

FEMTOSCOPY

G. A. LEKSIN

The modern methods for measurement of sizes and form of objects of order of 1 fm (1 femtometer) are considered. The new technique called femtoscopy is developed. The methods are based on studying of the correlation of particles shooting out from the interaction area and having small relative speeds or momentum (for identical particles).

Изложены современные методы измерения размеров и формы объектов порядка одного фемтометра, лежащие в основе новой методики – фемтоскопии. Метод основан на изучении корреляции частиц, вылетающих из области взаимодействия и имеющих малые относительные скорости (или – для тождественных частиц – импульсы).

ФЕМТОСКОПИЯ

Г. А. ЛЕКСИН

Московский физико-технический институт,
Долгопрудный Московской обл.

ВВЕДЕНИЕ

В статье рассказано об относительно новой области знания – об измерении объектов с размерами порядка одного ферми ($1 \text{ Fm} \equiv 10^{-13} \text{ см} \equiv 10^{-15} \text{ м} \equiv 1 \text{ fm}$). Ферми (Fm) – внесистемная единица, названная в честь прекрасного физика Энрико Ферми, много сделавшего в разных областях ядерной физики. В его же честь названы фермионами частицы с полуцелым спином, которые подчиняются принципу Паули. В этом случае говорят также о статистике Ферми–Паули. Фемтометр (фм) – системная единица. Пока непривычный, термин “фемтоскопия” есть точная калька широко известного термина “микроскопия”, под которым подразумевается наука о способах измерения и изучения объектов микронных размеров ($1 \mu = 1 \text{ мкм} = 10^{-6} \text{ м}$). Это именно наука о способах измерения, а не о самих объектах, которые могут быть очень разными: пылинки, бактерии, специально изготовленные детали, зерна эмульсии и т.д. Есть много общего при работе с этими объектами: применяемые приборы, методы, ограничения по точности и т.д.

Фемтоскопия тоже может быть использована при изучении разных объектов в иной области шкалы размеров, которые на 8–9 порядков меньше, чем характерные размеры объектов микроскопии. Конечно, у фемтоскопии свои методы, свои подходы, свои трудности, в значительной степени еще не преодоленные и, быть может, еще не осознанные.

О ШКАЛЕ

Вернемся к шкале размеров и еще раз вспомним общепринятые названия единиц. Начнем с метра – единицы длины, соразмерной масштабам человека, – и пойдем в сторону уменьшения размеров. Одна тысячная часть метра – миллиметр ($1 \text{ мм} = 10^{-3} \text{ м}$); одна миллионная часть метра – микрометр ($1 \text{ мкм} = 10^{-6} \text{ м}$); нанометр ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$) (кстати, уже есть термин “нанометрия”); пикометр ($1 \text{ пм} = 10^{-12} \text{ м}$) и фемтометр ($1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$) (от дат. femten – пятнадцать).

На временной (и других, конечно) шкале имеются соответствующие названия: 1 секунда (с) – это $1000 = 10^3$ миллисекунд (мс) = 10^6 микросекунд (мкс) = 10^9 наносекунд (нс) = 10^{12} пикосекунд (пс) = 10^{15} фемтосекунд (фс). Кажется вовсе не случайным, что шкалы не линейные, а логарифмические. Возможно, они лучше отвечают идущим в природе процессам, лучше позволяют обозреть их с единой точки зрения.

На естественность логарифмической шкалы температур обратил внимание Л.Д. Ландау, заметив, что если это так, то третье начало термодинамики — теорема Нернста о недостижимости абсолютного нуля (0 К) температур (0 К = -273,15°C) — есть трюизм, так как в логарифмической шкале это $-\infty$, которая, конечно, не может быть достигнута. В настоящее время получены температуры, отстоящие на миллионные доли градуса от абсолютного нуля. Казалось бы, еще чуть-чуть и... но нет, продвижение логарифмическое, и абсолютный нуль недостижим. Каждый порядок уменьшения температуры стоит все больших усилий. Также все больших усилий требует освоение каждого порядка на шкале расстояний.

Любопытно, что восприятие человеком окружающего пространства тоже, по-видимому, происходит в логарифмической шкале: мы детально знаем наше окружение в соизмеримых с нами масштабах и все хуже по мере удаления, скажем, от дома. Хоть рисуй карту в логарифмическом масштабе и с соответствующими масштабу деталями.

ОБЪЕКТЫ ФЕМТОСКОПИИ

А существуют ли объекты размером в 10^{-15} м? Со времени Э. Резерфорда мы знаем, что существуют. Это ядра, размер которых (примерно 10^{-14} м) был определен по рассеянию на них α -частиц в экспериментах, где ядра и были впервые обнаружены. Именно тогда был сделан решающий шаг от объектов — атомов и молекул — размером $\sim 10^{-10}$ м на четыре порядка внутрь материи и была открыта область применения фемтоскопии. Об опытах Резерфорда рассказывается в школьных учебниках, и нет нужды останавливаться на них подробно. Подчеркнем лишь, что по существу это типичные эксперименты по электромагнитному рассеянию заряженных частиц.

Объекты атомных размеров, не говоря уже об объектах с ядерными размерами, подчиняются квантовым закономерностям. Точнее, именно здесь, где длины волн, сопоставляемые частицам, становятся порядка размеров этих частиц, квантовые закономерности особенно важны. И среди этих закономерностей, быть может, самое существенное — соотношение неопределенности, связывающее координатные и импульсные характеристики частиц: $\Delta p \Delta r \approx \hbar$. Здесь и далее p — импульс частицы, Δp — изменение импульса, r — координата частицы, \hbar — константа Планка. Это значит, что, зная распределение частиц по импульсам, можно вычислить их распределение в координатном пространстве и наоборот. Это значит далее, что, если мы хотим продвинуться в область малых размеров, мы должны продвинуться в область больших передач импульсов при рассеянии частиц, что, конечно, невозможно, если изначально у частиц нет достаточной энергии. Отсюда необходимость больших энергий в исследовании объектов размером 1 фм и переход от

оптических микроскопов к электронным и протонным “микроскопам”, в качестве которых выступают современные ускорители. Сегодня мы знаем результаты электромагнитного рассеяния частиц ядрами, протонами и некоторыми другими частицами.

Результаты рассеяния электронов электронами — это заведомо электромагнитное взаимодействие. Всего известны четыре типа взаимодействий: сильное, которым электроны не обладают; электромагнитное, которое практически полностью определяет взаимодействие электронов, так как два других — слабое и тем более гравитационное — пренебрежимо малы по сравнению с электромагнитным. Теоретики умеют в рамках релятивистской квантовой электродинамики рассчитать результат взаимодействия электронов с электронами. Расчет точно совпадает с экспериментальными данными вплоть до самых высоких исследованных переданных импульсов. В расчетах предполагается, что электрон — это точка. Результат совпадения с экспериментом означает, что размер электрона по крайней мере на три порядка меньше, чем размер легчайшего ядра — протона. На самом деле этот размер еще меньше, так как справедливость квантовой электродинамики проверена в более чувствительных экспериментах по измерению так называемых аномальных магнитных моментов электрона и мюона (который также взаимодействует электромагнитно).

Можно рассчитать результат электромагнитного рассеяния электронов высокой энергии протонами и сравнить его с экспериментальными данными. Мы знаем, например, из $e-e$ (электрон-электронного) рассеяния, что квантовая электродинамика вплоть до расстояний меньше 10^{-15} м верна. Но расчеты $e-p$ рассеяния (рассеяния электрона на электрическом заряде протона) не согласуются с экспериментальными данными. Выход из ситуации вполне очевиден — протон не точечная частица, он имеет размер. В экспериментах распределение числа случаев взаимодействия в зависимости от переданного импульса можно в первом приближении описать зависимостью вида e^{-bt} , где $t = (p_0 - p_1)^2$, p_0 — импульс налетающего электрона, p_1 — импульс рассеянного электрона, коэффициент b можно связать со средним радиусом протона, который оказывается величиной ≈ 1 фм. Аналогичные распределения числа случаев рассеяния электронов ядрами дают размеры, хорошо согласующиеся с размерами ядер, оцененными в опытах Э. Резерфорда. Их можно аппроксимировать выражением $R_{\text{ядра}} \approx r_0 A^{1/3}$, где r_0 — величина, близкая к размеру протона, а A — атомный номер ядра. Более того, форму распределения числа рассеяний можно связать с характерным распределением в пространстве зарядов в протоне и ядрах.

Важно, что размеры ядер можно получить совсем из других экспериментов, а именно из измерений величин полных сечений σ или вероятности неупругих взаимодействий быстрых протонов (и

других сильно взаимодействующих частиц) с ядрами: $\sigma = \pi R^2$. Скажем, протон-протонное неупругое сечение при энергиях 10–40 ГэВ, где оно мало меняется, равно $\approx 4 \cdot 10^{-26}$ см², откуда радиус протона равен $\approx 1,1 \cdot 10^{-13}$ см = 1,1 фм, что хорошо согласуется с приведенной выше оценкой. Уже оговорено, что величина сечения зависит от энергии, тем интереснее исследовать объект в разных условиях, расширяя область применимости фемтоскопии.

Можно указать на опыты по квазиупругому рассеянию протонов на отдельных нуклонах ядра, откуда мы можем узнать не только размеры ядер, но и распределение плотности нуклонов в ядрах.

Итак, хорошо согласующиеся достоверные данные свидетельствуют о том, что есть много объектов с размерами 10^{-14} – 10^{-15} м. Но объектов гораздо больше, чем упомянуто. Например, область протекания какой-либо реакции обязательно имеет размеры ядра или элементарной частицы. Процессом в ядре может быть охвачена лишь его часть, и эти части разные в различных условиях. Несомненно, для понимания реакции важно изучить характеристики этой части. Кроме того, регистрируемые частицы могут образоваться вне области столкновения частиц как результат распада промежуточной короткоживущей частицы, так называемого резонанса. Характерное время жизни резонансов $\tau \approx 10^{-23}$ с, их характерные скорости сопоставимы со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, так что размеры области $r = c\tau$, в которой они распадаются, также порядка 1 фм. Есть специальные методы, позволяющие измерять пространственно-временные характеристики областей протекания реакций. Важно, что эти методы можно проверить сравнивая результаты с результатами упомянутых в этом разделе подходов.

ОСНОВЫ ФЕМТОСКОПИИ

Пусть из некоторой области вылетают две частицы. Вероятность вылета каждой из них характеризуется сечением, зависящим от ее импульса: $\frac{d\sigma}{dp}(p)$.

Вероятность вылета двух частиц соответственно характеризуется дважды дифференциальным сечением $\frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2}(p_1, p_2)$.

Рассмотрим корреляционную функцию двух частиц:

$$R_2(p_1, p_2) = R_2(q, p) = \frac{\sigma_{in} d^2\sigma / dp_1 dp_2}{d\sigma / dp_1 \cdot d\sigma / dp_2},$$

здесь $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$, $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$, σ_{in} – полное неупругое сечение взаимодействия налетающей частицы, которое введено в формулу для нормировки так, чтобы величина R_2 была безразмерной. Функция R_2 называется корреляционной функцией. $R_2 \equiv 1$, если частицы вылетают независимо друг от друга, то есть

$$\frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2} = \frac{d\sigma}{dp_1} \frac{d\sigma}{dp_2}.$$

Если частицы не независимы, взаимодействуют, они коррелированы и $R_2 \neq 1$. В квантовой физике это всегда не так в силу эффекта бозе-симметризации для частиц с целым спином или принципа Паули для частиц с полуцелым спином.

Принцип Паули, который известен более широко, вероятно, потому, что необходим для объяснения таблицы Менделеева, состоит в том, что в одном месте может находиться только одна частица с фиксированным полуцелым спином – ферми-частица. Принцип Бозе в рассматриваемом случае состоит в том, что вероятность нахождения двух одинаковых частиц с целым спином в одном месте удваивается.

Рисунок 1 иллюстрирует сказанное выше. На рисунке по оси абсцисс отложен относительный импульс q зарегистрированных частиц, по оси ординат – величина R_2 . Для бозе-частиц (конкретно для тождественных пионов со спином 0) кривая 1 показывает увеличение числа R_2 до 2 при малых q . Для ферми-частиц (здесь для протонов со спином 1/2) R_2 уменьшается (кривая 2) до 1/2, так как вылетевшие протоны считаются неполяризованными, то есть бывают с параллельными и антипараллельными спинами. Ожидаемые эффекты наблюдаются не везде, а лишь при значениях q меньше некоторого. Вспомним, что относительный импульс двух частиц связан с расстоянием между ними соотношением неопределенности. Запомним для дальнейшего, что расстояние 10^{-15} м соответствует 140 МэВ/с. Так что импульс, при котором отклоняется от единицы функция R_2 , может служить мерой расстояния между частицами в области, из которой они

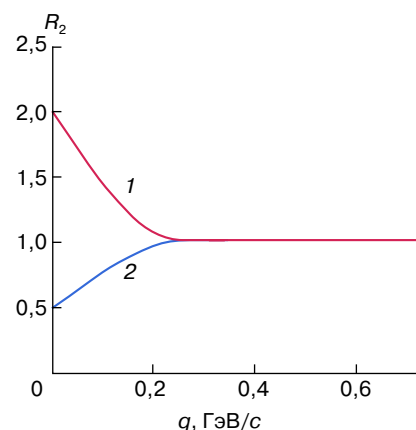


Рис. 1. Ожидаемые зависимости корреляционных функций R_2 двух тождественных частиц от относительного импульса q в случае учета интерференции: 1 – для пар бозе-частиц с нулевым и целым спином, 2 – интерференционный вклад частиц с полуцелым спином

вылетают, точнее, расстояния, на котором они перестают взаимодействовать, “находиться в одном месте”.

Рисунок 1 – ожидаемая ситуация. На рис. 2 показаны типичные данные, полученные в опытах по измерению корреляционной функции R_2 для пар $\pi^+\pi^-$ -мезонов, вылетающих из ядра кислорода при взаимодействии с ним быстрых электронов или позитронов. Видно, что экспериментальные данные в первом приближении соответствуют ожиданиям.

Для корреляционной функции пар протонов, вылетающих из ядер, экспериментальный результат не совпадает с ожидаемой кривой для пар фермионов на рис. 1. Сегодня мы знаем причину: при сравнении не учтено сильное взаимодействие протонов, которое между мезонами одного знака пренебрежимо мало. Для пар протонов надо учесть сильное взаимодействие, которое возрастает с уменьшением относительного импульса, и тем сильнее, чем меньше расстояние между протонами (или нейтронами). Для заряженных протонов надо учесть еще электромагнитное отталкивание, которое превращает в нуль величину R_2 при совсем малых q . Для пар нейтронов влияния электрических зарядов, конечно, нет. К тому же для пар нейтрон–протон отсутствует влияние принципа Паули и электромагнитного взаимодействия. Другими словами, для разных пар исследуемых частиц, например для пар $p-p$, $p-n$, $n-n$, ожидаемые зависимости R_2 от q будут разные, но все будут иметь особенности, величины или положения которых зависят от размеров области испускания частиц или, точнее, что подчеркнем еще раз, от расстояния между частицами, когда они перестают взаимодействовать.

На рис. 3 приведены измеренные значения корреляционной функции R_2 для протонов, вылетающих из ядер С и Рb. На экспериментальные точки

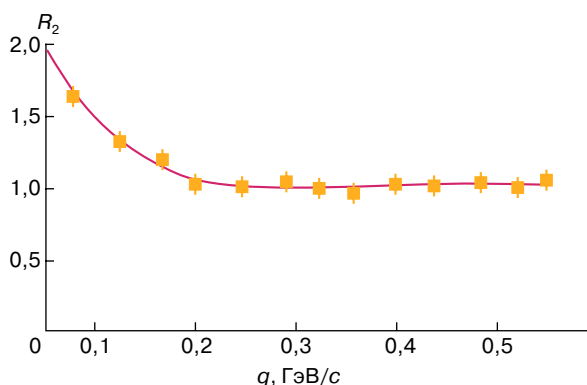


Рис. 2. Корреляционная функция $R_2(q)$ для пар $\pi^+\pi^-$ -мезонов, вылетевших из ядра кислорода под действием электронов с энергией 5 ГэВ. Кривая – теоретическая зависимость $R_2(q)$ при размере области, из которой вылетают π^+ -мезоны, $r = (3,6 \pm 0,5)$ фм

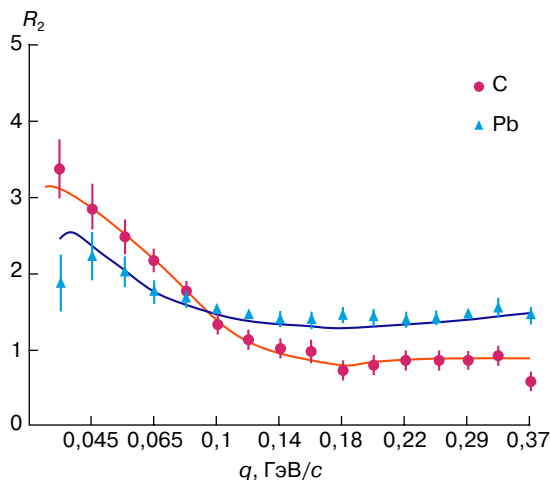


Рис. 3. Корреляционные функции $R_2(q)$ для вылета пар протонов на угол $\sim 90^\circ$ из ядер углерода и свинца под действием протонов с импульсом 7,5 ГэВ/с. Теоретические кривые соответствуют характерным размерам области испускания, равным $(3,02 \pm 0,11)$ и $(5,42 \pm 0,14)$ фм соответственно для углерода и свинца

наложены теоретические кривые, учитывающие все перечисленные эффекты и отвечающие размерам $(3,02 \pm 0,11) \cdot 10^{-15}$ и $(5,14 \pm 0,14) \cdot 10^{-15}$ м. Эти данные хорошо совпадают с ожидаемыми, например из опытов по рассеянию электронов ядрами. Из рисунков видно также, что в измеренной области определяющее влияние на поведение функции оказывает сильное взаимодействие протонов в конечном состоянии.

КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ФЕМТОСКОПИИ

Сама идея определять размеры по интерференции двух бозе-частиц – реально двух мягких фотонов видимого света – пришла из области совсем других, скорее противоположных масштабов. Метод был предложен в 1956 году двумя астрономами для определения размеров звезд и часто называется по их именам методом Брауна–Твисса. В 1960 году американский физик Г. Гольдгабер и его сотрудники экспериментально нашли максимум функции R_2 для двух тождественных пионов при их относительно малом импульсе и объяснили его бозе-эффектом. В 1972 году два советских теоретика из Дубны Г.И. Копылов и М.И. Подгорецкий предложили использовать для изучения размеров и формы области взаимодействия особенности поведения корреляционной функции при малых q . Они рассматривали влияние как бозе-эффекта на R_2 для пар $\pi^+\pi^+$, так и принципа Паули для пар протонов. В 1977 году С.Е. Кунин учел влияние сильного и электромагнитного взаимодействий в конечном состоянии и рассчитал соответствующие разным расстояниям функции R_2 для пар протонов, вылетающих из

ядер. В 1982 году эти нетривиальные, зависящие от деталей взаимодействий вычисления были повторены в Дубне Р. Лидницким и В.Л. Любошицем. Именно их расчеты использованы в приведенных выше и последующих рисунках в этой статье.

Интересно заметить, что, как это часто бывает, в учете взаимодействий в конечном состоянии у С.Е. Кунина были предшественники. Надо вспомнить работы А.Б. Мигдала и К.М. Ватсона, которые еще в 50-х годах, рассматривая механизм образования дейтонов, вылетающих из ядер, предложили модель слияния в дейтон d протона p и нейтрона n на границе ядра. Эта гипотеза не только описывает некоторые экспериментально найденные закономерности образования дейтонов, но и позволяет по величине коэффициента слияния также найти размеры области, из которой вылетели протон и нейтрон. Соответствующее соотношение было найдено в 1981 году японскими физиками Хасато и К. Язаки. Важно, что оно дает в соответствующих условиях размеры области реакции в согласии с данными о поведении корреляционной функции R_2 .

Одновременно с теоретическими работами шли эксперименты. Сначала редкие, посвященные наблюдению эффекта интерференции пионов и измерению размеров протонов. Потом поток работ увеличился, в число исследованных объектов попали ядра, размеры области взаимодействия в которых были исследованы и по парам нейтронов и даже по парам дейтонов и p - d -парам. Многие пионерские работы по исследованию области взаимодействия в ядрах были выполнены в ИТЭФ при участии автора, и именно эти результаты показаны на рис. 2 и 3 и будут обсуждаться дальше. Пока же надо отметить рост числа исследований корреляционной функции $R_2(q)$ во всем мире как в π - p -, p - p -, p - A -, e - A -реакциях, так и в процессах аннигиляции антипротонов и A - A -взаимодействиях (здесь A – ядро с A -нуклонами). Интерес к изучению R_2 в ядерных реакциях подогрев поисками нового экзотического состояния вещества – кварк-глюонной плазмы, которая может образовываться в условиях высокой температуры и плотности ядерного вещества. Очевидно, что для суждения о плотности необходимо знать размеры. Определение размеров и формы области протекания реакции – очень важный тест для выбора реакций.

“СКОП” ПО-ДРЕВНЕГРЕЧЕСКИ ЗНАЧИТ “РАССМАТРИВАЮ”

Выше мы говорили по существу об измерении характерного размера шарика, который аппроксимирует объект изучения, точнее, среднеквадратичного размера сферической области с тем или иным распределением точек испускания регистрируемых частиц. Можно ли рассмотреть форму области размером 1 фм? На это мы претендуем самым названным методом. Оказывается, можно.

Относительный импульс q – вектор. И можно изучать зависимость R_2 от отдельных компонент вектора: продольной q_{\parallel} и поперечной компоненты q_{\perp} . При условии малости одной из компонент распределение по другой дает представление о размере, сопряженном этой компоненте. Это относится только к интерференционной части R_2 , так как сильное и электромагнитное взаимодействия зависят лишь от модуля расстояния между взаимодействующими частицами. Выше уже говорилось, что в случае тождественных пионов существенны лишь интерференционные члены и по поведению R_2 как функции от q_{\parallel} и q_{\perp} можно отдельно определить продольный r_{\parallel} и поперечный размеры r_{\perp} . Например, можно видеть релятивистское сокращение продольных размеров, которые неинвариантны относительно изменения системы координат.

На рис. 4 приведены экспериментальные данные о корреляционной функции R_2 двух протонов в зависимости от q_{\parallel} при малых q_{\perp} (кривая 1) и, наоборот, от q_{\perp} при малых q_{\parallel} (кривая 2). Видно, что зависимости разные. Отличия как раз такие, как и следует ожидать, из-за вклада компоненты, связанной с принципом Паули. Интерференционная часть, зависящая от компонент q , обуславливает различия при 0,07–0,15 ГэВ/с. Экспериментальные данные, кстати не единственные, показывают, что $r_{\perp} < r_{\parallel}$, то есть область, из которой вылетают протоны, – область протекания реакции – имеет в ядре форму трубки, вытянутой вдоль траектории пролетевшей сквозь ядро начальной частицы.

Рассмотрим внимательнее картину протекания реакции. Это позволит пояснить сказанное и продвинуться дальше. На рис. 5 показана возможная схема процесса. Налетающая быстрая частица пронизывает ядро, возбуждая по дороге локальные

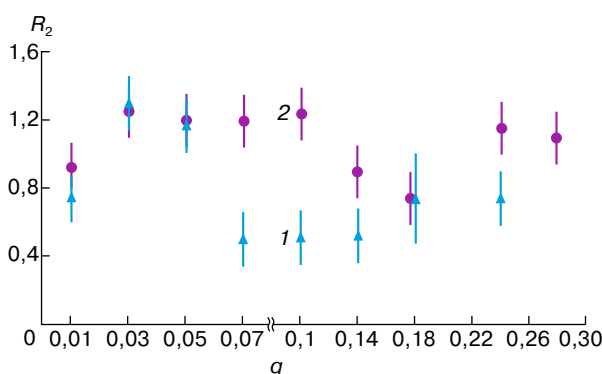


Рис. 4. Корреляционные функции R_2 для протонов, вылетающих из ядра свинца на угол $\sim 120^\circ$ под действием протонов с энергией 7,5 ГэВ: 1 – зависимость от продольного относительного импульса q_{\parallel} при малом поперечном импульсе ($q_{\perp} < 0,04$ ГэВ/с), 2 – зависимость от поперечного относительного импульса q_{\perp} при малом продольном относительном импульсе ($q_{\parallel} < 0,4$ ГэВ/с). $r_{\perp} \sim 1$ фм $< r_{\parallel} \approx r_{\text{РБ}}$

центры, из которых вылетают вторичные частицы, например протоны. Пусть мы наблюдаем пары протонов с малыми относительными импульсами, то есть летящие почти параллельно друг другу (если их импульсы не очень уж малы). Пусть они один раз летят куда-то назад, а другой раз — вперед, где они тем или иным образом регистрируются. Учтем скорости движения частиц: начальной частицы, летящей через ядро, $-v_0$, скорости протонов v_1 или v_2 — и зафиксируем момент времени, когда второй из протонов вылетает из возбужденного центра. Расстояние между вторичными протонами после этого момента не будет меняться: при малых относительных импульсах они имеют одинаковую скорость. На рисунке видно, что расстояние между вылетевшими протонами зависит от угла вылета. Такая зависимость обнаружена экспериментально. Найденные размеры зависят от средней длины траектории начальной частицы в ядре, от ее скорости (которая для быстрых начальных частиц близка к скорости света), от скоростей протонов в ядре.

Скорости протонов измеряются непосредственно после их вылета из ядра. Но может быть, что реализуется другой механизм реакции: протоны образуются на границе ядра, а в ядре двигаются кварки со скоростями около скорости света или какие-то квантовые возбуждения — экситоны — вообще с неизвестными скоростями. Нетрудно сообразить, глядя на рис. 5, что размеры, найденные по виду R_2 , особенно отдельно по $R_2(q_{\parallel})$ и по $R_2(q_{\perp})$, могут дать информацию об этих скоростях и дискриминировать модели. В частности, для случая, когда в ядре движутся кварки в направлении вперед, r_{\parallel} стремится к нулю.

Есть ядерные реакции, для которых имеется совсем другой сценарий. Например, существует так называемое испарение частиц из ядра, когда оно

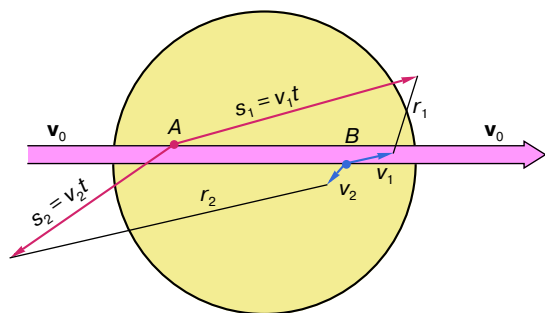


Рис. 5. Картина взаимодействия быстрой налетающей частицы ($v \approx c$) с ядром. Частица пронизывает ядро, последовательно возбуждая его в точках A и B , откуда вылетают вторичные частицы: вперед (1) со скоростью v_1 или назад (2) со скоростью v_2 . Показано положение вторичных частиц в момент вылета парной частички из точки B . r_1, r_2 — расстояния между парной частицами, определяющие размеры источника

как целое нагрето до некоторой температуры. В результате испарения образуются относительно мягкие частицы, допустим протоны или нейтроны с энергиями, соответствующими температуре нагретого ядра, — 5–10 Мэв. Так, если для мягких протонов найти функцию $R_2(q)$ и определить размеры, то они оказываются много большими, чем размер ядра. После обсуждения рис. 5 понятно, что большие размеры получаются тогда, когда между моментами излучения частиц из точек A и B прошло много времени. Частицы испаряются независимо друг от друга (может, даже частица из точки B испаряется из возбужденного ядра раньше, чем частица из точки A), и расстояние между ними зависит от характерного времени испарения. Частицы со скоростью, близкой к скорости света, пролетают расстояние 10^{-15} м за $0,3 \cdot 10^{-23}$ с. Размер 350 фм, найденный по корреляциям нейтронов с энергией 10 Мэв и скоростью 0,15 с, соответствует характерному времени испарения $\approx 10^{-20}$ с. Опыт показывает, что время испарения, по-видимому, разное для частиц разной энергии. Детальные измерения должны быть продолжены.

Примеры детального рассмотрения объектов с размером 1 фм можно умножить. Но и так видно, что число примеров велико и они разнообразны. Возможности метода превосходят простую оценку размера. У фемтоскопии много разнообразных задач. Но какова точность (а значит, и возможности) существующих методов и средств измерения?

НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ ФЕМТОСКОПИИ

Вернемся к началу и скажем несколько слов об аппаратуре, с помощью которой ведутся фемтоскопические исследования. Очевидно, что возможности фемтоскопии прямо связаны с развитием аппаратуры. Вообще говоря, измерять корреляционную функцию R_2 можно всякий раз, когда регистрируется по крайней мере пара частиц с близкими импульсами (и есть, конечно, возможность измерять эти импульсы). Все трековые детекторы (пузырьковые камеры, фотоэмульсии, искровые и пропорциональные камеры), годоскопы сцинтилляционных счетчиков дают необходимую информацию. Эти методики были использованы для измерения R_2 . Выбор детектора определялся и будет определяться прежде всего свойствами тех частиц, которые образуются в исследуемых реакциях и должны регистрироваться. Усовершенствование детектирующей аппаратуры должно состоять в том, чтобы она была способна регистрировать достаточное число пар идентифицированных частиц и измерить их импульсы с достаточной точностью.

Образование пар частиц с малыми относительными импульсами — маловероятный процесс по сравнению с выходом любых пар частиц. Область q , где разыгрываются обсуждаемые в статье эффекты, тоже лишь малая часть всего кинематически

доступного диапазона. Статистическая точность, как известно, зависит от числа N зарегистрированных пар при соответствующих q . Ошибка определяется величиной $1/N$. Уже в современных экспериментах (там, где число событий не приходится разбивать по отдельным компонентам q) $N \approx 10^3 - 10^4$, что обеспечивает точность определения R_2 , как мы видели (см. рис. 3), порядка нескольких процентов при условии применения быстрых светосильных детекторов.

Но это статистическая точность. Это далеко не все и не самые весомые ошибки. Всегда есть, как говорят физики, систематика – систематические погрешности. Одним из примеров могут служить ошибки в измерении импульсов частиц и, следовательно, в q . Это приводит к размыванию измеренных кривых относительно расчетных. Лучше сказать, для извлечения размеров теоретические кривые должны быть поправлены – размыты – с учетом экспериментального импульсного разрешения, которое должно измеряться для каждого q и p . Отметим, что величины ошибок в определении p и q зависят не только от разрешающей способности аппаратуры, но и от толщины мишеней и материала, из которого они изготовлены, из-за многократного рассеяния в них. Расчетные кривые, с которыми будет проводиться сравнение экспериментальных данных, должны учитывать и эти эффекты.

Есть и другие поправки, которые надо вводить, чтобы не иметь больших систематических ошибок (при введении любых поправок систематические ошибки, конечно, могут быть значительно уменьшены, но всегда остаются). Например, мы предполагали, что вне области рассматриваемых эффектов, скажем для пар $\pi^+\pi^-$ вне области бозесимметрии, $R_2 \equiv 1$. Но это не совсем так. Действительно, в распределениях $\frac{d\sigma}{dp_1}(p_1)$ и $\frac{d\sigma}{dp_2}(p_2)$ могут быть представлены события с такими импульсами p_1 и p_2 , которые не могут быть в распределении $\frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2}(p_1, p_2)$ хотя бы из-за закона сохранения энергии, тогда, когда $E_1 + E_2 > E_0$, где E_1 и E_2 – энергии зарегистрированных частиц, а E_0 – энергия налетающей частицы. Этот, по счастью небольшой, эффект надо учитывать экстраполируя форму подложки из области, где обсуждаемые выше интерференция и взаимодействия в конечном состоянии заведомо малы. Конечно, и здесь возможны систематические ошибки, и самое перспективное – изу-

чить и понимать поведение $R_2(q)$ во всем диапазоне переменной.

И это еще не все. Есть более принципиальные вопросы. Например, все ли эффекты взаимодействия в конечном состоянии учтены? Ведь они, конечно, с меньшим вкладом (каким?), но должны быть: сильное и электромагнитное взаимодействия вылетающих частиц с ядром-остатком (каким?), взаимодействия с другими вылетающими частицами. Последний вопрос можно доформулировать следующим образом: как влияют корреляции большей множественности на парные корреляции?

Есть еще вопрос, как влияет предположение о распределении точек испускания частиц в области на систематические погрешности в определении размеров области. В сущности, это вопрос о более детальном определении формы объектов, их детальном рассмотрении.

Около трети века развивается фемтоскопия. Множится число теоретических и экспериментальных работ, но вместе с тем растет число вопросов, на которые надо дать ответы, чтобы оценить точность получаемых результатов. Думаю, что сегодня реально достигнутая точность приблизительно равна 0,2 фм. Уже при такой точности много возможных объектов исследования и вопросов, на которые могут быть получены содержательные и надежные ответы. Их число, несомненно, увеличится с прогрессом понимания метода и улучшением достигнутой точности на порядок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рассеяние микрочастиц; Протон; Ядро атомное; Формфактор // Физический энциклопедический словарь. М.: Сов. энциклопедия, 1984.
2. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. // Ядерная физика. 1972. Т. 15. С. 392.
3. Ледницкий Р., Любошиц В.Л. // Там же. 1982. Т. 35. С. 1316.
4. Баюков Ю.Д. и др. // Там же. 1989. Т. 50. С. 719, 1023.

* * *

Георгий Александрович Лексин, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики высоких энергий Московского физико-технического института, главный научный сотрудник Института теоретической и экспериментальной физики. Область научных интересов – ядерная физика высоких энергий. Автор более 200 научных публикаций.