

Form for the text published by direct reproduction

The first page

ПРОБЛЕМЫ ОПИСАНИЯ КУМУЛЯТИВНОГО ЭФФЕКТА
В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

А.М.Балдин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Проблема описания сложных, составных систем, для которых существенны релятивистские эффекты, приобретает большое значение в связи с кварковыми моделями адронов. Первостепенное значение эта проблема имеет для описания столкновений релятивистских ядер и частиц с ядрами, интерес к исследованию которых резко возрос в последние годы. Эти исследования существенно выходят за рамки канонической теории ядра. Большие передачи импульса системе нуклонов /порядка или больше их массы/, во-первых, требуют последовательного релятивистского подхода, во-вторых, такие передачи соответствуют столь малым относительным межнуклонным расстояниям, что теряет смысл не только понятие межнуклонного потенциала, но и само понятие нуклона как адекватной задаче квазичастицы. По сути дела здесь речь идет об исследовании проблем адронной физики и квантовой теории поля.

Поскольку за истинные элементарные объекты в настоящее время принимаются кварки, а для частиц и ядер напрашивается далеко идущая аналогия с атомами и молекулами, то процессы релятивистской ядерной физики представляются аналогом химических реакций и процессов физики плазмы. Естественно возникает вопрос: а не занимаемся ли мы в релятивистской ядерной физике явлениями более сложными и менее фундаментальными, чем при изучении процессов с элементарными адронами? Оказалось, однако, что сложность ядерных столкновений не превышает сложности столкновений адронов /как с точки зрения возможностей экспериментальных исследований, так и возможностей теоретической интерпретации/. Это объясняется тем, что в обоих случаях мы имеем дело с системами, обладающими бесконечным числом степеней свободы. Вместе с тем, процессы релятивистской ядерной физики дают новые и очень интересные возможности исследования динамики адронов. О структуре ядра мы знаем много больше, чем о структуре протона, хотя бы в нерелятивистском пределе, и можем сильно варьировать параметры сталкивающихся объектов. Можем, например, проверять концепции пространственно временной картины формирования адронов и получать дополнительную информацию, которую невозможно получить другим путем и которая очень критична к разрабатываемым моделям сильных взаимодействий.

Для рассматриваемой области явлений существенны межнуклонные расстояния, значительно меньшие радиуса заключения кварков, а время формирования адрона из партонного /кварка/ оказывается сравнимым или даже больше времени его пролета сквозь ядро. Столкновения релятивистских ядер носят существенно многобарионный многокварковый характер.

Особое внимание в этой статье мы уделим кумулятивному эффекту - образованию частиц на ядрах в области, кинематически запрещенной для однонуклонных столкновений. Выделение событий, содержащих кумулятивные частицы, фиксирует конфигурации в волновой функции ядра, когда несколько нуклонов находятся на малых расстояниях и их кварковые - партонные составляющие, по-видимому, обобществляются. Мультибарионные конфигурации, которые ответственны за кумулятивный эффект, вызывают большой интерес также в связи с возможным существованием метастабильных многокварковых систем - например, дибарионов. Возникают очень интересные задачи об описании фазовых переходов нуклонной материи в кварковую плазму и адронизации кварков.

Столкновения ядер, движущихся со световыми скоростями, а, следовательно, со скоростями, большими скорости звука в ядерном веществе, должны сопровождаться коллективными движениями ядерного вещества. Некоторые физики обсуждают возможность существования ударных волн и спонтанных переходов к некоторой новой структуре ядерного вещества по достижении критической плотности. Существуют попытки применить к ядерному веществу гидродинамическое приближение и установить уравнение состояния ядерного вещества в экстремальных условиях. Знание уравнения состояния ядерной материи приобретает большое значение при описании астрономических объектов, эволюции звезд, гравитационного коллапса.

Быстро увеличивающийся объем экспериментальных данных в области релятивистской ядерной физики ставит перед теоретической физикой проблемы описания качественно новой формы материи - кварковой или адронной плазмы. Сформулированная в последние годы теория сильных взаимодействий кварков - квантовая хромодинамика могла бы лечь в основу такого описания, однако, она еще далеко не стала последовательной, замкнутой теорией. Для рассматриваемых нами явлений очень существенны большие расстояния между кварками, где лежат главные трудности теории, связанные с проблемой удержания цвета. Но даже в том случае, если эти фундаментальные трудности будут преодолены, проблемы описания множественных и глубоко неупругих процессов, которые являются основными при столкновении адронов, потребуют больших усилий по разработке принципиально новых подходов. Я думаю, что такие подходы будут найдены на пути дальнейшего развития методов, основы которых закладывались гением Н.Н.Боголюбова в области релятивистской квантовой теории, в квантовой статистике, нелинейной механике, на пути развития его идей о квазисредних и нарушении симметрии, лежащих в основе современной теории фазо-

вых переходов, знаменитой идеи "спаривания", приведшей к созданию последовательной теории сверхтекучести и сверхпроводимости.

В релятивистской ядерной физике мы имеем дело с качественно новым объектом квантовой теории поля и теории конденсированных сред. Целью настоящей статьи является краткое изложение основных фактов и попыток их теоретической интерпретации.

Релятивистская ядерная физика возникла в ОИЯИ в 1971 г. в результате работ по развитию синхрофазотрона и началу исследований на выведенных пучках, включая пучки ускоренных релятивистских ядер. Это направление с самого начала было активно поддержано Н.Н.Боголюбовым не только как физиком, но и как директором ОИЯИ.

При столкновении релятивистских ядер с малой передачей импульса мы фактически имеем дело с низкоэнергетической ядерной физикой, рассматриваемой в быстро движущейся системе координат. Основным параметром, определяющим этот тип столкновений, является энергия связи нуклонов в ядрах. На языке аналитических свойств матрицы рассеяния малость энергии связи проявляется в существовании особенностей в нефизической области, расположенных очень близко в ее границе.

Амплитуда процесса

$$I + II \rightarrow 1 + \dots$$

/1/

имеет вид:

$$T_{fi} = \frac{1}{2} \sum_j \frac{T_{fj} T_{ji}}{(P_I - P_1)^2 - m_2^2}, \quad \text{Для последующих страниц}$$

где P_I и P_1 - четырехмерные импульсы частиц I и 1 , а m_2 - масса частицы обмениваемой в t -канале. Этой амплитуде соответствует сечение:

$$\frac{d\sigma}{db_{I1}} = \frac{F}{(a + b_{I1})^2} \quad /2/$$

здесь введены: переменная

$$b_{I1} = 2 \left[\frac{(P_I \cdot P_1)}{m_I \cdot m_1} - 1 \right] \quad \text{и параметр} \quad a = \frac{(m_1 + m_2 - m_I)(m_I + m_2 - m_1)}{m_I m_1}$$

множитель F слабо зависит от инвариантной переменной b_{I1} .

Простая однополюсная формула /2/ описывает большое количество экспериментальных данных по образованию ядерных фрагментов /1/. Величина $a \cong \frac{2|\epsilon| |m_I - m_1|}{m_I m_1}$ - определяет ширину очень узких энергетических и угловых распределений вторичных частиц. В пространстве быстрот $y_1 = \frac{1}{2} \ln \frac{E_1 + P_{1z}}{E_1 - P_{1z}}$ сечение /2/ описывает узкий и резко выраженный пик с полушириной:

$$\Delta y = \sqrt{2\epsilon} \frac{|m_I - m_1|}{m_I m_1} \approx 0,1,$$

/3/

здесь ϵ - энергия связи: $|\epsilon| = |m_I - m_1 - m_2|$ - реакция "срыва"; $|\epsilon| = |m_1 - m_I - m_2|$ - реакция "подхвата".

В рассматриваемом случае кинетическая энергия фрагментов /частиц 1/ в системе, где ядро I покоится, по величине близка к энергии связи /Ферми-движение/. Явно Лоренц-инвариантный вид сечения /2/ позволяет описывать сверхкороткодействующие корреляции частиц в пространстве быстрот в любой системе координат.

Величины передаваемых четырехмерных импульсов или относительных расстояний в пространстве быстрот позволяют провести классификацию столкновений релятивистских ядер и частиц с ядрами.

Бьеркеновский скейлинг приближенно устанавливается при квадратах передаваемого импульса $q^2 \gtrsim 1$ ГэВ. Опыты по глубоко неупругому рассеянию лептонов на адронах впервые и наиболее ярко продемонстрировали нам, что в этой области переменных нуклон следует рассматривать как настолько "рыхлую" систему, что к рассеянию на его конstituентах можно применять импульсное приближение. Разъяснением большой значимости этого экспериментального факта для понимания структуры будущей теории мы во многом обязаны Н.Н.Боголюбову и его ученикам. Критерий

$$|q^2| \lesssim 1 \text{ ГэВ} \quad \text{или} \quad \Delta y \lesssim 1 \dots \quad /4/$$

определяет границу передаваемых ядру импульсов, когда еще можно пользоваться представлением о ядре как о системе состоящей из нуклонов. Однако, вблизи $q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ необходимо применять релятивистское обобщение импульсного приближения и экстраполировать известные из ядерной физики волновые функции относительного движения нуклонов в область малых расстояний. На этом пути удастся описать довольно широкий класс взаимодействий релятивистских частиц и ядер с ядрами^{2,3/}

Следующая и, по-видимому, наиболее интересная область соответствует большим передачам импульса ядрам. Ее можно определить, заимствуя из физики адронов важное понятие короткодействующих корреляций в пространстве быстрот /КДК/. В физике адронов для изучения двухчастичных корреляций в множественном рождении определяется следующая величина, называемая корреляционной функцией:

$$C_2(y_1, y_2) = \rho_2(y_1, y_2) - \rho_1(y_1)\rho_1(y_2) \quad /5/$$

где $\rho_1 = \frac{E_1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dP_1}$; $\rho_2 = \frac{E_1 E_2}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dP_1 dP_2}$ - инвариантные инклюзивные сечения.

E_i, \vec{P}_i - энергии и импульсы частиц 1,2, а y_1 и y_2 - их быстроты.

Свойство КДК было установлено как приближенная закономерность адронной физики. Она формулируется следующим образом.

Если разность быстрот двух частиц много больше характерной корреляционной длины L , то соответствующее сечение не зависит от этой разности. В частности, согласно КДК при $|y_1 - y_2| \gg L$ $C_2 = 0$ и в соответствии с /5/ ρ_2 факторизуется.

В адронной физике часто полагают, что для больших величин $|y_i - y_j|$:

$$C_2(y_i, y_j) \propto \exp\left[-\frac{|y_i - y_j|}{L}\right]. \quad /6/$$

Априори нет особой причины полагать, что существует некоторая универсальная корреляционная длина L , которая справедлива для всех типов реакций при высоких энергиях. И даже, строго говоря, это неверно из-за ограничений, вводимых законом сохранения энергии - импульса. Тем не менее модель КДК хорошо передает многие характеристики множественного образования частиц и ее можно рассматривать как приближенное универсальное свойство адронных взаимодействий^{/4/}. Многочисленные эксперименты указывают, что

$$L \approx 2. \quad /7/$$

Столкновение ядер должно подчиняться КДК-закономерности. В частности, на основании /7/ можно предсказать область энергий, где начинает реализовываться предельная фрагментация ядер, т.е., область, где $\rho_1 \approx \text{const}(y_I - y_{II})$. Случай $|y_I - y_{II}| \geq 2$ соответствует этой приближенной границе или:

$$(P_I \cdot P_{II}) = E_I m_{II} \approx m_I m_{II} \frac{1}{2} \exp |y_I - y_{II}| \geq m_I m_{II} \frac{1}{2} \exp 2 \quad /8/$$

Для последующих страниц

или: $2 \frac{E_I}{m_I} \geq e^2 \approx 8$, т.е. при энергии на нуклон в районе 4 ГэВ должна исчезнуть зависимость сечений от $(y_I - y_{II})$. Поскольку согласно КДК при $E_I \geq 4$ ГэВ/N происходящее вблизи левой границы в пространстве быстрот /в окрестности y_{II} / не влияет на происходящее в окрестности вблизи правой границы (y_I), то свойства сечений в области предельной фрагментации ядра I не должны зависеть от свойств ядра II /или частицы II /. Отсюда, в частности, следует, что для изучения предельной фрагментации ядер нет необходимости их ускорять. Достаточно изучить образование частиц на ядрах в заднюю полусферу под действием любых частиц высоких энергий. Наиболее удачными оказались измерения под углом 180° в области предельной фрагментации:

$$\rho_1(y_I - y_{II}, y_I - y_I) \rightarrow \rho_1^0(y_I - y_I). \quad /9/$$

Зависимость ρ_1 только от $|y_I - y_I|$ означает масштабную инвариантность, ибо $\frac{(P_I \cdot P_{II})}{(P_I \cdot P_{II})} \approx \frac{m_I}{m_I} \exp(y_I - y_I)$. Независимость $\rho_1^0(y_I - y_I)$ от свойств ядра или частицы II была хорошо подтверждена экспериментально^{/5,6/}. Этот вывод об эквивалентности столкновений пионов и даже γ -квантов и нейтрино с ураном столкновением урана с ураном кажется весьма парадоксальным, пусть это даже касается небольшой области пространства быстрот. Разрешение этого парадокса состоит в том, что

взаимодействие адронов и, в частности, ядер в области больших передач импульса носит локальный характер. Именно эта гипотеза, восходящая к идее М.А.Маркова^{/7/} с самого начала была нами положена в основу описания столкновения релятивистских ядер. Из локального характера взаимодействия адронов естественно вытекало обнаруженное в экспериментах свойство масштабной инвариантности или автомодельности сильных взаимодействий.

Таким образом, мы исходим из следующего критерия, определяющего область передач импульса, при которых импульсное приближение следует применять не к нуклонам ядра, а к конститuentам нуклона /партонам/:

$$|y_i - y_j| \geq 2. \quad /10/$$

Критерии, даваемые формулами /3/, /4/ и /10/, определяют классификацию столкновений релятивистских ядер и частиц с ядрами. Из формулы /8/ следует, что в силу $\frac{2E_I}{m_I} \cong \exp|y_I - y_{II}|$ для легких частиц, например, пионов критерий /10/ достигается при существенно меньших энергиях E_I , чем для протонов или ядер. Эксперимент находится в хорошем согласии с этим выводом: если для столкновений ядер с ядрами предельная фрагментация наступает при энергии выше 3,5 - 4 ГэВ на нуклон, то для столкновений пионов и других легких частиц - при энергии ниже 1 ГэВ.

Как следует из экспериментов по глубоко неупругому рассеянию лептонов на протонах, при очень больших передачах импульса оправдывается предсказание квантовой хромодинамики о нарушении скейлинга. Эту область передач импульса следует рассматривать отдельно, т.к. соответствующие экспериментальные данные по взаимодействию частиц и ядер с ядрами пока отсутствуют.

В 1971 году мы обобщили партонную модель на ядра и предсказали кумулятивный эффект^{/8/}. Обобщение основано на простом замечании о том, что по сравнению с элементарной частицей ядро в релятивистской области энергий с большим успехом можно рассматривать как партонный газ, ибо времена жизни виртуального состояния ядра как совокупности свободных нуклонов значительно больше времени жизни нуклона как совокупности партонов. Именно отношение времени столкновения к этим временам служит параметром малости, определяющим применимость импульсного приближения или партонной модели. Вместе с тем из этого рассуждения вытекает, что вероятность передачи больших импульсов ядрам определяется вероятностью обнаружить в ядре партон, несущий импульс группы нуклонов. В этом смысле вероятность появления кумулятивной частицы служит мерой перемешивания партонных составляющих различных нуклонов и образования "больших" партонов.

Для описания этого эффекта нами было введено кумулятивное число N , т.е. эффективное число нуклонов фрагментирующего ядра, которые принимают участие в реакции. Для одночастичных распределений минимальное число N^{\min} определяется кинематическими границами, налагаемыми на массу объекта, принимающего участие в столк-

новении /1/. Когда $\exp|y_I - y_{II}| \gg 1$ в области предельной фрагментации ядра I /мы рассматриваем случай $y_1 > y_I$ /, релятивистски инвариантная величина N^{\min} принимает следующие значения:

$$N^{\min} = \frac{m_{1\perp}}{m_p} \exp(y_1 - y_I) = \begin{cases} \frac{E_1 - P_{1z}}{m_p} & \text{в системе покоя ядра I} \\ \frac{E_1 + P_{1z}}{E_I^0 + P_I^0} \approx \frac{P_{1z}}{P_I^0} & \text{в системе покоя частицы или ядра II} \end{cases} \quad /11/$$

где P_I^0 - импульс, приходящийся на нуклон, m_p - масса протона. Кумулятивный эффект соответствует области $N^{\min} > 1$. Как показывает анализ экспериментальных данных, масштабная инвариантность при использовании переменной N^{\min} выполняется значительно лучше, чем при использовании фейнмановской переменной X_F , смысл которой для столкновений релятивистских ядер делается неясным /неясно, что принять за систему центра инерции/.

В согласии с партонной моделью одночастичное распределение ρ_1 в области предельной фрагментации ядра I мы принимаем в виде суперпозиции одночастичных распределений ρ_N , описывающих предельную фрагментацию объектов массы Nm_p внутри ядра:

$$\rho(y_1 - y_I) = \sum_N P_N \rho_N(y_1 - y_I) \quad /12/$$

или согласно /11/

$$\rho_1(N^{\min}) = \sum_N P_N \rho_N(N^{\min}) \quad /13/$$

Согласно определению ρ_N и кинематическим границам /11/

$$\rho_N(N^{\min}) = 0 \quad \text{при} \quad N < N^{\min}.$$

Из самых общих соображений ясно, что P_N - резко убывающая функция N , откуда:

$$\rho_1(N^{\min}) \approx P_{N^{\min}} \rho_{N^{\min}}(N^{\min}) \quad /14/$$

Таким образом, согласно нашей модели основная величина, описывающая кумулятивный эффект, может быть аппроксимирована быстро убывающей функцией, например, экспонентой:

$$\rho = a \cdot \exp[-aN^{\min}] \quad /15/$$

где a и C - величины, практически не зависящие от свойств частицы или ядра Π в области предельной фрагментации ядра I .

Такого типа универсальные энергетические зависимости были обнаружены, они подробно обсуждаются в обзорах /5,6/. Систематические экспериментальные исследования основных закономерностей кумулятивного мезообразования в течение многих лет ведет в Дубне группа В.С.Ставинского. Этой группе удалось впервые обнаружить кумулятивное мезообразование в 1971 году, ей же принадлежат наиболее полные экспериментальные данные при рекордных значениях кумулятивных чисел /вплоть до $N^{\min} = 5$ /.

Справедливость универсальной закономерности /15/ иллюстрируется рисунками 1 и 2, где приведены экспериментальные данные группы В.С.Ставинского.

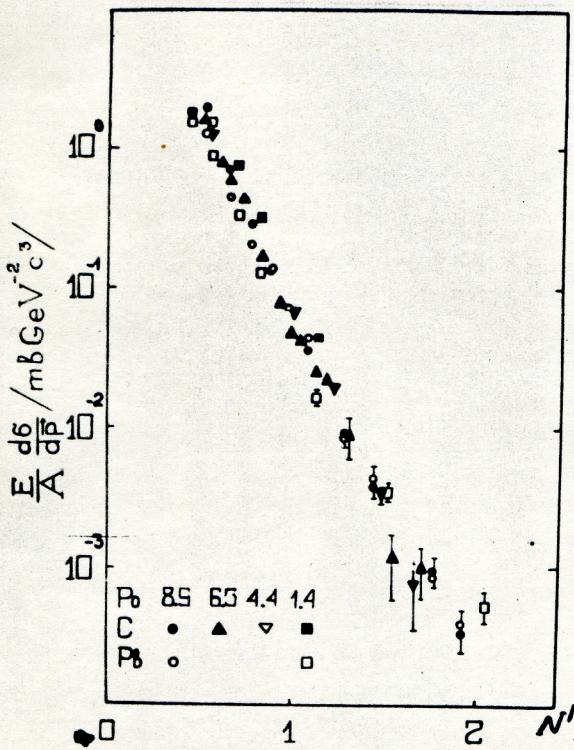


Рис. 1

На рис.2 изображена та же зависимость для предельной фрагментации ядра свинца в π^- , p , d , t . Шкала по оси абсцисс сдвинута на B -барионное число кумулятивной частицы. Рисунок демонстрирует поразительную независимость величины

$a = - \frac{d \ln \rho}{d N^{\min}}$ от свойств частицы продукта и величины N^{\min} вплоть до больших кумулятивных чисел. Сечение меняется на девять порядков величины. Интересно отметить, что универсальная закономерность /15/ описывает также и угловые распределения кумулятивных частиц /см. /6/ /.

Величины ρ_N в формуле /13/ должны быть одинаковы для разных ядер, т.к. они определяются свойствами ядерной материи на малых расстояниях. Зависимость ρ_1 от свойств ядра I , в особенности, от атомного веса A_I содержится в ρ_N . В связи

На рис.1 приведены данные по образованию мезонов, вылетающих под углом 180° , при бомбардировке ядер углерода и свинца протонами с импульсами $P_0 = 8,9; 6,3; 4,4$ и $1,4$ ГэВ. Сечение нормировано на атомный вес. Феноменологически введенная /6/ величина $N' = N^{\min} \left(\frac{R}{R + \lambda} \right)$, где $R = 0,75$ Фм, а $\lambda = 1/P_0$ учитывает отклонение от предельной фрагментации при $P_0 < 4$ ГэВ. Аналогичные данные имеются для предельной фрагментации многих ядер.

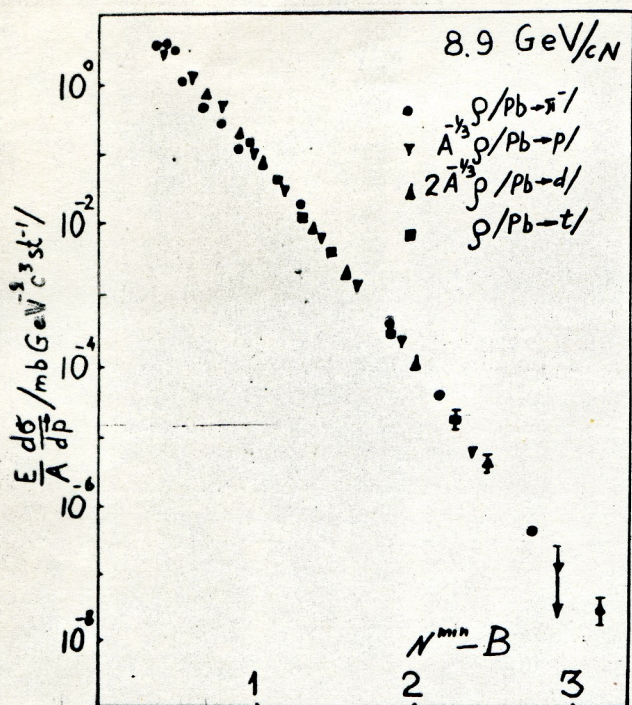


Рис. 2

с этим с самого начала была ясна важность изучения A_1 -зависимости кумулятивного эффекта. В случае модели объемной флуктуации ядерной плотности среднее значение N не зависит от A_1 :

$$\langle N \rangle = \left(\frac{R}{r_0} \right)^3 \quad /16/$$

где $\frac{4\pi}{3} r_0^3$ - объем, приходящийся на один нуклон в ядре, а $\frac{4\pi}{3} R^3$ - объем "кумуляции" /конфайнмента?/. В рамках этой модели параметр a из формулы /15/ равен $a = \frac{1}{\langle N \rangle}$; откуда следует, что наклон кривых на рис. 1 и 2 определяет величину R .

Для последующих страниц

Возможность существования объемных флуктуаций ядерной материи была указана Д.И.Блохинцевым еще в 1957 году^{/9/}.

Другая простейшая модель - флуктуация нуклонов в "трубке" попавшейся на пути мишени внутри ядра I дает:

$$\langle N \rangle = \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 A_I^{1/3} \quad /17/$$

$$\rho_1 \propto A_I^{N^{\min}/3} \quad /18/$$

т.е. ρ должно зависеть от A_I степенным образом, причем показатель степени должен расти монотонно с энергией кумулятивной частицы N^{\min} . Эти зависимости подробно обсуждались нами ранее^{/5/}. Необходимо подчеркнуть особую роль КДК для случаев, когда кумулятивными частицами являются барионные системы. Согласно формуле /11/ разность быстрот в случае барионных кумулятивных частиц много меньше, чем в случае кумулятивных пионов. Это означает, что $|y_I - y_1| > 2$ не достигнуто даже для самых больших N^{\min} и барионный кумулятивный эффект сильно осложнен взаимодействием в конечном состоянии. На этот счет имеются и экспериментальные указания. Наблюденное группой Ставинского резкое усиление A -зависимости сечений барионного кумулятивного эффекта имеет следующий характер: на каждую единицу барионного числа B кумулятивной частицы добавляется множитель $A^{1/3}$:

$$\sigma(A \rightarrow \pi) \propto A$$

$$\sigma(A \rightarrow p) \propto A^{4/3}$$

$$\sigma(A \rightarrow d) \propto A^{5/3}$$

$$\sigma(A \rightarrow t) \propto A^2$$

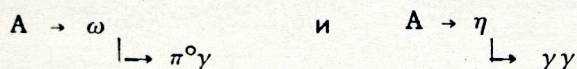
Если применить модель, из которой получается формула /18/ к взаимодействию в конечном состоянии, то эта формула дает отмеченное усиление A -зависимости на множитель $A^{B/3}$. Усиление в этом случае обусловлено толщиной ядерного вещества, проходимой кумулятивным партоном. В этом смысле наиболее чистым "жестким процессом" является кумулятивное образование пионов. Совокупности экспериментальных данных по кумулятивному эффекту были представлены на международных конференциях по физике высоких энергий в Тбилиси /10/ и в Токио /11/. Предельная фрагментация ядер была предметом обсуждения У Международного семинара по проблемам физики высоких энергий в Дубне в 1978 году.

А.В.Ефремовым для описания кумулятивного эффекта была применена модель жестких столкновений, которая содержит отмеченные выше результаты и позволяет вычислять поляризационные явления в кумулятивном эффекте. В частности, Ефремову удалось описать /12/ измеренную в ИТЭФ и ОИЯИ поляризацию кумулятивных Λ -частиц. Важная концепция "скрытого цвета" для описания мультикварковых состояний в ядрах была развита В.А.Матвеевым /13/ и использована Бутовым и др. /14/ для вычисления величины P_N в формулах типа /12/. Краткий итог работ ЛТФ ОИЯИ в этом направлении был подведен в докладе Д.И.Блохинцева /15/ на конференции в Токио.

Модель жестких столкновений является естественным развитием партонной модели и в то же самое время допускает обоснование и расчет поправок в квантовой хромодинамике. В этой связи кумулятивный эффект можно рассматривать как один из процессов больших передач импульса адронам, играющих очень важную роль в проверках квантовой хромодинамики. Изучение процессов с большими передачами поперечных импульсов ядер выявило ряд общих закономерностей этих процессов с кумулятивным эффектом /5/. Эта аналогия находит естественное объяснение в модели жестких столкновений. Обнаружение аналогичных закономерностей в образовании адронных струй на ядрах /16/ /сильные A -зависимости сечений/ с большими поперечными импульсами является дополнительным аргументом в пользу того, что мы имеем дело с новым классом явлений адронной физики.

Все описанные модели носят предварительный характер и обладают ограниченной предсказательной силой. Особенно это касается зависимости от квантовых чисел, которая обычно принимается слабой. Однако согласно основным гипотезам мы имеем дело с "большими адронами", "трубками", "флуктонами", "кварковыми плазмонами", т.е. с объектами обладающими, например, большим барионным зарядом и гиперзарядом. Согласно идеям о калибровочных векторных полях интегралы движения должны проявлять

себя динамически /константа связи пропорциональна интегралам движения/. В частности, можно ожидать^{/17/}, что аналогично тому, как когерентные электромагнитные взаимодействия с ядрами пропорциональны квадрату заряда: Z^2 , сечение образования векторных мезонов ω и ϕ будет пропорционально, например, квадрату гиперзаряда "кваркового плазмона", который эти мезоны излучает. Вопрос, насколько эти идеи применимы к ароматам, требует тщательного изучения. В работе^{/17/} в рамках двухкомпонентной модели, учитывающей "некогерентный" - партонный механизм и "когерентный" механизм реджионного обмена, дана численная оценка усиления выхода ω -мезонов относительно выхода η -мезонов в кумулятивной области, обусловленного возможной пропорциональностью амплитуды фрагментации барионного кластера /"плазмона"/ с испусканием ω -мезона гиперзаряду и барионному числу кластера. Проверка этого предсказания в экспериментах по предельной фрагментации ядер:



представляет значительный интерес как с точки зрения проверки важной динамической симметрии, так и с точки зрения выяснения роли мультикварковых состояний в образовании кумулятивных частиц. Выше перечислены лишь некоторые из экспериментально обнаруженных и обсужденных закономерностей кумулятивного эффекта в релятивистской ядерной физике. Моей целью было обратить внимание присутствующих специалистов в области теоретической и математической физики, на интересный качественно новый объект релятивистской физики конденсированных сред, продемонстрировать, что бурно развивающиеся эксперименты в области релятивистской ядерной физики обнаруживают достаточно простые и универсальные закономерности. Эти закономерности находят естественное качественное объяснение в моделях, основанных на квантовой хромодинамике. Однако последовательной теории столкновений релятивистских ядер, охватывающей весь круг экспериментальных данных и обладающей достаточной предсказательной силой, нет.

На рис.3, заимствованном из работы западно-германских физиков^{/18/}, представлены параметры действующих, строящихся и проектируемых ускорителей релятивистских ядер. Рисунок демонстрирует, что описываемая новая область имеет богатую перспективу. Рисунок отражает также международное признание лидирующего положения Дубны в этой области физики, чем мы в большой степени обязаны научному руководству Н.Н.Боголюбова.

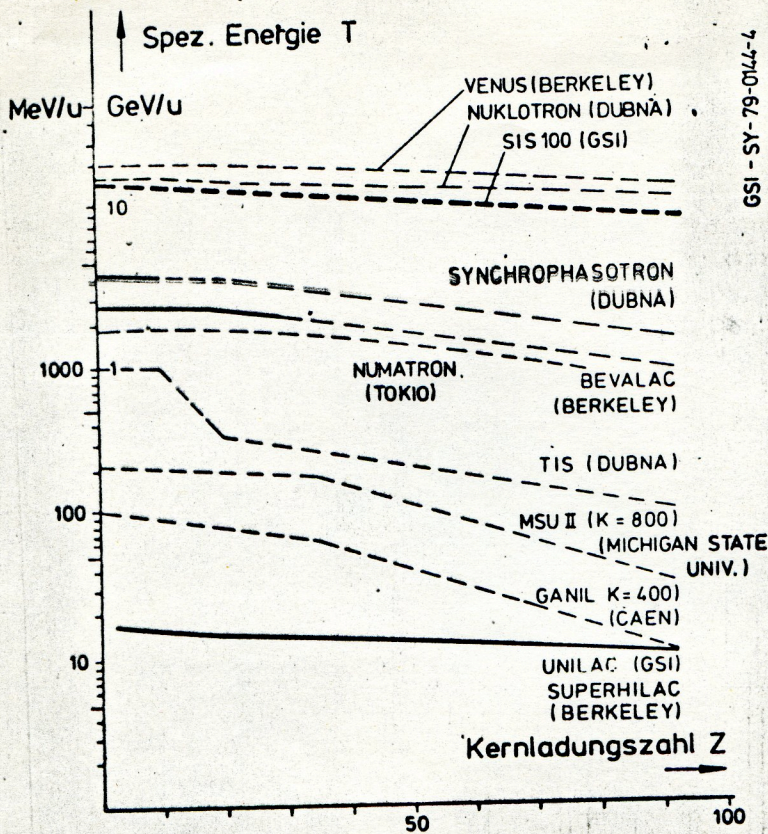


Рис. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, 222, №5, с.1064.
2. Гарсеванишвили В.Р. и др. ОИЯИ, P2-9859, 1976.
3. Франкфурт Л.Л., Стрикман М.И. Труды ХУШ Международной конференции по физике высоких энергий А6-16 /1976/ и материалы XIII зимней школы ЛИЯФ, 139 /1978/.
4. См., например., L.Foa, Physics Report. 1975, 22С, р.1.
5. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
6. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10.
7. Марков М.А. "Нейтрино", изд. "Наука", М., 1964, с.81.
8. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5808, 1971.
9. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, с.1295.
10. См. доклады В.А.Ставинского А6-1 и Г.А.Лексина А6-3 в Трудах ХУШ Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976.
11. Балдин А.М. Труды XIX Международной конференции по физике высоких энергий в Токио /1978/.

12. Ефремов А.В. ЯФ, 1978, 28, с.166.
13. Матвеев В.А. Труды У Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1978, с.137.
14. Буров В.В. и др. Phys.Lett., 1977, 76B, p.46.
15. Блохинцев Д.И. Труды XIX Международной школы по физике высоких энергий, Токио, 1978.
16. Bromberg C. et al. Preprint Fermilab-Conf. 77/62 Exp. /1977/.
17. Baldin A.M., Gerasimov S.B. JINR, E2-11804, 1978.
18. G. zu Putlitz et al. "Eine Beschleunigeranlage für relativistische schwere Ionen", Juli 1979, Darmstadt.

Для последующих страниц