объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-672

А.В.Тарасов

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ В МОДЕЛИ "СОБИРАНИЯ"

Направлено в журнал
"Acta Physica Polonica"

1987

Хорошо известно, что большинство теормоделей, предложенных разными группами авторов /I-3/ с целью интерпретации экспериментов по кумулятивному мезонообразованию в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях, не в состоянии дать самосогласованное описание всей имеющейся экспериментальной информации. И лишь одна модель "собирания", развиваемая в течение ряда лет в серии работ Б.Н.Калинкина, В.Л.Шмонина и др. /4-9/ якобы успешно описывает все экспериментальные данные по мере их накопления и даже изменения (!) /I0-I4/. По крайней мере так пытаются представить ситуацию авторы этих работ. Все расчетные кривые в их работах, относящиеся к образованию кумулятивных пионов в pA- и ^{12}CA -соударениях, проходят практически внутри коридора экспериментальных ошибок, демонстрируя тем самым "хорошее" описание эксперимента моделью собирания.

Интересно отметить, что этот поразительный успех достигнут минимальными средствами, а именно надлежащим выбором значений всего двух параметров модели: σ_c =I0 мб и τ_0 =2 фм·с/ГэВ*, круглые значения которых, приводимые без ошибок, наводят на мысль, что получены они не фитированием экспериментальных данных, а подобраны "на глаз".

Разобраться в причинах такого успеха модели помогает программа численных расчетов, опубликованная в результирующей работе цикла /8/. Б.Л.Резник и А.И.Титов /I5/ попытались воспользоваться этой программой для выяснения вопроса, как авторам модели удалось согласованно описать выходы кумулятивных π- и K -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях при E_p = 8,5 ГэВ.

Мы здесь отметим лишь один из выводов этой работы: оптимистические утверждения авторов модели собирания, будто она "также неплохо (с точностью до фактора I,5 - 2)" описывает и образование кумулятивных К-мезонов, противоречит результатам, полученным с помощью их же программы численных расчетов - в действительности расхождение расчетных и экспериментальных значений достигает тридцатикратного. Если бы этот эпизод был единственным в практике достижения авторами согласия модели с экспериментом, то можно было бы пытаться дать ему какое-нибудь

* Физический смысл этих параметров обсуждается ниже.

разумное объяснение. Однако, как показывает детальное сопоставление численных результатов, получаемых с помощью упомянутой выше программы, с соответствующими рисунками в работах авторов модели собирания, подтягивание расчетных значений к экспериментальным точкам является скорее правилом, нежели исключением в обсуждаемых работах.

На рис. I - 3 приведены наиболее впечатляющие примеры результатов такого сопоставления. Сплошные кривые на них - это "расчетные" кривые самих авторов, пунктирные - результаты расчета по программе /8/*. Прочие комментарии к этим рисункам, как мы полагаем, излишни.

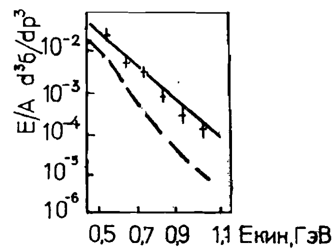

Рис. I. /6,8,9/. Зависимость $\frac{E}{A}\frac{d^3\sigma}{d^3p}(\theta)$ для Ta при E_0 = 400 ГэВ, θ = II8°.

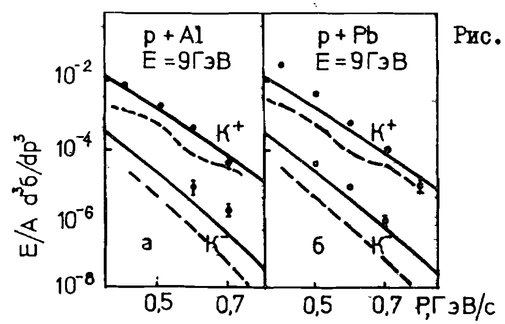

Рис. 2. /6,8,9/ $\frac{E}{A}\frac{d^3\sigma}{d^3p}$ для K⁺ и K⁻ на ядрах Al - а и Pb - б при E_0 = 8,9 ГэВ.

* Программа /8/, строго говоря, относится лишь к процессам кумулятивного мезонообразования в адрон-ядерных взаимодействиях. Однако можно показать, что выражения из работы авторов /7/ для сечений процессов $A_1A_2 \to MX$ могут быть представлены в виде произведения их же выражений для сечений процессов $NA_1 \to MX$ на эффективное число нуклонов $N_1(A_2, \sigma_{in}^{NN})$ в ядре A_2.

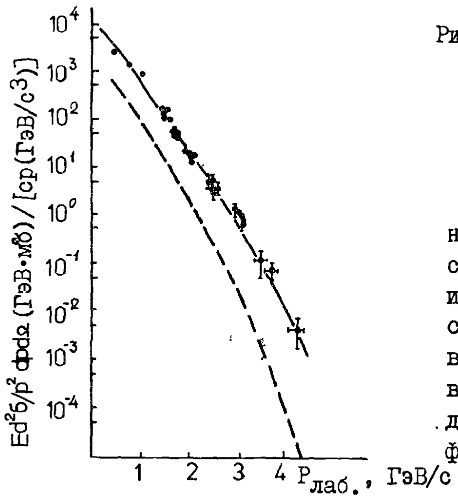

Рис. 3. /7-9/ $E\frac{d^3\sigma}{d^3p}(\theta=0^\circ)$ для π^--мезонов в реакции $C^{12}+C^{12}$ при E_0 = 3 ГэВ/н.

Выше мы вкратце осветили внешнюю сторону модели, касающуюся степени согласия ее с экспериментом и методов достижения такого хорошего согласия. Не менее интересна и ее внутренняя сторона, а именно соответствие словесной формулировки модели ее реализации в виде рабочих формул.

Вначале вкратце изложим словесную формулировку модели собирания . В ее основе лежит предположение о том, что процесс образования кумулятивных частиц в адрон-ядерных взаимодействиях происходит как бы в два этапа. На первом этапе в ядре под воздействием налетающего адрона образуется массивная нестабильная компаунд-система (кластер), включающая несколько (n) нуклонов ядра. На втором этапе эта система распадается с образованием, в частности, кумулятивных частиц. Процесс образования компаунд-системы сам по себе многоступенчатый. Вначале адрон возбуждает один из нуклонов ядра до состояния "кластера", передавая ему примерно половину своего четырех-импульса (в соответствии со значением k = 0,5 среднего коэффициента неупругости в адрон-нуклонных соударениях). Затем этот возбужденный нуклон (кластер), двигаясь через ядро, может объединиться с другим нуклоном ядра (подобрать его) в соответствии с кинематикой абсолютно неупругого удара, образуя более сложный кластер (или иначе, компаунд-систему), включающий уже два нуклона ядра. Двухнуклонный кластер с помощью того же механизма "подбирания" может образовать трехнуклонный кластер и т.д. Сечения как возбуждения нуклона налетающим адроном до "кластерного" состояния, так и последующих процессов "собирания" полагаются авторами одинаковыми и численно равными σ_c = 10 мб. Это один параметр модели.

Для прояснения смысла второго ее параметра τ_0 нам придется процитировать авторов /5/: "Вместе с тем параметр σ_c не может быть единственным в картине кумуляции. Действительно, образованная компаунд-система может сразу распасться с вылетом энергичной частицы или ее энергия успеет диссипировать на многие внутренние степени свободы, что в дальнейшем приведет к рождению нескольких "мягких" частиц. В обоих случаях система будет потеряна для кумулятивного процесса". И далее: "Выживание" состояний, способных излучать (кумулятивные) частицы по отношению к процессам как распада всей системы, так и диссипации энергии на иные степени свободы, можно задать обычной экспоненциальной зависимостью :

$$\eta_{с.ч.и.} = exp(-t/\bar{\tau}_0)". \qquad (I)$$

Далее предполагается, что $\bar{\tau}_0$ – обратно пропорционален массе М компаунд-системы:

$\bar{\tau}_0 = \tau_0/M$, где τ_0 = 2 фм·с/ГэВ.

Это второй параметр модели.

Подведем некоторые итоги. Итак, гипотетические компаунд-системы, образующиеся внутри ядра под воздействием налетающего на него адрона, предполагаются к тому же термодинамически – неравновесными. Распадаться с вылетом кумулятивных частиц такие системы могут лишь на начальной (после образования) стадии своей эволюции, находясь в сильно-неравновесном состоянии (впоследствии такое состояние авторы назовут "когерентным" /7/). Образовывать "когерентные" состояния более сложных (т.е. содержащих большее число нуклонов ядра) компаунд-систем могут менее сложные компаунд-системы, находясь лишь в "когерентном" состоянии *. Из сказанного очевидно, что для описания процессов кумулятивного мезонообразования в рамках обсуждаемой модели необходимо задание двух временных параметров (для каждой к.с.): $\bar{\tau}_1$ – среднего времени жизни к.с. и $\bar{\tau}_2$ – среднего времени установления в ней термодинамического равновесия (или "адронизации" в терминологии авторов), в результате которого энергия системы "диссипирует на многие степени свободы" и к.с. теряет возможность распадаться с вылетом энергичных (кумулятивных) частиц.

Таким образом, фактор $\eta = exp(-t/\bar{\tau}_0)$ (см. выше) представляет произведение вероятности $\eta_1 = exp(-t/\bar{\tau}_1)$ не распасться нестабильной систе-

* С точки зрения здравого смысла следовало бы учитывать вклада в сечение образования кумулятивных частиц и процессов распада "полукогерентных" состояний, т.е. промежуточных между абсолютно "когерентными" и абсолютно "некогерентными" (т.е. равновесными). Однако таких тонкостей своей модели авторы даже не обсуждают. В их схеме установление термодинамического равновесия происходит как бы скачком.

ме за время t (в ее системе покоя) на вероятность $\eta_2 = exp(-t/\bar{\tau}_2)$ сохраниться ей в "когерентном" состоянии. Отсюда следует очевидная связь величин $\bar{\tau}_1$, $\bar{\tau}_2$ и $\bar{\tau}_0 = \tau_0/M$:

$$\frac{1}{\bar{\tau}_0} = \frac{1}{\bar{\tau}_1} + \frac{1}{\bar{\tau}_2} . \qquad (2)$$

Только от этих комбинаций величин $\bar{\tau}_1$ и $\bar{\tau}_2$ (для каждой к.с.) и зависят выражения работ /4-9/ для сечений кумулятивного мезонообразования. И это является первым качественным указанием на то, что они неверны.

Действительно, доля компаунд-систем, распадающихся по "кумулятивному" каналу, очевидно, равна

$$R = \frac{\bar{\tau}_2}{\bar{\tau}_1 + \bar{\tau}_2} = \frac{\bar{\tau}_0}{\bar{\tau}_1} ,$$

и этой величине должен быть пропорционален вклад в сечение кумулятивного мезонообразования от распада соответствующей компаунд-системы. Формулы авторов модели собирания не содержат подобных величин, и численные значения параметров $\bar{\tau}_1$ – средних времен жизни компаунд-систем, необходимые наряду со значением параметров $\bar{\tau}_0 = \tau_0/M$ для получения этих величин, ни в одной из их работ не конкретизируются.

Чтобы разобраться, как авторам удается обойтись одним временным параметром $\bar{\tau}_0$, нам придется привести некоторые формулы, представляющие конкретную реализацию той физической картины кумулятивного мезонообразования, которая выше изложена словесно.

Очевидно, что в рассматриваемой модели наблюдаемые спектры кумулятивных частиц сорта a должны представляться суперпозицией

$$E_a \frac{d\sigma}{d\vec{p}_a} = \sum_n \tilde{\sigma}_A^{(n)} \cdot E_a \frac{dW^{(n)}}{d\vec{p}_a} \qquad (3)$$

распадных спектров $E_a \frac{dW^{(n)}}{d\vec{p}_a}$ ($dW^{(n)}$ – дифференциальная вероятность распада n -й к.с.) с некоторыми весами $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$, имеющими размерность сечений. Физический смысл последних следует обсудить особо. Очевидно, что структура величин $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$ должна отражать следующие принципиальные моменты: а) образование "когерентного" состояния компаунд-системы индекса n в некоторой точке внутри ядра и б) последующий ее распад по "кумулятивному" каналу в произвольной точке пространства, лежащей на ее траектории. (По возможным положениям точек рождения и распада к.с. следует провести интегрирование). Полагая вместе с авторами модели, что все к.с. движутся по прямолинейным траекториям, характеризуемым общим значением прицельного параметра $\bar{b}$, совпадающим со значением прицельного параметра налетающего на ядро адрона, представим выражение для величин $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$ в виде

$$\tilde{\sigma}_A^{(n)} = \int d^2 b \, dz_1 dz_2 \, \theta(z_2 - z_1) \cdot \omega_p^{(n)}(\bar{b}, z_1) \, \omega_d^{(n)}(\bar{b}, z_1, z_2) . \qquad (4)$$

Здесь $\omega_p^{(n)}(\bar{b}, z_1)$ – дифференциальная вероятность образования n -й к.с. на единице пути образующей ее $(n-1)$-й к.с. в точке с координатами $\bar{b}, z_1$, а $\omega_d^{(n)}(\bar{b}, z_1, z_2)$ – дифференциальная вероятность распада этой системы на единице ее пути в точке с координатами $\bar{b}, z_2$ при дополнительном условии, что до распада (т.е. на интервале пути $z_2 - z_1$) эта к.с. сохранилась в "когерентном" состоянии и, кроме того, не испытала никаких неупругих взаимодействий с ядерным веществом, могущих изменить ее энергетические характеристики (а следовательно, и энергетические характеристики продуктов распада) или способствовать ее превращению в более сложную к.с.

Очевидно, что выражение для $\omega_d^{(n)}(\bar{b}, z_1, z_2)$ имеет вид

$$\omega_d^{(n)}(\bar{b}, z_1, z_2) = \frac{1}{\ell_1^{(n)}} exp\left[-(z_2 - z_1)\left(\frac{1}{\ell_1^{(n)}} + \frac{1}{\ell_2^{(n)}}\right)\right] \times$$
$$\times exp\left[-\sigma_{in}^{nN} \int_{z_1}^{z_2} \rho(b, z') dz'\right] . \qquad (5)$$

Здесь σ_{in}^{nN} – суммарное сечение процессов неупругого взаимодействия n -го кластера с нуклоном, $\rho(b, z)$ – плотность ядерного вещества, нормированная на массовое число A, $\ell_i = \bar{\tau}_i \cdot v^{(n)} \gamma^{(n)}$ (i = I,2), а $v^{(n)}$, $\gamma^{(n)}$ – скорость и лоренц-фактор n -го кластера в л.с.

Величины $\omega_p^{(n)}(\bar{b}, z)$, очевидно, удовлетворяют следующим рекуррентным соотношениям:

$$\omega_p^{(n)}(b, z) = \int_{-\infty}^{z} \omega_p^{(n-1)}(b, z') \, \sigma_c^{(n-1)} \rho(b, z') dz' \times$$
$$\times exp\left[-(z - z')\left(\frac{1}{\ell_1^{(n-1)}} + \frac{1}{\ell_2^{(n-1)}}\right) - \sigma_{in}^{n-1,N} \int_{z'}^{z} \rho(b, \tilde{z}) d\tilde{z}\right] , \qquad (6)$$

с начальным условием

$$\omega_p^{(0)}(b, z) = \sigma_c^{(0)} \rho(b, z) exp\left[-\sigma_{in}^{hN} \int_{-\infty}^{z} \rho(b, \tilde{z}) d\tilde{z}\right] , \qquad (7)$$

где $\sigma_c^{(n-1)}$ – сечение "собирательного" взаимодействия $(n-1)$ -го кластера (т.е. процесса $(n-1) + N \to (n)$, а индекс о относится к налетающему адрону *. (Мы пока не предполагаем равенства всех $\sigma_c^{(n)}$ по причине, которая станет ясна из дальнейшего).

Сравним теперь наши выражения для весовых коэффициентов $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$ в соотношении (3) с аналогичными величинами авторов /4-9/, которые у них обозначены через $W_A^{(n)}$. Эти величины могут быть представлены

* Мы здесь опускаем усложнения, связанные с наличием межнуклонного кора /6/ как несущественные для дальнейшего обсуждения.

в виде

$$W_A^{(n)} = \int \tilde{\omega}_p^{(n)}(b,z)\, d^2b\, dz . \qquad (8)$$

Величины $\tilde{\omega}_p^{(n)}$ удовлетворяют рекуррентным соотношениям вида (6) с той лишь разницей, что в них всюду положено $\sigma_{in}^{KN} = \sigma_c^{(k)} \equiv \sigma^{(k)}$. При этом в разных работах цикла /4-9/ встречаются выражения двух типов для $W_A^{(n)}$, различающиеся выбором $\sigma^{(k)}$. В ранних и последних работах-всюду полагается $\sigma^{(k)} = const(k) = \sigma_c$ =I0 мб. В выражениях же для $W_A^{(n)}$ из работ /6-8/ положено $\sigma^{(k)} = \sigma_c$ =I0 мб для К = 0, $n-2$ и $\sigma^{(n-1)} = \sigma_{in}^{hN}$ = 32 мб.

Последний случай особенно интересен, поскольку предполагает наличие дара предвидения у адрона и компаунд-систем. Иначе как объяснить тот факт, что один и тот же физический объект (адрон или к.с.) обладает разными свойствами взаимодействия в зависимости от того, является он или не является "предпоследним" в цепочке, конечный продукт которой (n-я к.с.), распадаясь, рождает кумулятивные частицы. Правда, сами авторы несколько иначе комментируют этот момент. И этот комментарий сам по себе заслуживает внимания. Оказывается, заменой $\sigma^{(n-1)} = \sigma_c$ = I0 мб (из предыдущих работ) на $\sigma^{(n-1)} = \sigma_{in}^{hN}$ = 32 мб в работе /6/ осуществляется учет распределения по коэффициенту неупругости в hN -взаимодействиях. Объяснение, безусловно, оригинальное, но ничего общего с физикой не имеющее. Но вернемся к величинам $W_A^{(n)}$. Авторы /5/ называют их сечениями образования n -й к.с. В этой связи следует напомнить, что массы и скорости всех промежуточных и конечной к.с. считаются строго определенными и зависящими лишь от начальной энергии адрона, среднего значения его коэффициента неупругости и количества нуклонов, "собранных" в к.с. Ясно, что для выполнения этого условия необходимо, чтобы ни адрон до момента образования им первого кластера, ни промежуточные к.с. между актами их образования и превращения в более сложные к.с. не испытывали никаких неупругих взаимодействий (а не только "собирательных"), могущих привести к изменению их энергетических характеристик. Поэтому в показателях "поглощающих" экспонент в соотношениях (5), (6) должны стоять именно величины $\sigma_{in}^{(kN)}$, а не $\sigma_c^{(k)}$, как это имеет место в работах /4-9/.

Ввиду этого величины $W_A^{(n)}$ авторов не имеют того смысла, который им придается в работах /4-9/, а именно сечений образования n -й к.с. (условимся для дальнейшего обозначать эти сечения через $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$). Ясно, что эти величины больше $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$ и обладают более крутой зависимостью от массового числа А ядра мишени. Но даже если бы авторы ничего не напутали с "поглощающими" экспонентами, так что величины $W_A^{(n)}$ действительно совпадали бы с $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$, то и в этом случае они не имели бы права использовать $W_A^{(n)}$ в качестве весовых множителей в соотношении (3).

Действительно, использование $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$ в качестве таковых равносильно предположению, что все без исключения к.с. n -го порядка, не вступая ни в какие взаимодействия (в том числе и "собирательные") и заморозив в себе диссипативные процессы, распадутся с испусканием кумулятивных частиц. Такое поведение компаунд-систем предполагает наличие у них помимо дара провидения еще и определенных волевых качеств. Мы надеемся, что даже сами авторы модели не должны настаивать на существование физических объектов с такими экзотическими свойствами.

Если же предполагать нормальное поведение компаунд-систем, то необходимо признать, что величины $W_A^{(n)}$ авторов в соответствующих выражениях для спектров кумулятивных частиц должны быть заменены введенными выше величинами $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$.

Попытаемся оценить хотя бы по порядку величины различие между ними. С этой целью положим в выражении для величины $\omega_d^{(n)}(b, z_1, z_2)$ $\sigma_{in}^{nN} = 0$ (пренебрежем ядерным "поглощением" n -й компаунд-системы), что, очевидно, приведет к завышенным значениям для величин $\tilde{\sigma}_A^{(n)}$. В этом приближении интегрирование по dz_2 в (5) выполняется явно, и мы имеем

$$\tilde{\sigma}_A^{(n)} \leq R^{(n)} \sigma_A^{(n)},$$

где $$R^{(n)} = \ell_2^{(n)} / (\ell_1^{(n)} + \ell_2^{(n)}) \equiv \frac{\bar{\bar{\tau}}_0^{(n)}}{\bar{\bar{\tau}}_1^{(n)}},$$

а $$\sigma_A^{(n)} = \int \omega_p^{(n)}(b,z)\, d\bar{b}\, dz$$

сечения образования n -й к.с. Поскольку с учетом сказанного выше $\sigma_A^{(n)} < W_A^{(n)}$, окончательно имеем

$$\frac{\tilde{\sigma}_A^{(n)}}{W_A^{(n)}} < R^{(n)}.$$

Поскольку, как уже отмечалось, ни в одной из работ авторов не конкретизируются значения величин $\bar{\tau}_1$, попытаемся получить верхнюю оценку на $R^{(n)}$, исходя из заявления авторов, что "модель собирания не нуждается в учете поглощения кумулятивных частиц ядерным веществом, поскольку согласно ее логике все компаунд-системы распадаются в основном за пределами ядра /6,8/". Отсюда следует, что для всех к.с. $\bar{\ell}_1 = \bar{\tau}_1 \cdot v \cdot \gamma \gtrsim 2R_A \sim$ I0+I5 фм. С другой стороны, для "кумулятивных" к.с. ($n \geq 2$) согласно программе численных расчетов $\bar{\ell}_0 = \bar{\tau}_0 \cdot v \cdot \gamma \leq$ 0,5 фм, отсюда получаем, что $R^{(n)} \leq$ 3 + 5·I0^{-2} для $n \geq 2$.

Таким образом, расчеты по формулам (3)-(7), которые в отличие от формул, фигурирующих в работах [4-9], приведены в соответствие со словесной формулировкой модели, еще более усугубят ситуацию, изображенную на рисунках I - 3.

Мы коснулись лишь некоторых деталей модели "собирания". Этого, однако, совместно с результатами работы [15], на наш взгляд, достаточно для того, чтобы заключить, что попытки авторов модели представить ее в качестве претендента (к тому же единственного) на роль физической картины кумулятивных процессов выглядят совершенно неубедительными. Надеемся, что настоящая публикация поможет научной общественности критически оценить обсуждаемый цикл работ.

Литература

I. Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И. ЯФ, I985, 42, 777; Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, I979, I0, 8I5.
2. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, I982, I3, 6I3.
3. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys.Rep., 1981, 76, 215.
4. Kalinkin B.N. et al. Acta Phys.Pol., 1978, B9, 375-384, 385-392, 393-400.
5. Kalinkin B.N. et al. Fortschritte der Phys., 1980, 28, 35-65.
6. Golubyatnikova E.S., Schakhanova G.A., Schmonin U.L. Acta Phys. Pol., 1984, 15, 585.
7. Амеев С.Ш., Шмонин В.Л. Препринт ИФВЭ АН КазССР, 85-03, Acta Phys.Pol., B I6, 82I, I985.
8. Гагарин Ю.Ф., Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л. Препринт ФТИ им.Иоффе, 976, Ленинград, I986.
9. Шмонин В.Л. Препринт ИФВЭ АН КазССР, 85-09.
I0. Балдин А.М. и др. Сообщение ОИЯИ, I-I2396, Дубна, I979.
II. Балдин А.М. и др. Сообщение ОИЯИ, I-80-488, Дубна, I980.
I2. Балдин А.М. и др. Сообщение ОИЯИ EI-82,472, Дубна, I982.
I3. Nikiforov N.A. et al. Phys.Rev., C22, 2, 700, 1980.
I4. Moeller E. et al. Phys.Rev., C28, 1246, 1983.
I5. Резник Б.Л., Титов А.И. Сообщение ОИЯИ P2-87-37, Дубна, I987.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 сентября I987 года.

Тарасов А.В. P2-87-672
Об интерпретации кумулятивных процессов в модели "собирания"

Представлены результаты критического анализа работ Калинкина Б.Н., Шмонина В.Л. и др., посвященных описанию кумулятивного мезонообразования в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. Показано наличие многочисленных ошибок в расчетных формулах. Попытки воспроизвести численные результаты авторов по их формулам и опубликованной ими программе не дали положительных результатов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Tarasov A.V. P2-87-672
On Interpretation of Cumulative Processes in the "Gathering" Model

Papers of B.N.Kalinkin, V.L.Shmonin et al. describing cumulative meson production in hadron-nuclear and nucleus-nuclear interactions have been analysed, and the results of this critical analyses are given. It is shown that there are many errors in the calculation formulae. The attempts to reproduce the numerical results of the authors by their formulae and their computor programme gave no positive results.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987