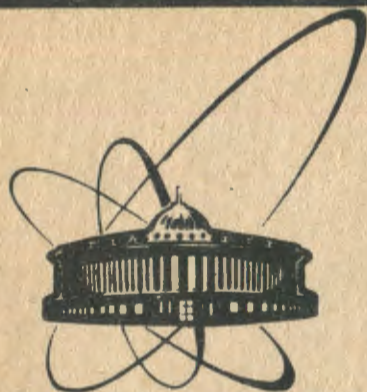


89-134



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

К-63

Д1-89-134

В. И. Комаров

ПРОЯВЛЯЕТСЯ ЛИ ДИНАМИЧЕСКАЯ
СТОХАСТИЧНОСТЬ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ
СЕЧЕНИЯХ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ?

1989

1. Известно, что классические механические системы могут иметь крайне нерегулярное, практически непредсказуемое поведение даже при отсутствии случайности в начальных и внешних условиях и малом числе степеней свободы. Такая динамическая стохастичность обусловлена внутренней нелинейной динамикой системы и является свойством очень широкого круга классических динамических систем^{/1/}. Динамическая стохастичность /ДС/ возникает и в нерелятивистских квантово-механических системах. Установлено, что энергетические спектры при определенных условиях распадаются на две группы: регулярный квантовый спектр, соответствующий в классическом пределе регулярному классическому движению, и иррегулярный спектр, соответствующий стохастическим траекториям классической системы^{/2/}. Иррегулярность квантового спектра проявляется не только в статистическом характере спектров, но и в их быстрых непредсказуемых изменениях при малых изменениях параметра нелинейности в гамильтониане.

Динамическая стохастичность в нерелятивистской ядерной системе теоретически исследовалась в работах россендорфских физиков^{/3/}. Показано, что спектр возбуждения открытой квантово-механической системы /атомное ядро с оболочечной структурой уровней при энергии возбуждения выше порога испускания нуклона/ сильно зависит от степени перекрытия уровней, которая, в свою очередь, определяется внешним смешиванием резонансных состояний через континуум. В конечном счете, это смешивание и сама степень нелинейности используемых уравнений Шредингера задается остаточным парным взаимодействием между всеми нуклонами, входящими в систему. Принципиальное отличие этих результатов от традиционного столкновения эриксонских флуктуаций в сечениях ядерных реакций^{/4/} состоит в том, что стохастическое поведение сечений возникает здесь вполне "самопроизвольно", во вполне детерминированной по внешним условиям системе - без какого-либо априорного внесения случайных величин в расчеты.

Универсальный характер явления ДС заставляет ожидать его проявлений и при взаимодействии полей элементарных частиц. В первую очередь это относится к адронным процессам при высоких энергиях, когда взаимодействия могут приводить к возникновению возбужденных сгустков адронной /кварк-глюонной/ материи в малых объемах $\sim 1 \text{ фм}^{3/5-7/}$. На определенных этапах эволюции такого сгустка неизбежны процессы, затрагивающие большое число

сильновзаимодействующих токовых и вакуумных кварков и глюонов. В такой ситуации согласно^{5/} следует ожидать появления в распределениях наблюдаемых величин структур типа перемежаемости в сплошных средах. В работе^{6/} обсуждаются исследования, в которых показано, что свободные неабелевы калибровочные поля, отвечающие за структуру адронов, в классическом пределе обнаруживают динамическую стохастичность. Более того, предполагается, что именно стохастичность ответственна в КХД за явление конфайнмента. Эти результаты могут служить аргументом в пользу целесообразности экспериментального поиска ДС в адронных процессах.

Возникает вопрос, в распределениях каких величин и в каких условиях может быть наблюдаем хаос в кварк-глюонных системах. В работах^{7/} как проявление стохастической закономерности интерпретируется КНО-скейлинг множественного рождения адронов. Однако для его объяснения существуют и модели, не имеющие отношения к стохастичности. В работах^{8/} получены экспериментальные указания на нерегулярность типа перемежаемости в быстрых распределениях адронов для событий с большой множественностью. Сделать однозначный вывод о проявлении ДС, исходя из этих данных, еще преждевременно^{5/}.

2. В настоящее время теория еще не дает определенных предсказаний для поиска ДС в адронных процессах, несмотря на фундаментальное значение, которое теория предусматривает для ДС в этих процессах. Но развитие теории тормозит прежде всего отсутствие экспериментальных проявлений ДС, так что для их поиска могут быть полезными даже простые аналогии между поведением изученных динамических систем стохастического типа и ожидаемым поведением адронных систем. Рассмотрим несколько таких наводящих соображений.

А. Наиболее благоприятны для проявления ДС мягкие адронные процессы при малых относительных импульсах между адронами конечного состояния. В этом случае сравнительно малы импульсы, характеризующие состояния кварк-глюонной системы до ее адронизации, и, следовательно, сильным становится взаимодействие не только между кварками и глюонами, образующими определенный адрон конечного состояния, но и между всеми конститuentами системы. Именно в этом случае возникает система из большого числа конститuentов с существенным взаимодействием между ними, что придает системе нелинейный характер. В качестве масштаба относительных импульсов k_{ij} между адронами (h_i и h_j), при которых можно ожидать проявлений ДС, используем величину $\langle p_T \rangle$ характерных поперечных импульсов вторичных адронов в мягких процессах:

$$\langle k_{ij}/2 \rangle < k_0 \approx \langle p_T \rangle \approx 0,5 \text{ ГэВ/с.}$$

/1/

Далее под системой адронов, выбираемой для поиска ДС, имеются в виду системы, удовлетворяющие этому условию.

Б. Поскольку нет оснований считать, что характер процесса адронизации радикально зависит от типа образующих адронов, поиск ДС целесообразен в системах адронов произвольного типа /пионные, нуклонные, пион-нуклонные и т.д. системы/. Однако следует выбирать адроны конечного состояния, возникновение которых существенно затрагивает адронную структуру на кварковом уровне /генерация кварк-антикварковых пар из вакуума, возбуждение адронов/. При включении в систему адронов, получивших невысокие передачи импульса ($q_{0i} \lesssim k_0$) относительно начального состояния, эффекты ДС могут быть подавлены. Поэтому отсутствие наблюдаемых эффектов ДС в определенной системе адронов, вообще говоря, не означает их отсутствия в той же системе, возникающей в процессе с другим механизмом /например, протонная пара с эффективной массой в определенном интервале, но в процессах $p+p \rightarrow p+p$ и $p+p \rightarrow p+p+\pi+\dots$ /.

Наконец, может быть принципиально важным наличие в системе более чем двух адронов, так как в двухчастичной системе динамическая стохастичность может подавляться просто из-за отсутствия в ней необходимого числа степеней свободы.

В. Адронная система, выбираемая для поиска ДС, должна быть изолирована от других адронов, так как неконтролируемые взаимодействия с такими адронами могут сгладить эффекты ДС в наблюдаемых величинах. Изоляция осуществляется включением в систему всех адронов конечного состояния, если они удовлетворяют условию /1/, либо только той их части, которая имеет высокий импульс ($k_{in} \gg k_0$) относительно остальных адронов.

Г. Для адронных систем, удовлетворяющих перечисленным требованиям, можно ожидать, что их энергетические спектры по аналогии с нерелятивистскими квантовыми системами имеют нерегулярный характер.

Пусть при взаимодействии частиц p_1, p_2 возникает интересующая нас система H_ℓ с $\ell > 2$:

$$p_1 + p_2 \rightarrow \overbrace{h_1 + h_2 + \dots + h_m + h_{m+1} + \dots + h_\ell}^{H_\ell} + \dots \quad /2/$$

Выделим ее часть H_m с $2 \leq m < \ell$. Эволюция кварк-глюонной системы, адронизирующейся в H_m , зависит от взаимодействия с кварк-глюонной системой, адронизирующейся в $H_{\ell-m}$. Поэтому вероятность w найти H_m в определенном состоянии является функцией импульсов \vec{p}_i ($i = m+1, \dots, \ell$) и набора k квантовых чисел, характеризующих состояние адронов h_{m+1}, \dots, h_ℓ . В частности, спектр

$w(M_{H_m})$ эффективных масс M_{H_m} группы H_m является функцией этих величин:

$$w(M_{H_m}) = w(M_{H_m}, \vec{p}_{m+1}, \dots, \vec{p}_\ell, \kappa). \quad /3/$$

Нерегулярное поведение такого спектра означает: а/ негладкое, флуктуационное поведение $w(M_{H_m})$ при фиксированных значениях остальных независимых переменных функции /3/, б/ быстрое и случайное изменение флуктуаций при изменении этих переменных.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда взаимодействие групп H_m и $H_{\ell-m}$ определяется только полной энергией системы H_ℓ и относительным движением H_m и $H_{\ell-m}$. Тогда единственными существенными переменными функции w являются инварианты

$$M_{H_m}^2 = P_{H_m}^2, \quad M_{H(\ell-m)}^2 = P_{H(\ell-m)}^2, \quad s = (P_{H_m} + P_{H(\ell-m)})^2 \quad \text{и} \quad t = (P_{H_m} - P_{H(\ell-m)})^2,$$

где P_{H_m} и $P_{H(\ell-m)}$ — импульсы соответственно групп H_m и $H_{\ell-m}$. Так как $s + t = 2(M_{H_m}^2 + M_{H(\ell-m)}^2)$, w зависит в этом случае только от трех независимых переменных:

$$w = w(M_{H_m}, M_{H(\ell-m)}, s). \quad /4/$$

При фиксированном значении s нерегулярность w означает, что эта величина случайным образом изменяется на небольших интервалах M_{H_m} и $M_{H(\ell-m)}$. При этом корреляционные длины δM_{H_m} и $\delta M_{H(\ell-m)}$ распределения $w(M_{H_m}, M_{H(\ell-m)})$ должны быть существенно меньше полных интервалов $\Delta M_{H_m}^{\max}$, $\Delta M_{H(\ell-m)}^{\max}$, в которых еще выполняется условие /1/:

$$\delta M_{H_m} \equiv \int_0^{\Delta M_{H_m}^{\max}} \rho_w(\Delta M_{H_m}) d(\Delta M_{H_m}) \ll \Delta M_{H_m}^{\max} = \sum_{i=1}^m (M_{0i}^2 + k_0^2)^{1/2} - \sum_{i=1}^m M_{0i}, \quad /5a/$$

$$\delta M_{H(\ell-m)} \equiv \int_0^{\Delta M_{H(\ell-m)}^{\max}} \rho_w(\Delta M_{H(\ell-m)}) d(\Delta M_{H(\ell-m)}) \ll \Delta M_{H(\ell-m)}^{\max} = \sum_{i=m}^{\ell} (M_{0i}^2 + k_0^2)^{1/2} - \sum_{i=m}^{\ell} M_{0i}. \quad /5b/$$

Здесь $\rho_w(\Delta M_{H_m})$ и $\rho_w(\Delta M_{H(\ell-m)})$ — нормированные корреляционные функции распределения w соответственно по переменным M_{H_m} и $M_{H(\ell-m)}$, а M_{0i} — масса покоя адрона h_i .
Корреляционной длине δM для стохастических колебаний может быть сопоставлено характерное время $\tau \approx \hbar / \delta M$. Стохастические

структуры являются коллективными нелинейными эффектами, так что линейные размеры структур, как правило, существенно превосходят как размеры конститuentов, так и радиус взаимодействия между ними. Поэтому естественно ожидать, что время τ , во всяком случае, не меньше времени распространения образующихся адронов на расстояние порядка размера области R , где реализуется обсуждаемый нелинейный процесс. В качестве оценки для величины R можно принять размер $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ области испускания адронных пар, измеряемый интерферометрией тождественных частиц. Тогда $\hbar / \delta M \geq \langle r^2 \rangle^{1/2} / (\beta c)$, так что

$$\delta M \lesssim \frac{c}{\hbar \langle r^2 \rangle^{1/2}} \cdot \frac{k_0/2}{\sqrt{M_0^2 + (k_0/2)^2}}. \quad /6/$$

Принимая $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2 \div 3 \text{ фм} / \theta /$, получим $\delta M_{2\pi} \lesssim 0,07 \text{ ГэВ}$ и $\delta M_{p\bar{p}} \lesssim 0,02 \text{ ГэВ}$. Так как $\Delta M_{2\pi}^{\max} = 0,76 \text{ ГэВ}$ и $\Delta M_{p\bar{p}}^{\max} = 0,25 \text{ ГэВ}$, оценка /6/ не противоречит условиям /5/.

Измерение распределения $w(M_{H_m}, M_{H(\ell-m)})$, усредненного по интервалам переменных, превышающим корреляционные длины, приводит к сглаживанию стохастических колебаний. Следует подчеркнуть, что для такого сглаживания достаточно усреднения хотя бы по одной переменной, если оно происходит в интервалах $\delta M \lesssim 10 \text{ МэВ}$. Именно такие условия, как правило, осуществляются в экспериментах, если не поставлена специальная задача поиска ДС. В результате наблюдаемые распределения имеют гладкий характер, во всяком случае на уровне $\sim 10^{-2}$.

3. Рассмотрим кратко в качестве примера несколько процессов, где поиск ДС представляется оправданным.

а/ Множественное рождение пионов в протон-антипротонной аннигиляции из остановки:

$$\bar{p} + p \rightarrow (\pi + \pi) + X. \quad /7/$$

Условие /1/ выполнено для пионных пар с $M_{H_m} = M_{2\pi} < 1,04 \text{ ГэВ}$. Если ограничиться низкими значениями суммарного импульса пары: $P_{2\pi} < k_0$, то для выполнения условия /1/ в состоящей из пионов подсистеме $H_{\ell-2}$ нужно выделить каналы с множественностью $\ell \geq 5$ для $M_{2\pi} = 0,78 - 1,04 \text{ ГэВ}$ и $\ell \geq 4$ для $M_{2\pi} = 0,83 - 1,04 \text{ ГэВ}$. Спектр эффективных масс пионных пар определенного типа нужно измерять с разрешающей способностью лучшей, чем величина корреляционной длины $\delta M_{2\pi}$, то есть на уровне не хуже $0,01 \text{ ГэВ}$ при соответствующей точности в фиксации эффективной массы остальных пионов.

б/ Дифракционное возбуждение адрона:

$$h + A \rightarrow h^* + A, \quad /8a/$$

$$h^* \rightarrow (\pi + \pi) + h_3 + \dots + h_l. \quad /8б/$$

Достоинство этого процесса при поиске ДС состоит в хорошем разделении продуктов диссоциации и мишени по скорости. Условие /1/ выполняется при невысоких возбуждениях h^* , где сосредоточена основная масса дифракционных событий. Практическая трудность состоит в необходимости эксклюзивных измерений и достижении высоких точностей по эффективным массам быстрых частиц.

в/ Фрагментация ядерной мишени в кумулятивной области:

$$h + A \rightarrow (N + N) + X. \quad /9/$$

Наблюдение по крайней мере одного из нуклонов N_1, N_2 в кинематической области, запрещенной для взаимодействия с одиночным нуклоном, эффективно выделяет для легких ядерных мишеней А процесс

$$h + [kN] \rightarrow h' + [kN]^*, \quad /10a/$$

$$[kN]^* \rightarrow (N_1 + N_2) + \dots + h_l. \quad /10б/$$

Здесь $[kN]$ - нуклонный кластер в ядре-мишени $/k \geq 2/$, переходящий в возбужденное состояние $[kN]^*$. Характеристики такого возбуждения, найденные в /10/, позволяют интерпретировать его как дифракционную диссоциацию нуклонных кластеров, находящихся в момент соударения в состоянии с флуктуационно повышенной ядерной плотностью. С этой точки зрения процесс /10/ благоприятен для поиска ДС по тем же причинам, что и дифракционная диссоциация "нормальных" адронов /8/. Серьезные трудности возникают здесь вследствие искажений, обусловленных взаимодействиями в начальном и конечном состоянии с нуклонами ядра, не входящими в кластер, необходимостью выделения событий, где доминирует вклад кластеров с определенным значением k , и влиянием фермиевского движения кластеров в ядре-мишени. Поэтому для поиска ДС в процессах типа /9/, безусловно, предпочтительно использование в качестве мишени легчайших ядер ($d, {}^3\text{He}$).

Заметим, что именно экспериментальные данные о наличии узких пиков в спектрах масс двух протонов интерпретировались в работе /11/ как указание на эриксоновского типа флуктуации сечений, возникающие вследствие перекрытия большого числа шестикварковых резонансов.

4. Резюмируя сказанное, можно полагать, что один из прямых способов поиска эффектов ДС состоит в следующем:

а/ Выделение событий, конечные состояния которых содержат достаточно изолированную адронную систему с малыми относительными импульсами между всеми адронами. Доминирующими для образования выделенных адронов должны быть механизмы, включающие перестройку структуры адронов на кварковом уровне.

б/ Выделение в системе группы адронов определенного типа, эффективная масса которой может быть измерена с точностью на уровне 1-10 МэВ.

в/ Фиксация на том же уровне точности эффективной массы остальных адронов системы.

г/ Измерение спектра эффективных масс группы адронов при определенном значении полной энергии выделенной системы. Изучение получаемых спектров известными методами статистического анализа /4, 5/ /корреляционные функции, статистические моменты и др./.

д/ При отсутствии нерегулярности в наблюдаемых спектрах - последовательное ограничение набора состояний адронной системы /множественность, тип адронов, изотопические состояния, ориентация и величина относительных импульсов/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. - Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
2. Percival J.C. - J.Phys. B: Atom.Molec.Phys., 1973, v.6, p.1229; Pullen R.A., Edmonds A.R. - J.Phys.A: Math.Gen., 1981, v.14, p.1447.
3. Поттер И. - ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.274; JINR, E4-88-141, Dubna, 1988.
4. Ericson T., Mayer-Kuckuk T. - Ann. Rev. of Nucl. Sc., 1966, v.16; УФН, 1967, т.92, с.271.
5. Дремин И.М. - УФН, 1987, т.152, с.531.
6. Матинян С.Г. - ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.522.
7. Carruthers P., Shih C.C. - Phys.Lett., 1983, v.B127, p.242; Phys.Lett., 1984, v.B137, p.425.
8. Takagi F. - Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, p.427; Bialas A., Peschanski R. - Nucl.Phys., 1986, v.B273, p.703; Adamus M. et al. - Phys. Lett., 1987, v.B185, p.200.
9. Гришин В.Г. - Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. М.: Энергоиздат, 1982; Miller K. - Procced. of the 8th Balaton Conf. on Nucl. Phys., 1987, p.252.

10. Komarov V.I., Müller H., Tesch S. - Fortschritte der Phys., 1985, v.33, p.595.
11. Bazhanski I.I. et al. - Phys.Lett., 1988, v.B207, p.377.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 февраля 1989 года.