

УДК 530.145

ЭФФЕКТ КВАНТОВОЙ ПРАЩИ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЧАСТИЦ И ЯДЕР

И. М. Дремин, В. И. Манько

Вращение таких объектов как атомное ядро или хромодинамическая струна может приводить к специфическим эффектам в процессах рассеяния и рождения вторичных частиц. При развале вращающегося ядра или разрыве струны возникающие вторичные фрагменты могут вылетать подобно камням из пращи. Это должно приводить к азимутальной выстроенности в индивидуальных событиях. При этом появятся неклассические состояния рождаемых частиц типа кота Шредингера. Приводятся классические и квантово-механические оценки возможных эффектов. Указано на экспериментальные факты, которые могли бы служить их проверкой.

В физике высоких энергий сосуществуют две, казалось бы взаимоисключающие, картины взаимодействий частиц. Это – партонная модель, предложенная Фейнманом и рассматривающая каждую частицу как совокупность большого числа невзаимодействующих маленьких частичек-партонов, и струнная модель, в которой кварки жестко связаны друг с другом внутри адронов. Изначально эти две модели не соперничали, так как их области применимости были разделены. Партонная модель претендовала лишь на описание неупругих процессов с большой передачей импульса, тогда как струнная модель использовалась для описания связанных состояний. В квантовой хромодинамике (КХД) это соответствует тому, что в качестве партонов рассматриваются кварки и глюоны. При описании процессов с большой передачей импульса используется свойство асимптотической свободы, т.е. малости константы взаимодействия на малых расстояниях и применимости теории возмущений. Описание же струн относится к компетенции явления конфайнмента, которое до сих пор не поддается количественной трактовке в рамках КХД, так как является типично непертурбативным эффектом.

Однако со временем стала наблюдаться конвергенция и взаимопроникновение этих моделей. С одной стороны, учет все более высоких приближений теории возмущений в КХД позволил описать многие черты сравнительно мягких неупругих процессов, например, такие как распределения по множественности, инклюзивные распределения по быстройте, некоторые корреляционные характеристики и т.п. С другой стороны, эти же свойства неупругих процессов поддаются описанию и в рамках струнной модели (лундская модель) при учете возбуждения и развала струн, рассматриваемых как цветовые диполи. По-видимому, это означает, что указанные выше характеристики не являются достаточно чувствительными к эффектам связи кварков при таких процессах.

В связи с этим хотелось бы найти такие черты, которые давали бы больше информации о конфайнменте. Мы приведем аргументы в пользу того, что азимутальная неоднородность в индивидуальных актах взаимодействия частиц и ядер при небольших передачах импульса могла бы служить указанием на роль конфайнмента в неупругих процессах.

Специально подчеркнем еще раз, что только событийный анализ данных способен дать нужную информацию. Естественно, никакой азимутальной асимметрии не будет, если проводить усреднение по достаточно большому ансамблю событий, так как в среднем не существует какой-либо выделенной оси вращения ядра или направленности струны. Помимо прочего, следует отделить влияние закона сохранения поперечного импульса в индивидуальных событиях от возможных динамических эффектов. Конечно, ясно, что это влияние будет ослабевать с ростом числа вторичных фрагментов или рожденных частиц.

В этой работе мы приведем лишь примеры, заимствованные из классической физики или нерелятивистской квантовой механики, которые могли бы свидетельствовать в пользу наличия азимутальных эффектов в индивидуальных событиях, вызванных присутствием связи.

Рассмотрим классическую нерелятивистскую задачу, когда шару с радиусом R и массой M передается импульс p с прицельным параметром b . Кинетическая энергия поступательного движения шара будет равна $T_{kin} = p^2/2M$, а энергия его вращения $T_r = 5p^2b^2/4MR^2$. Скорость на поверхности шара со стороны удара будет $v_A = p(1 + 5b/2R)/M$, а с противоположной стороны — $v_B = p(1 - 5b/2R)/M$. Если в верхней части шара отрывается кусок с массой m_f и летит с той же скоростью v_A , то его импульс $p_f = p(1 + 5b/2R)m_f/M$ может оказаться порядка начального импульса, так как закон сохранения энергии накладывает лишь ограничение $(1 + 5b/2R)m_f/M \leq 1$.

Ясно, что такой фрагмент полетит в плоскости, перпендикулярной оси вращения шара и образованной вектором начального импульса и центром тяжести шара. Это напоминает вылет камня из пращи или же разлет искр от вращающегося точильного камня. Таким образом, в индивидуальном событии будет наблюдаться неоднородность в распределении по азимутальному углу. Такого же типа эффекты проявятся, если удар наносится не по шару, а, скажем, по стержню или по жесткой струне.

Аналогичные оценки можно попытаться применить к изучаемым в Дубне и Беркли соударениям ядер с энергиями 2,5 и 4,5 ГэВ на нуклон с ядрами фотоэмульсии. Для простоты отберем события, где в качестве ядра-мишени фотоэмульсии выбран водород, и рассмотрим весь процесс в антилабораторной системе, когда ядро водорода (протон) налетает на тяжелое покоящееся ядро, влипает в него, передавая свой импульс, а получающаяся возбужденная система распадается на фрагменты. Несмотря на то, что налетающий протон релятивистский, ядро остается нерелятивистским, даже получив весь импульс протона. Средняя энергия вращения ядра, согласно оценкам выше, будет равна $\langle E_r \rangle = 70$ МэВ при начальной энергии протона 2,5 ГэВ и 230 МэВ при энергии 4,5 ГэВ с учетом того, что $\langle b^2/R^2 \rangle = 0,5$. Полная энергия, пошедшая на возбуждение ядра и его вращение, равна начальной энергии. При изотропном распаде ядра в системе покоя его центра тяжести на N фрагментов энергия каждого из них будет равна E_0/N , тогда как вращение добавляет энергию $\langle E_r \rangle$ в азимутальной плоскости. Таким образом, азимутальная асимметрия будет заметной при $\langle E_r \rangle/2 \sim E_0/3N$, что дает $N \sim 20$ фрагментов. Однако эффект наблюдаем и при меньшем числе осколков. Эффективное значение азимутального угла можно оценить как $\tan \phi|_{eff} \approx (E_{f,y}/E_{f,x})^{1/2} \approx (1 + 3E_r N/2E_0)^{-1/2}$, что равно (при $N = 4$ и $E_0 = 4,5$ ГэВ) примерно 0,85 и, как видим, отличается от 1, что было бы в случае изотропного разлета без учета вращения. Именно такому эффекту можно приписать пока еще не нашедшую своего объяснения азимутальную выстроенность в экспериментах, представленных в работе [1]. Эта выстроенность проявлялась там в отличие от нуля среднего значения коэффициента коллинеарности, задаваемого вторым членом разложения в ряд Фурье по разности азимутальных углов вылета фрагментов.

Попытаемся теперь рассмотреть вращение ядра квантово-механически как совокупность осцилляторных движений по осям x и y . Будем считать, что связи в ядре, наиболее сильно влияющие на распадный фрагмент, проявляются именно в этой плоскости под некоторым углом ϕ . Эта задача напоминает переформулированную в другом масштабе энергий проблему рассеяния низкоэнергичных нейтронов на молекуле парафина, рассмо-

тренную еще Бете [2]. В нашем случае вместе с ростом энергии произошло и усиление связи. Если полярный угол вылета фрагмента мал, то угол между его импульсом и направлением сильной связи будет примерно равен азимутальному углу и распределение будет иметь вид (см. [2])

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta d\phi} \propto \exp[-(1 - \cos\theta)(\epsilon_1 \cos^2\phi + \epsilon_2 \sin^2\phi)], \quad (1)$$

где $\epsilon_i = E_0/h\omega_i$, ω_i – частоты осцилляторных колебаний вдоль осей x и y . После интегрирования по полярному углу, при малой разности частот получим

$$\frac{d\sigma}{d\phi} \propto (1 + \frac{\Delta\omega}{\omega} \sin^2\phi)^{-1}. \quad (2)$$

Отсюда для коэффициента выстроенности имеем

$$\cos 2\phi = \frac{\pi \Delta\omega}{4 \omega}, \quad (3)$$

который, хотя и мал при малых $\Delta\omega/\omega$, но отличен от нуля и качественно согласуется с тенденциями, наблюдаемыми в работе [1]. В частности, можно ожидать, что $\Delta\omega/\omega$ уменьшается в более тяжелых (и симметричных) ядрах, что и наблюдается в [1] как уменьшение выстроенности с ростом атомного номера ядра.

Переход к шкале еще более высоких энергий, когда изучаются неупругие взаимодействия частиц, требует релятивистской квантово-полевой трактовки струн, которая не развита в настоящее время. Здесь можно говорить лишь о том, что в случае, если аналогии из низкоэнергетической области позволительно применять и для струн с некоторыми "естественными" видоизменениями, то можно было бы предложить такую картину, где струна рассматривается как движение кварка в потенциале конфайнмента, а внешний удар по кварку приводит к возбуждению и разрывам струны. Такой разрыв струны можно было бы трактовать как резкое зануление потенциала в некоторый момент времени, что приводило бы к квантовому эффекту пращи, рассмотренному в работе [3]. Специфика квантовой пращи заключается в том, что возникающее после зануления потенциала состояние вылетающих частиц является неклассическим состоянием типа четных и нечетных когерентных состояний, введенных в [4] и моделирующих состояния шредингеровского кота. Такие состояния реализованы для фотонов в резонаторах [5], но пока не обсуждались для процессов с частицами и ядрами. Предлагаемый в

настоящей работе механизм квантовой пращи может служить причиной появления частиц в состоянии кота Шредингера. Характерной особенностью этих состояний является преобладание вкладов либо четных, либо нечетных чисел частиц при счете квантов рожденных полей.

Поскольку существует выделенная ось сильной связи, должна возникнуть и азимутальная асимметрия в отдельном событии. Конечно, желательно все же оставаться в рамках нерелятивизма, чтобы иметь возможность говорить о вращении струны. Оценим, какие ограничения это требование наложило бы на процессы рассеяния лептонов на адронах (или ядрах). Возьмем простейший случай, когда мишень возбуждается слабо, но начинает вращаться как целое. Тогда требование нерелятивизма

$$E_r = W - M \approx M\left(1 + \frac{1-x}{x} \frac{Q^2}{M^2}\right) - M \approx \frac{1-x}{2x} \frac{Q^2}{M} \ll M \quad (4)$$

приводит к условию

$$Q^2 \ll \frac{2x}{1-x} M^2. \quad (5)$$

Здесь использованы обычные обозначения, когда W – полная энергия мишени в системе центра масс, Q^2 – квадрат переданного ей 4-импульса (виртуальность фотона), x – бьеркеновская переменная. Видно, что нерелятивистская область ограничена очень малыми передачами импульса Q^2 , хотя наличие тяжелой мишени может несколько расширить границы допустимой области.

В типичных неупругих процессах при высоких энергиях участвует большое количество струн, а потому будет высок фон за счет разной ориентации их осей. Тем не менее, в отдельных редких событиях с одной выделенной струной (померон?) может наблюдаться резкая выстроенность частиц. Указания на выстроенные события в космических лучах [6] могли бы быть связаны с таким процессом, если изначальная выстроенность способна выжить при вторичных процессах в атмосфере. Для оценки этого необходимы монте-карловские расчеты.

Вместе с тем, можно надеяться, что из-за огромной силы связи в струне частоты возможных колебаний по разным осям будут существенно различными и параметр $\Delta\omega/\omega$ окажется большим, а значит асимметрия, вызванная отдельной струной, также будет велика. Помимо разложения в ряд Фурье и изучения коэффициентов коллинеарности, исследование выстроенности при больших множественностях можно проводить и с помощью вейвлет-анализа [7], а также другими корреляционными методами [8]. Нам кажется, что эти подходы могут помочь в выделении эффектов вращения ядер, а

возможно, и в определении параметров конфайнмента. Все эти проблемы мы надеемся подробнее изучать в дальнейшем.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bondarenko A. I. Doctor Thesis, Dubna, 1997, p.134.
- [2] Bethe H. A. Rev. Mod. Phys., **9**, 122 (1937).
- [3] Насыан S. Found. Phys. Lett., **9**, 225 (1996).
- [4] Dodonov V. V., Malkin I. A., and Man'ko V. I. Physica, **72**, 597 (1974).
- [5] Haroche S. Nuovo Cim., **B110**, 545 (1995).
- [6] Slavatskiy S. A. Nucl. Phys. Suppl., **52B**, 56 (1997).
- [7] Astafyeva N. M., Dremine I. M., and Kotelnikov K. A. Mod. Phys. Lett., **12**, 1185 (1997).
- [8] DeWolf E. A., Dremine I. M., and Kittel W. Phys. Rep., **270**, 1 (1996).

Поступила в редакцию 29 октября 1997 г.