

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



17/2-77
P2 - 10785

K-172

4156/2-77

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

КУМУЛЯТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ ДЕЙТОНА

1977

P2 - 10785

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

КУМУЛЯТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ ДЕЙТОНА

Направлено в "Acta Physica Polonica"



Калинкин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л.

P2 - 10785

Кумулятивные эффекты в процессах с участием дейтона

Показано, что пространственно-временная формулировка феноменологической модели кумулятивных процессов, основанной на схеме "собиранья" адронов в единую компаунд-систему, может быть с успехом использована для интерпретации мезообразования и упругого рассеяния назад в процессах с участием даже такого рыхлого ядра, как дейтон.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Kalinkin B.N. et al.

P2 - 10785

Cumulative Effects in the Processes Involving Deuteron

It is shown that the space-time formulation of the phenomenological model of cumulative processes based on the scheme of "gathering" of hadrons into a unique compound system can be used successfully for interpretation of the meson production and elastic scattering in processes involving even such a loose nucleus as a deuteron.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

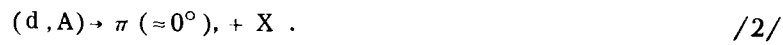
В работе^{/1/} нами была предложена феноменологическая модель пространственно-временного развития процесса кумулятивного мезообразования в нуклон-ядерном взаимодействии, кратко - модель "собиранья". Это название отражает ее основную суть. Первичный адрон, двигаясь в плотной ядерной среде, с некоторой вероятностью может образовать с ядерным нуклоном компаунд-систему, масса которой в дальнейших столкновениях растет. Растет также и число захваченных ею нуклонов, т.е. происходит их "собиранье". При этом как образование компаунд-системы, так и дальнейший рост ее массы рассматривается в канале с $K \approx 1 / K$ - коэффициент неупругости/. В итоге это приводит к реализации кумулятивного процесса, характеризующегося значениями переменных, значительно превышающими их кинематический предел, соответствующий (N,N) - столкновению.

Здесь мы кратко рассмотрим процессы с участием дейтона, в которых также проявляются эффекты кумуляции: мезообразование и упругое (p,d) - рассеяние на большие углы.

Случай с дейтоном приходится анализировать особо, так как он в отличие от сложных ядер даже в грубом приближении не является объектом с однородной плотностью и достаточно определенной границей. Поэтому непосредственно использовать метод, развитый в^{/1/} для (pA) - взаимодействия, в данном случае затруднительно.

Однако, придерживаясь духа модели "собирания", можно и здесь сделать приемлемые оценки.

Обсудим сначала два типа экспериментов по мезонообразованию в реакциях с участием дейтона:



2. КУМУЛЯТИВНОЕ МЕЗОНООБРАЗОВАНИЕ В ПРОЦЕССЕ /1/

Инвариантное сечение для этого процесса:

$$\mathcal{R}_d = 2 E_\pi \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = \sigma \cdot 2 F(x), \quad /3/$$

где $F(x)$ - масштабно-инвариантная функция, определенная в /2/, $x = p/p_\pi^{\max}$, σ - сечение образования первичным протоном компаунд-системы, в состав которой входят оба нуклона дейтона. Его можно приближенно записать в виде:

$$\sigma = \sigma_{p,d}^{\text{in}} \cdot W, \quad /4/$$

где $\sigma_{p,d}^{\text{in}}$ - сечение неупругого (p,d)-взаимодействия, а W - вероятность реализации механизма "собирания" всех трех нуклонов в единую систему.

Тогда инвариантная плотность равна:

$$\rho_d = \frac{\mathcal{R}_d}{\sigma_{p,d}} = W \cdot 2 F(x). \quad /5/$$

Очевидно, W определяется поведением распределения нуклонов в дейтоне по относительным расстояниям, т.е.

$|\Psi_d|^2$, фактором возможного выбывания системы из рассматриваемого канала, происходящего между актами "собирания", а также ориентацией оси дейтона относительно оси (p,d)-столкновения.

В качестве $\Psi_d = U_d(r)/r \cdot \sqrt{4\pi}$ используем волновую функцию дейтона в s-состоянии с твердой сердцевиной радиуса r_c , предложенную в /3/ и заведомо исключающую вклад очень малых расстояний. Вид радиальной зависимости $|U_d(r)|^2$ - на рис. 1.

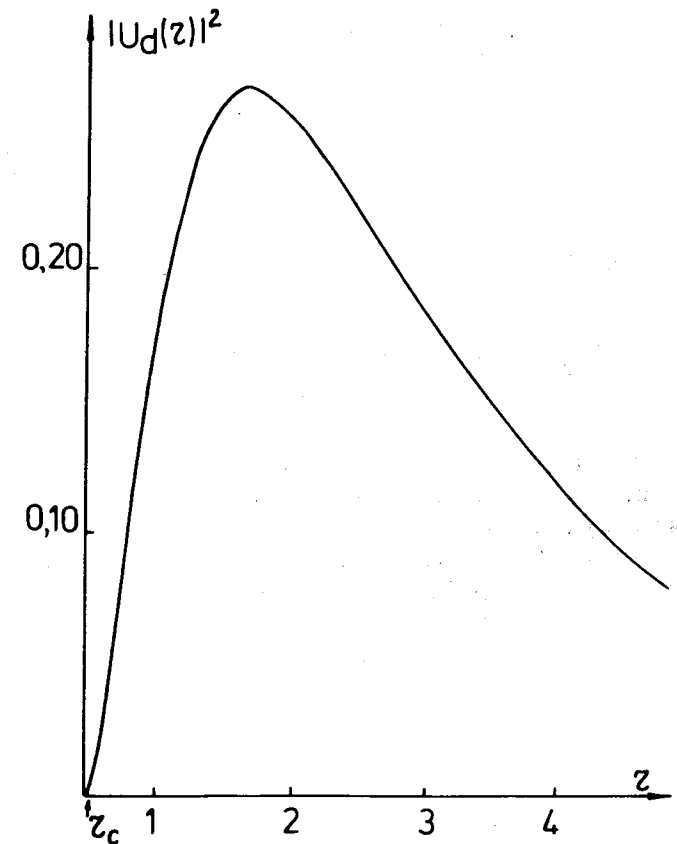


Рис. 1. Функция $|U_d(r)|^2$ для s-состояния дейтона с учетом твердой сердцевины, $r_c = 0,484 \text{ Фм}^{1/3}$.

Используя естественную для данной геометрии столкновения цилиндрическую систему координат /рис. 2/,

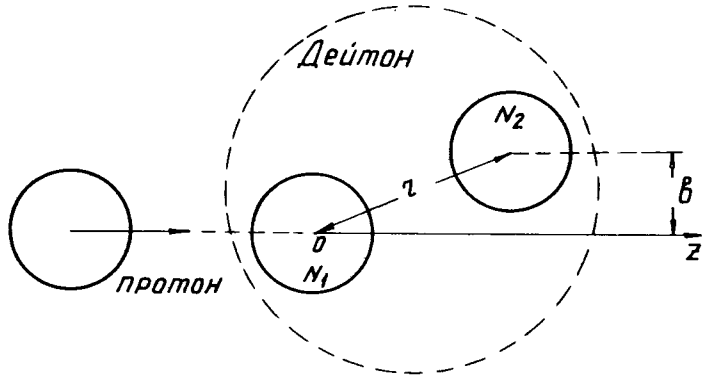


Рис. 2. Схема "собирания" нуклонов в (p,d)-столкновении.

выражение для W можно записать следующим образом:

$$W(b^{\max}, a) = 2(2\pi) \int_0^{b^{\max}} b db \int_{z_{\min}}^{\infty} |\Psi_d(b, z)|^2 e^{-az} dz, \quad /6/$$

где b - прицельный параметр, $\exp(-az)$ - фактор, учитывающий "вымирание" во времени состояний, способных излучить кумулятивный π -мезон /подробнее см. /1/ /. Коэффициент "2" учитывает независимость результата от индекса нуклона в дейтоне, а также способ выбора z_{\min} во внутреннем интеграле.

Более детальная запись:

$$W(b^{\max}, a) = \int_0^{b^{\max}} b db \int_{z_{\min}}^{\infty} \frac{u^2(\sqrt{b^2 + z^2})}{b^2 + z^2} e^{-az} dz, \quad /7/$$

$$z_{\min} = \begin{cases} \sqrt{r_c^2 - b^2} = \sqrt{\Delta}, & \text{если } \Delta > 0 \\ 0, & \text{если } \Delta \leq 0, \end{cases} \quad /8/$$

где

$$u(r) = e^{-ar} [1 - e^{-\delta(r-r_c)}] \sum_{\ell=1}^8 C_{\ell} \cdot e^{-(\ell-1)\mu r}, \quad /9/$$

$\mu = 0,7082$, $a = 0,2317$, $r_c = 0,484$, $\delta = 5,4$ /значения коэффициентов C_{ℓ} даны в /3/ /.

В соответствии с /5/ и /7/ функция ρ_d , как и в случае (p,A)-взаимодействия, является функцией, зависящей от двух параметров: a и b^{\max} . Естественно выбрать их такими же, как и в (p,A)-процессе /1/. Тогда

$$a = 0,418. \quad /10/$$

Оценим b^{\max} . В /1/ для парциального сечения σ мы имели:

$$\sigma = 0,25 \cdot \sigma_{NN}^{\text{in}}. \quad /11/$$

Для грубой оценки b^{\max} по /11/ используем квазиклассическое приближение. Пусть

$$\sigma_{NN}^{\text{in}} \approx \kappa \cdot \pi (\langle r_N \rangle + \langle r_N \rangle)^2 = \kappa \cdot 4\pi \langle r_N \rangle^2, \quad /12/$$

где $\kappa < 1$ - некоторый коэффициент пропорциональности /отражающий, например, степень "прозрачности" адронного вещества/, а $\langle r_N \rangle$ - средний радиус нуклона. В этом же представлении для $\sigma(K \rightarrow 1)$ имеем:

$$\sigma(K \rightarrow 1) \approx \kappa \cdot \pi \cdot (b^{\max})^2. \quad /13/$$

Тогда из /11/, /12/ и /13/ следует:

$$b^{\max} \approx \langle r_N \rangle \approx 0,8 \text{ Фм}. \quad /14/$$

Эта величина ограничивает зону значений прицельного параметра в (p,d)-столкновении, приводящих к образованию компаунд-системы. Поведение $W(b^{\max}, a = 0,418)$ вблизи указанного значения b^{\max} дано на рис. 3, откуда следует:

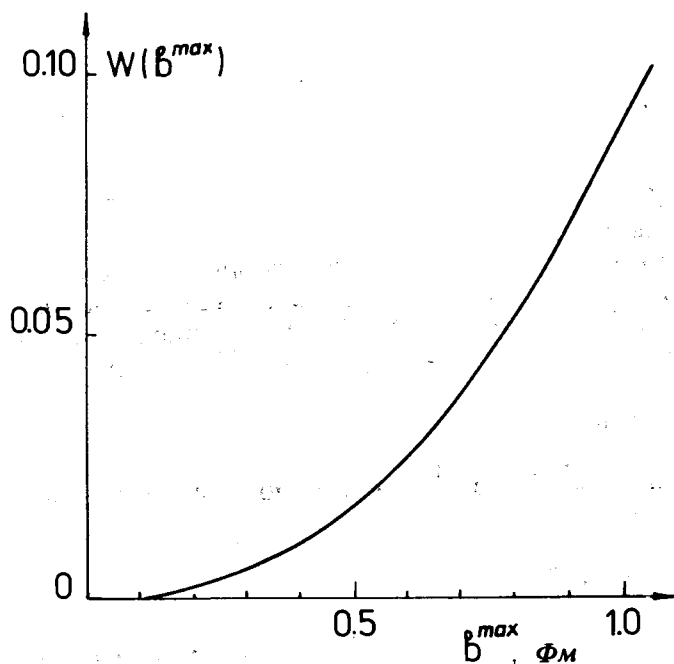


Рис. 3. Поведение $W(b^{\max})$ (b^{\max} ; $a = 0,418$) в зависимости от b^{\max} .

$$W(b^{\max} \approx 0,8, a = 0,418) \approx 0,05. \quad /15/$$

Другими словами, вероятность того, что в таком столкновении дейтрон выступает кинематически как единое целое, составляет $\approx 5\%$.

Соответственно, для инвариантной плотности имеем:

$$\rho_d \approx 0,1 \cdot F(x). \quad /16/$$

На рис. 4 представлены экспериментальные данные о функции ρ_d при $P_p = 8,4$ и $6,0$ ГэВ/с^{1/4} и теоретическая кривая, соответствующая значению W из /15/. /Разумеется, x вычислялась в рамках кинематики p, d -столкновения/.

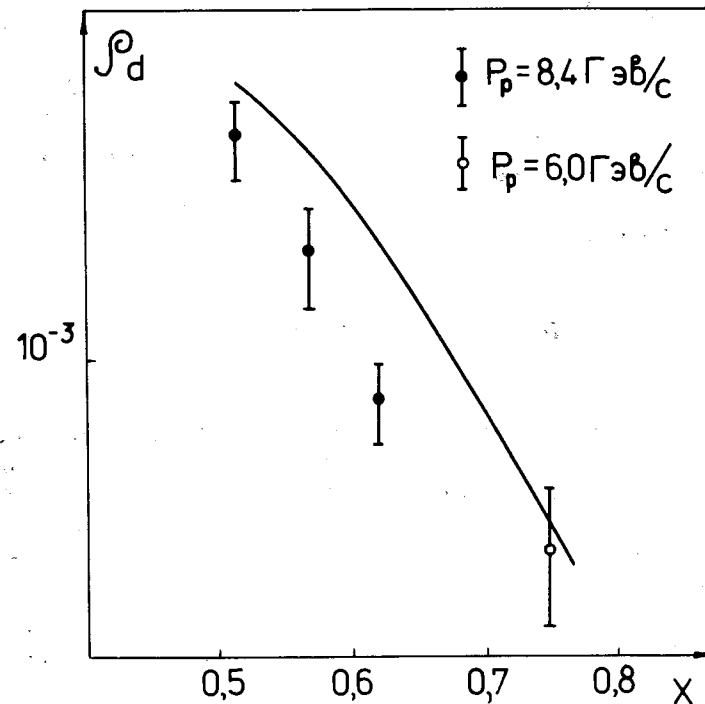


Рис. 4. Инвариантная плотность $\rho_d(x)$.

С учетом приближенного характера расчетов соответствие данных на рис. 4 можно считать хорошим.

3. КУМУЛЯТИВНОЕ МЕЗОНООБРАЗОВАНИЕ В ПРОЦЕССЕ /2/

Этот процесс исследован в^{12/}. В отличие от процесса /1/ здесь измерялась вероятность рождения мезонов, вылетающих вперед и обладающих энергией, заведомо превышающей энергию, приходящуюся на один из нуклонов дейтона. Было выяснено, что отношение сечения рождения π -мезонов дейтонами к аналогичному сечению рождения протонами при равных энерговыделениях не зависит ни от x , ни от E_d и равно:

$$a \approx 0,06 \pm 0,007.$$

/17/

С точки зрения картины, использованной в (p,d)-процессе /1/, этот результат допускает предельно простую интерпретацию: действительно, доля случаев /17/, когда дейтон выступает кинематически как единое целое, практически равна вычисленной выше /15/ величине, имеющей тот же смысл.

4. ЗАМЕЧАНИЕ ОБ УПРУГОМ (p,d)-РАССЕЯНИИ НАЗАД

Вполне возможно, что с кумулятивными процессами тесно связано также и решение проблемы упругого рассеяния протонов дейтонами назад в области $T_p \approx 1$ ГэВ.

Экспериментальная ситуация и ее сопоставление с различными теоретическими моделями достаточно подробно освещены в обзоре /5/.

По-видимому, можно согласиться с одним из основных выводов обзора /5/: "... есть основание думать, что корректного учета диаграммы обмена нуклоном и процесса, идущего через возбуждение изобары (3/2,3/2), достаточно для описания (p,d)-рассеяния назад в широком интервале энергий 100-700 МэВ".

Однако в области $0,7 \text{ ГэВ} \leq T_p \leq 2-3 \text{ ГэВ}$ положение не столь ясное. Здесь основным недостатком, характерным для большинства изложенных в /5/ подходов, становится необходимость апеллировать к поведению двухчастичной системы на очень малых взаимных расстояниях.

Так, по данным /5/ при $T_p \approx 1$ ГэВ для осуществления прямого рассеяния необходимо рассматривать фурье-компоненту дейтонной функции, соответствующую 10 Фм^{-1} , а в механизме подхвата - $2,5 \text{ Фм}^{-1}$.

Но уже неоднократно отмечалось, что в этих условиях сомнительна возможность использования самого понятия двухчастичной функции.

Между тем не исключено, что изложенный в /1/ и здесь механизм кумуляции может проявляться не только

в процессах рождения, но и при рассеянии. В этом случае следует рассматривать распад "собранной" компаунд-системы в начальный канал.

Не претендуя на строгость, для проверки реальности высказанной идеи сделаем лишь грубые оценки. При этом используем следующие соображения.

Недавние исследования упругого (p,p)-рассеяния на большие углы /вне дифракционного конуса/ при T_p - несколько ГэВ привели к интересным выводам. В ряде работ /6-8/ было показано, что такое рассеяние может быть обусловлено статистическим механизмом. Подобная интерпретация вызывает довольно серьезные вопросы. Тем не менее, она удивительно хорошо воспроизводит эмпирическое соотношение для сечения процесса, полученное в работе /6/:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{с.ц.и.}} = \frac{\sigma^c}{4\pi} \exp[-3,3(\sqrt{s} - 2m_N)], \quad /18/$$

где

$$\sigma^c \approx \frac{\sigma_{NN}^{\text{in}}}{z^2 \gamma^2}, \quad z = 1,18. \quad /19/$$

с.ц.и.

С точки зрения термодинамической модели экспоненциальный фактор возникает из-за наличия конкурирующих процессов неупругого типа. Разность $\sqrt{s} - 2m_N$ есть энергия, затрачиваемая на рождение новых частиц, а фактор $3,3 \approx 1/2 \mu_\pi$ соответствует эффективной температуре разлета системы в упругом канале.

Величина σ^c - сечение образования компаунд-системы ни в одной из термодинамических моделей не определяется /как и в обычной нерелятивистской ядерной физике/, а получается из дополнительных соображений. Частный вид σ^c в /19/ был получен в работе /6/ из условия, что при заданном параметре удара для образования компаунд-системы взаимодействие должно успеть за время соударения охватить всю систему.

Итак, смысл и структура выражения /18/ ясно показывают, каким образом можно его обобщить на случай

(p,d) -рассеяния в кумулятивной "собирающей" модели.

Во-первых, надо произвести преобразование аргумента в экспоненте:

$$\sqrt{s} - 2m_N \rightarrow \sqrt{s_{(2)}} - (m_N + m_d) \approx \sqrt{s_{(2)}} - 3m_N, \quad /20/$$

причем $s_{(2)}$ вычисляется в рамках кинематики p,d - столкновения:

$$s_{(2)} = m_N^2 + m_d^2 + 2m_d E_p \approx 5m_N^2 + 4m_N E_p. \quad /21/$$

Во-вторых, следует модифицировать выражение для сечения образования компаунд-системы, введя в него вероятность W "собираения" нуклонов дейтона первичным протоном, т.е.

$$\frac{\sigma_{NN}^{in}}{z^2 y^2} \rightarrow \frac{\sigma_{NN}^{in}}{z^2 y^2} W(b^{max}). \quad /22/$$

Для оценки $W(b^{max})$ по-прежнему используем квазиклассическое приближение. По аналогии с оценкой /15/ получаем:

$$b^{max} \approx \frac{2 \langle r_N \rangle}{z y}. \quad /23/$$

В-третьих, следует учесть, что в распадающейся системе имеются два протона, каждый из которых может вылетать назад.

В итоге дифференциальное сечение в с.ц.и. приобретает вид:

$$\left[\frac{d\sigma(p,d)}{d\Omega} \right]_{с.ц.и.} \approx \frac{\sigma_{NN}^{in}}{2\pi z^2 y^2} W\left(\frac{2\langle r_N \rangle}{z y}\right) e^{-3.3(\sqrt{s_{(2)}} - 3m_N)} \quad /24/$$

Результаты оценки $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(p,d) \right]_{\text{назад}}^{\text{лаб.}}$ для $0,7 \text{ ГэВ} \leq$

$\leq T_p \leq 2,4 \text{ ГэВ}$ ($\langle r_N \rangle = 0,8 \text{ Фм}$, W из рис. 3) совместно с экспериментальными данными /5/ приведены на рис. 5. Видно, что расчетное и экспериментальное сечения близки как по величине, так и по характеру изменения с

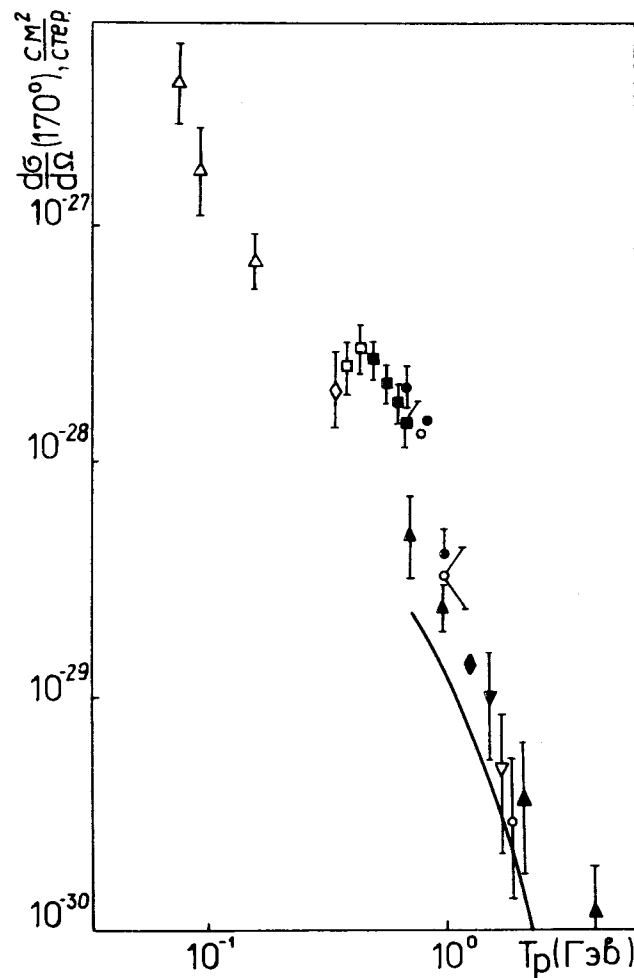


Рис. 5. Упругое (p,d) -рассеяние назад /5/ и его оценка по "собирающей" модели /сплошная кривая/.

энергией T_p . При этом расчетное сечение в 1,5-2,0 раза меньше. Этот факт не удивителен, так как /помимо очевидной грубости расчета/ имеется веская причина, позволяющая относиться к полученному результату как к нижней оценке. Действительно, мы рассмотрели простейший, но не единственный из каналов распада компаунд-системы, способных привести к упругому p,d -рассеянию. Возможен, например, распад первоначально на три нуклона. Его фазовый объем больше, чем в рассмотренном нами случае. Затем пара нуклонов (n,p) с некоторой вероятностью может образовать дейтон. Эта вероятность невелика, поскольку дейтон - рыхлая система.

В итоге канал даст вклад того же порядка, что и прямой распад на p и d . Учет этой дополнительной возможности несколько сдвинет вверх кривую на рис. 5.

Итак, наша интерпретация упругого (p,d) -рассеяния назад при энергиях T_p порядка 1 ГэВ принципиально отличается от подходов, упомянутых в^{5/}. Она основана на учете пространственно-временного характера развития процесса и не зависит от детальной информации о поведении дейтонной системы в сверхмалом объеме /именно для того, чтобы исключить сверхмалые расстояния, мы здесь и использовали волновую функцию с твердым кором/.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, пространственно-временное описание механизма кумуляции позволяет рассматривать процессы как упругого, так и неупругого типа на единой основе. Такой подход позволяет также обойти ряд весьма серьезных трудностей, возникающих в рамках традиционных моделей.

Авторы благодарят Л.Калмыкову за помощь в численных расчетах, а также выражают признательность А.М.Балдину, Б.Н.Валуеву, А.В.Ефремову, В.И.Огивецкому, М.И.Широкову за обсуждение и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, Р2-10783, Дубна, 1977.
2. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1973, 18, с. 79.
3. Michael C., Wilkin C. Nucl.Phys., 1969, B11, p. 99.
4. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-8249, Дубна, 1974.
5. Комаров В.И. ЭЧАЯ, 1974, 5, с. 419.
6. Fast G., Hagedorn R. Nuovo Cim., 1963, 27, p. 208. Hagedorn R. Nuovo Cim., 1965, 35, p. 216.
7. Bialas A., Weisskopf V.F. Nuovo Cim., 1964, 35, p. 121.
8. Сусахян И.Н., Фейнберг Е.Л., Чернавский Д.С. Труды ФИАН СССР им. П.Н.Лебедева, 1972, 57, с. 164.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июня 1977 года.