{bb}}, \quad (22)$$

где h — постоянная Планка, P_{aa} , P_{bb} — модули импульсов частиц в конечном состоянии в соответствующих системах. Т.е. в выбранных системах соотношения де-Бройля (22) дают оценку длины, на которой импульс частицы $a(b)$ изменился от нуля до $P_{aa}(P_{bb})$ в результате взаимодействия. Из (22) имеем оценки длительности взаимодействия для рассматриваемых частиц в выбранных системах отсчета. С помощью (18—20) можно пересчитать длительность взаимодействия частицы в любую систему.

Оценки длительности времени взаимодействия, полученные из (22), можно сравнить с оценками, получаемыми из соотношения неопределенностей для энергии. Для частицы m_a в выбранной системе разность энергий конечного и начального состояний есть кинетическая энергия. Если и для частицы M_α в выбранной для нее системе в качестве разности энергий взять кинетическую энергию адронной массы M_x (а не всю переданную энергию ν), то, как следует из рис.3а, 3б, соответствующие оценки времени взаимодействия совпадают. Это совпадение двух оценок есть экспериментальный факт, который и предопределил отмеченный выше выбор систем отсчета.

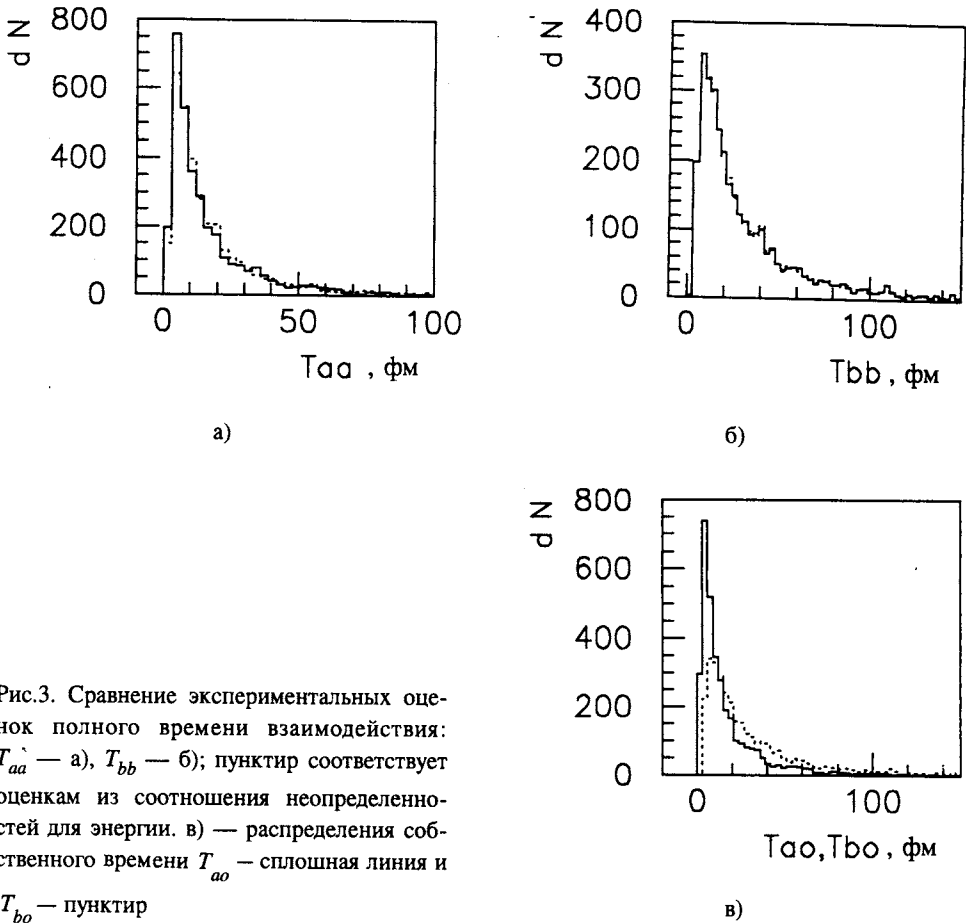


Рис.3. Сравнение экспериментальных оценок полного времени взаимодействия: T_{aa} — а), T_{bb} — б); пунктир соответствует оценкам из соотношения неопределенностей для энергии. в) — распределения собственного времени T_{ao} — сплошная линия и T_{bo} — пунктир

На рис.3в приведены распределения длительности собственного времени T_{ao} и T_{bo} , определенные из (20), на рис.4а,б — распределения длительности времени взаимодействия частицы m_a в системе покоя m_b и C -системе, а на рис.4,в,г — для частицы M_a в системе покоя частицы m_a (до взаимодействия) и C -системе. На рис.4,д приведено распределение отношения собственных времен T_{ao}/T_{bo} .

Важно подчеркнуть, что в данной системе отсчета (например, в лабораторной), длительность времени взаимодействия для каждой частицы составляет разную величину: $T_{bb} > T_{ab}$. Следовательно, текущие времена $t_a = \alpha T_{ab}$ и $t_b = \alpha T_{bb}$ — тоже разные:

$$\Delta t = t_b - t_a = \alpha(T_{bb} - T_{ab}). \quad (23)$$

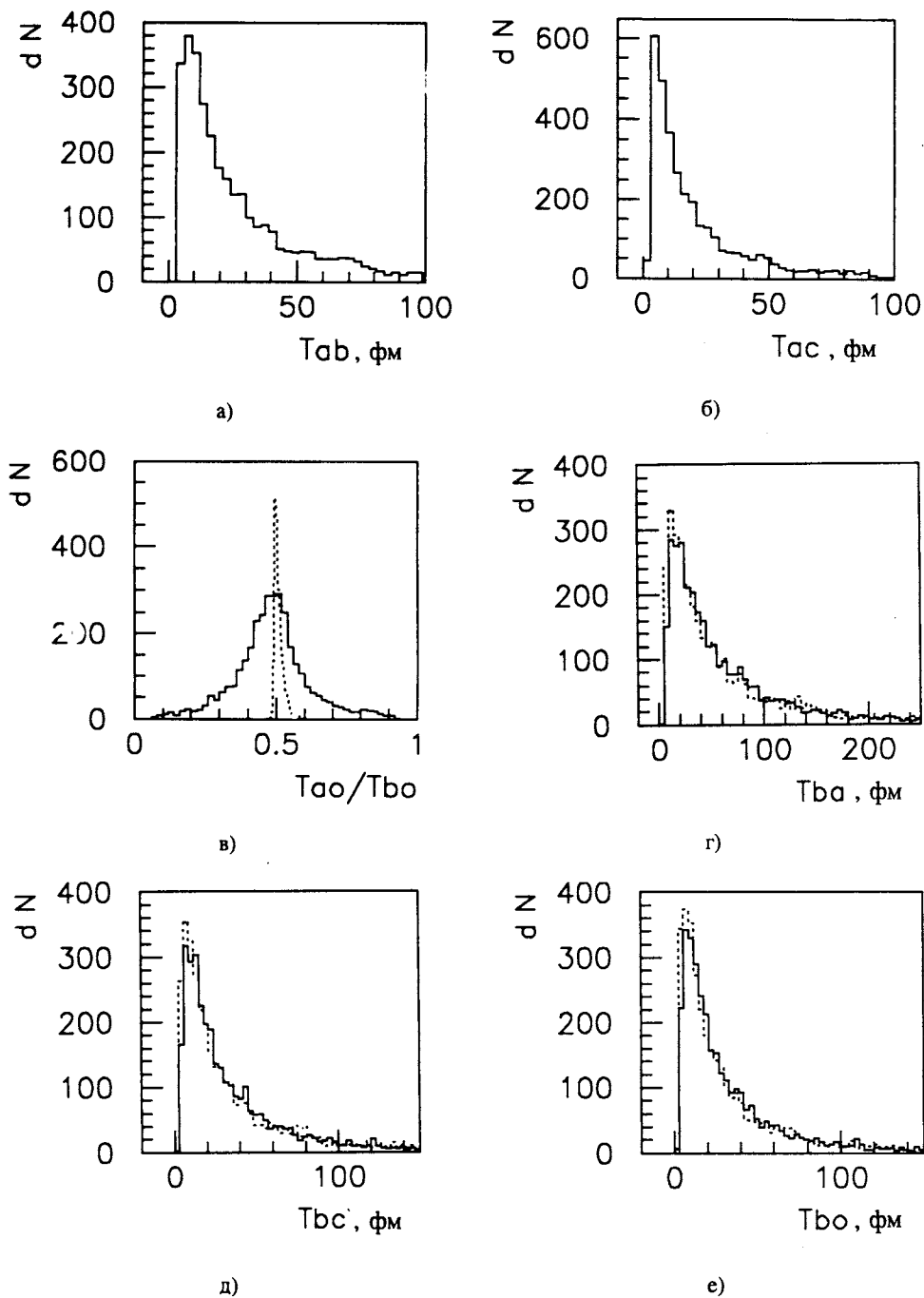


Рис.4. Распределения оценок длительности времени взаимодействия для других систем отсчета (см. текст)

Отсюда следует, что состояние частицы M_α , соответствующее α — доле переданного 4-импульса, в рассматриваемой системе наступает с запаздыванием на величину Δt относительно состояния частицы a (соответствующего той же α -доле). Очевидно также, что в данной системе отсчета взаимодействующие частицы в один и тот же момент времени ($t_a = t_b$) соответствуют разным состояниям:

$$\alpha_b T_{bb} = \alpha_a T_{ab}. \quad (24)$$

Эффект запаздывания и эффект одновременности присутствуют в данном подходе и легко поддаются численным оценкам.

Наконец, важно отметить следующее. Если соотношение (18) записать в виде

$$d\tau_{ao} = d\tau_{bo} \sqrt{1 - \beta_{ab}^2}, \quad (25)$$

где $d\tau_{ao}$, $d\tau_{bo}$ — элементы собственного времени частицы m_a и M_α , β_{ab} — скорость частицы m_a относительно M_α , т.е. соотношение (18) записать для промежуточного состояния частиц, то длительность взаимодействия одной частицы в любой заданной системе можно выразить через собственное время другой частицы. Например, выразим $d\tau_{bo}$ в (25) через длительность T_{bb} в системе покоя m_b :

$$d\tau_{ao} = T_{bb} d\alpha \sqrt{1 - \beta_{bb}^2} \sqrt{1 - \beta_{ab}^2}, \quad (25.1)$$

или

$$T_{ao} = T_{bb} \int_0^1 d\alpha \sqrt{1 - \beta_{bb}^2} \sqrt{1 - \beta_{ab}^2}. \quad (25.2)$$

Зная T_{ao} , можно определить T_{bb} . Для определения же T_{ao} необходима оценка длительности в одной какой-нибудь системе. На рис.4 для частицы M_α таким образом полученные оценки (пунктир) сравниваются с ранее полученными. Как видно, наблюдается удовлетворительное согласие. Следовательно, движение системы взаимодействующих частиц можно рассматривать в зависимости лишь от одного временного параметра.

5. Пространственно-временная эволюция взаимодействия двух частиц

В плоскости рассеяния частиц m_a и M_α для продольной β_x и поперечной β_y составляющих скорости β частицы m_a (или M_α) в выбранной системе отсчета имеем:

$$\frac{dx}{dt} = \beta_x, \quad dx = T \beta \cos \theta d\alpha, \quad (26.1)$$

$$\frac{dy}{dt} = \beta_y, \quad dy = T \beta \sin \theta d\alpha, \quad (26.2)$$

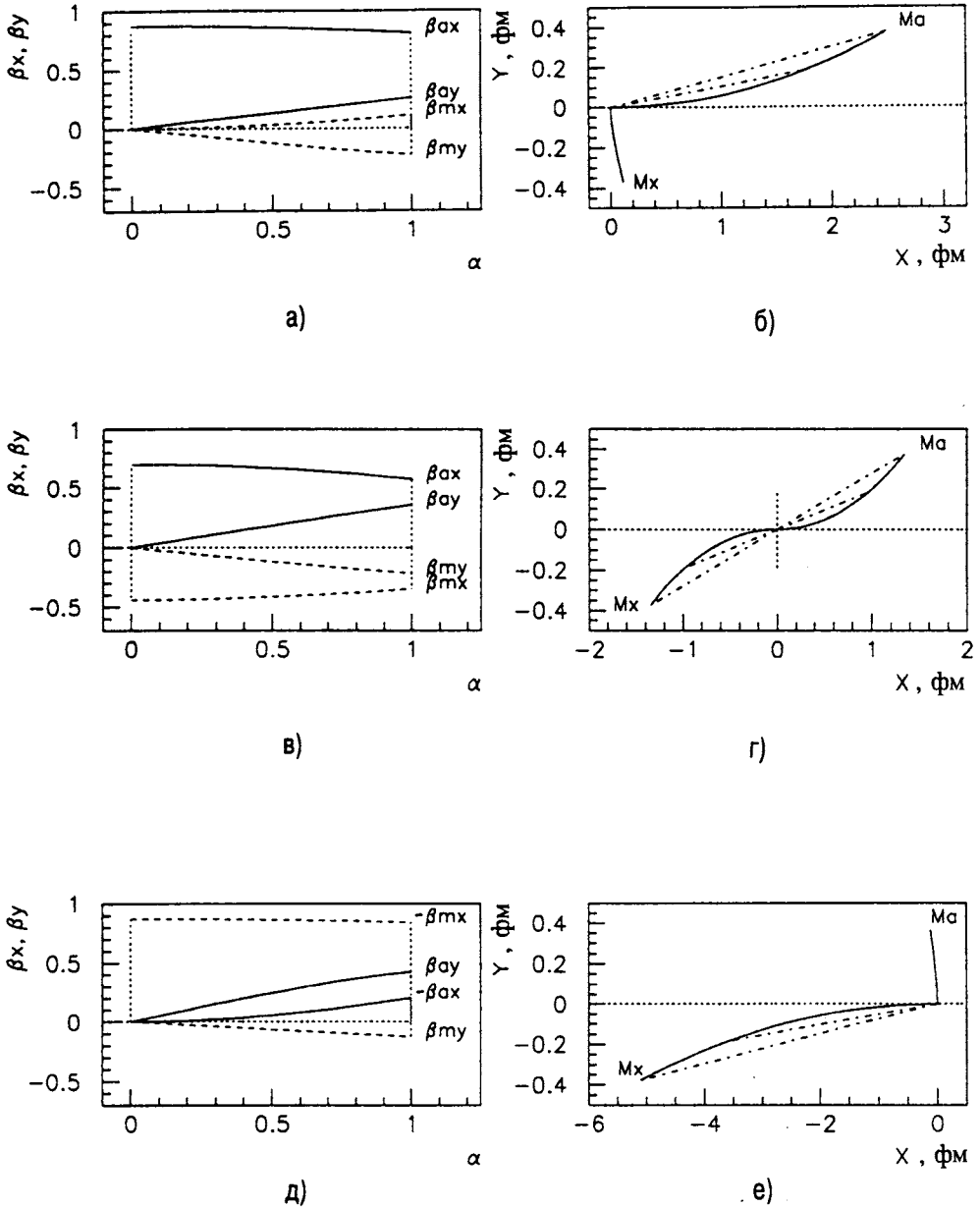


Рис.5. Зависимость продольной и поперечной скоростей взаимодействующих частиц m_a (сплошная линия) и M_α (пунктир) от α для реакции (2) ($x=0,5$, $Q^2=0,24$ (ГэВ/с)²): в антилабораторной — а), С-системе — в), лабораторной — д) системах. б), г), е) — траектории движения взаимодействующих частиц m_a (верхняя полуплоскость) и M_α (нижняя полуплоскость) в той же, как скорость, системе. Штрихпунктирными линиями отмечены координаты точек, соответствующих одинаковым значениям α — годограф

или

$$x = x_0 + T \int_0^{\alpha} \beta \cos \theta d\alpha', \quad (27.1)$$

$$y = y_0 + T \int_0^{\alpha} \beta \sin \theta d\alpha', \quad (27.2)$$

где θ — угол вылета частицы m_a (или M_{α}), T — длительность ее взаимодействия, x_0, y_0 — начальные значения координат частицы m_a (или m_b), соответствующие $\alpha = 0$.

Полагая $x_0 = y_0 = 0$ для обеих частиц и оценивая T по формулам (20)—(25), нетрудно вычислить координаты взаимодействующих частиц, соответствующих α -доле переданного 4-импульса в реакции (2). На рис.5 приведены результаты вычислений для трех систем: антилабораторной ($m_b \equiv m_d$ покоится), S -системы и лабораторной ($m_a \equiv m_p$ покоится). Вычисления соответствуют неупругому ($x = 0,5, Q^2 = 0,24$ (ГэВ/с)²) рассеянию дейтрона на протоне. На рисунках приведены зависимости подынтегральных функций от α и результаты интегрирования — траектории движения взаимодействующих частиц в плоскости рассеяния для указанных систем отсчета. Штрихпунктирными линиями отмечены точки, соответствующие одинаковым значениям α . Все интегралы определялись численным методом интегрирования с использованием стандартной процедуры (GAUSS).

6. Заключение

Анализ ГНР в пространстве скоростей позволил сформулировать представление о взаимодействии сталкивающихся частиц как о пространственно-временном процессе — процессе передачи энергии-импульса от одной частицы к другой. Исходя из этого введено в рассмотрение промежуточное состояние частиц, соответствующее некоторой доле переданного 4-импульса.

- На основе общих принципов — масштабной инвариантности и требования единого описания кинематики упругих и неупругих реакций — найдены компоненты доли переданного 4-импульса, определяющие промежуточное состояние двух взаимодействующих частиц.
- Предложен способ введения текущего времени, позволяющий рассматривать движение взаимодействующей системы двух и более частиц в зависимости от одного временного параметра.
- С помощью нового определения коэффициента неупругости качественно показан точечный характер процессов ГНР без привлечения гипотезы о «точечной» структуре нуклона.
- Получены численные оценки длительности времени взаимодействия из соотношения неопределенностей для импульса, совпадающие с оценками, полученными из соотношения неопределенностей для энергии. Совпадение экспериментальных оценок может свидетельствовать о непротиворечивости введения нового инварианта принципу Гейзенберга.

- Введена дополнительная переменная x_a , аналогичная бьеркеновской x_b . Совместное применение этих величин позволяет обобщить предлагаемый подход на случай произвольных реакций.
- Предложенные идеи открывают перспективу полного решения проблемы релятивистского описания движения взаимодействующей системы двух и более частиц.

Основные идеи предлагаемого подхода проверены с помощью экспериментальных данных реакции развала дейтрона на протоне при импульсе 3,31 ГэВ/с.

Автор признателен А.М.Балдину, А.В.Ефремову, И.А.Савину, М.И.Соловьеву, Н.А.Черникову за ценные обсуждения и дискуссии, Э.Г.Бубелеву, Е.Н.Кладницкой, А.А.Кузнецову, В.Н.Пеневу, А.И.Шкловской за постоянный интерес к работе, В.В.Глаголеву за предоставление экспериментального материала, а также А.П.Нагайцеву, Д.Салихагич и А.П.Чеплакову за поддержку и помощь в работе.

Литература

1. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429.
2. Bjorken J. — Phys. Rev., 1969, 179, p.1547.
3. Черников Н.А. — ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып.3, с.733.
4. Fadeev N.G. — In: JINR Rapid Communications No.6[39]-89, Dubna, 1989, p.13.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Механика. М.: «Наука», 1965, с.45.
6. Glagolev V.V. et al. — Yad. Fiz., 1979, 30, p.1569.
7. Фейнман Р. — Взаимодействие фотонов с адронами. М.: «Мир», 1975.
8. Review of Particle Properties — Phys. Rev., 1992, p D45, .iii77.