



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

948803211

ИТЕФ -- 95 (1987).

В. В. ГАВРИЛОВ, Г. А. ЛЕКСИН

ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ
В РЕКОМБИНАЦИОННОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ
Препринт №95

Москва — ЦНИИАтоминформ — 1987

УДК 539.172

M-16

ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ В РЕКОМБИНАЦИОННОЙ КВАРКОВОЙ
МОДЕЛИ: Препринт ИТЭФ 87-95/

В.Б.Гаврилов, Г.А.Лексин - М.: ЦНИИатоминформ, 1987 - 12с.

В рамках рекомбинационной кварковой модели рассматривается образование кумулятивных частиц в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Сделаны предсказания для инклюзивных сечений образования кумулятивных Λ , \bar{p} , $\bar{\Lambda}$ и различных резонансов, содержащих кварки в S -состоянии.

Рис. - 2, список лит. - 17 назв.

В настоящее время имеется широкий набор данных о выходах кумулятивных p , d , t и других ядер, а также π^+ и K^+ в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Образование дейтронов и других легчайших ядер успешно понимается /1/ в моделях слияния и вторичного подхвата. В работах /2,3/ предполагалось, что кумулятивные π^+ и K^+ -мезоны образуются в результате подхвата валентным u -кварком антикварка \bar{d} или \bar{s} из моря. Поэтому в /2,3/ считалось, что спектр мезонов пропорционален структурной функции ядра. В работах /4/ рассматривалось образование как кумулятивных барионов, так и мезонов в результате адронизации одних и тех же квазичастиц (кварков) вблизи поверхности ядра.

По аналогии со слиянием нуклонов в дейтрон и другие легчайшие ядра можно рассмотреть рекомбинацию кварков с образованием различных адронов. Для адрон-адронных взаимодействий в литературе обсуждалась модель /5,6/, в которой инклюзивное образование адронов с малыми поперечными импульсами (p_T) в области фрагментации рассматривалось как результат рекомбинации так называемых валонов, т.е. кварков вместе с окружающей их глюонной шубой. Инклюзивное сечение образования мезонов в такой модели вычисляется как

$$p(x) = \frac{x d\sigma}{\sigma dx} = \int F(x_1, x_2) R(x_1, x_2, x) \frac{dx_1}{x_1} \cdot \frac{dx_2}{x_2}, \quad (1)$$

где x - фейнмановская переменная ($x = p_T^* / p_0^*$),

$$F(x_1, x_2) = F_q(x_1) F_q(x_2) r(x_1, x_2) \quad (2) - \text{двухвалонное рас-}$$

пределение, $F_q(x)$ и $F_{\bar{q}}(x)$ - распределения валонов q и \bar{q} во фрагментирующем адроне, а $\tau(x_1, x_2)$ - фактор фазового объема ($\tau(x_1, x_2) \sim (1 - x_1 - x_2)$), $R(x_1, x_2, x)$ - функция рекомбинации валонов в мезон.

Для барионов

$$F(x) = \int F(x_1, x_2, x_3) R(x_1, x_2, x_3, x) \frac{dx_1}{x_1} \cdot \frac{dx_2}{x_2} \cdot \frac{dx_3}{x_3} \quad (3)$$

Хотя рекомбинационная модель достаточно наивна, она ухватывает некоторые закономерности инклюзивного образования адронов. Поэтому интересно в рамках подобной модели связать между собой выходы различных кумулятивных частиц в адрон-ядерных реакциях.

Напомним сначала некоторые имеющиеся факты о соотношениях сечений образования различных кумулятивных адронов.

В первую очередь, отметим факты, свидетельствующие в пользу одинакового механизма образования кумулятивных протонов и пионов:

1. Как для кумулятивных пионов, так и для протонов выполняется ядерный скейлинг [7], а именно - при достаточно высокой начальной энергии форма инклюзивного спектра не зависит от типа и энергии налетающей частицы и ядра мишени, а нормированное инклюзивное сечение $\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{E d\sigma}{d^3p}$ не зависит асимптотически от энергии и типа налетающей частицы.

2. Наклоны спектров кумулятивных протонов и пионов оказываются близкими в представлении:

$$\frac{E d\sigma}{d^3p} = f(\alpha) \sim \exp(-\alpha/\alpha_0) \quad (4)$$

где α - переменная светового конуса ($\alpha = \frac{E + P_L}{E_0 + P_{0L}}$), при

высокой начальной энергии $\alpha = x$ /8,9/.

3. Для пионов и нуклонов наблюдается одинаковый характер приближения к режиму предельной фрагментации ядра - чем более тяжелое ядро-мишень, тем при больших начальных энергиях происходит приближение к асимптотическому режиму величины $f/6_{in}$ /10/.

4. Угловые зависимости сечений образования пионов и протонов в задней полусфере близки /11/ и повторяют друг друга даже в таких деталях, как нерегулярности в области углов $160^\circ - 180^\circ$ /12/.

5. Хотя ранее неоднократно отмечалась /3,11/ разная A -зависимость выходов кумулятивных протонов и пионов, в /9/ было показано, что эти A -зависимости оказываются близки при больших величинах α .

Другой группой фактов являются соотношения между сечениями образования различных кумулятивных мезонов:

1. При достаточно высокой начальной энергии спектры кумулятивных π^+ и π^- -мезонов практически совпадают как по форме, так и по абсолютной величине /3,13,14/.

2. Совпадают и спектры K^+ и π^- -мезонов в представлении $f(\alpha)$ в области $\alpha > 1$ /3/. Это фактически означает, что в системе координат, где протон покоится, а на него налетает ядро, совпадают зависимости $f_{\pi^-}(\rho_L)$ и $f_{K^+}(\rho_L)$, что демонстрирует рис. 1.

3. Зависимость $f_{K^-}(\alpha)$ подобна зависимостям $f_{K^+}(\alpha)$ и $f_{\pi^-}(\alpha)$, однако величины сечений для K^- значительно меньше /3/.

В рамках рекомбинационной кварковой модели указанные выше закономерности можно воспроизвести, если предположить, что распределение валонов в ядрах имеют вид:

$$F_u(x) = F_d(x) = C_q \exp(-x/\alpha_0), \quad (5)$$

$$F_{\bar{u}}(x) = F_{\bar{d}}(x) = F_s(x) = F_{\bar{s}}(x) = C_{\bar{q}} \exp(-x/\alpha_0). \quad (6)$$

Если принять, как это сделано в /5/, что

$$\int R(x_1, x_2, x) \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} = 1 \quad \text{и} \quad (7)$$

$$\int R(x_1, x_2, x_3, x) \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} \frac{dx_3}{x_3} = 1, \quad (8)$$

а также $z(x_1, x_2) = z(x_1, x_2, x_3) = 1$ (см. (2)), то легко получить, что

$$p_{\pi^+}(\alpha) = p_{K^+}(\alpha) = C_q C_{\bar{q}} \exp(-\alpha/\alpha_0), \quad (9)$$

$$p_{K^-}(\alpha) = C_{\bar{q}}^2 \exp(-\alpha/\alpha_0), \quad (10)$$

$$p_N(\alpha) = C_q^3 \exp(-\alpha/\alpha_0). \quad (11)$$

Видно, что соотношения (9)-(11) кроме обсуждавшихся выше закономерностей для спектров кумулятивных частиц содержат связь абсолютных величин сечений образования нуклонов и мезонов, которая может быть проверена с помощью имеющихся экспериментальных данных. Так как в левой части этих соотношений стоят величины

$$p(\alpha) = \frac{\alpha d\sigma}{\sigma d\alpha} = \frac{1}{\sigma_{in}} \int f(\alpha, p_T) d^2 p_T, \quad (12)$$

то необходимо иметь данные одного эксперимента о спектрах куму-

лятивных нуклонов, π и K - мезонов, вылетающих под разными углами. Такие данные, которые, конечно, еще требуют уточнения, имеются лишь в работах /3,8/ для ρA взаимодействий при 8,9 ГэВ/с.

Вообще говоря, соотношения (9)-(II) справедливы на световом конусе при $E_0 \rightarrow \infty$, где $\alpha = \chi = Q$. Здесь

$$Q = \frac{E_0 E_1 - p_0 p_1 \cos \vartheta + m_0 m_2 + (m_2^2 - m_1^2)/2}{m_N (E_0 - E_1 - m_0 - m_2)} \quad (13)$$

так называемое кумулятивное число /3,8/, m_N - масса нуклона; $E_0, p_0, m_0, E_1, p_1, m_1$ - энергия, импульс и масса налетающей и вылетающей частиц, m_2 - величина, определяемая законами сохранения заряда, барионного числа и странности. В работах /8, 9, 15/ было показано, что для ρA - взаимодействий при начальных импульсах 9-10 ГэВ/с и 400 ГэВ/с инклюзивные сечения $f(Q)$ близки вплоть до максимальных Q . Заметим, что такое утверждение не справедливо при $p_0 = 5$ ГэВ/с /15/ и не было проверено при $10 < p_0 < 400$ ГэВ/с. Возможно, существует более адекватная переменная, с помощью которой нужно делать экстраполяцию к $E_0 \rightarrow \infty$ для получения асимптотической функции $f(\alpha)$. Тем не менее, для сравнения данных /3,8/, полученных при 8,9 ГэВ/с, с соотношениями (9)-(II) воспользуемся переменной Q и будем считать, что она может быть пригодна не только для ρ и π , но и для K^\pm - мезонов.

Для интерполяции зависимости $f(Q, p_T)$ от p_T будем использовать параметризацию

$$f(Q, p_T) = f(Q, 0) \exp(-p_T^2 / k^2(Q)) \quad (14)$$

которая неплохо описывает экспериментальные данные об инклюзивном образовании адронов с $p_T < 1$ ГэВ/с в адрон-адронных взаимодействиях и может быть применима для описания кумулятивных частиц с $p_T \lesssim 1$ ГэВ/с [3,8,9,15]. В этом случае имеем:

$$\rho(Q) = \frac{\pi}{6_{in}} \kappa^2(Q) \cdot f(Q, 0). \quad (15)$$

На рис. 2 показаны зависимости $\rho(Q)$ для π^+ , K^+ и p , полученные с помощью (14), (15) на основании данных [3,8] для $p\bar{p}$ -взаимодействий при 8,9 ГэВ/с. Прямые на этом рисунке соответствуют зависимостям (9)-(11) со значениями параметров $C_q = 20$; $C_{\bar{q}} = 0,5$; $\alpha_0 = 0,167$. Видно, что с точностью до двойки в величине сечений можно говорить о согласии экспериментальных данных с зависимостями (9)-(11). Ранее в [8] близость величин инклюзивных сечений кумулятивных протонов и мезонов достигалась путем произвольного предположения о том, что сечения должны быть равны при одинаковых величинах $Q - \bar{Q}$, где \bar{Q} - барионный заряд вторичной частицы.

Кварковая рекомбинационная модель образования кумулятивных частиц допускает дальнейшую экспериментальную проверку, поскольку она позволяет сделать ряд предсказаний относительно выходов различных кумулятивных частиц и резонансов. Нетрудно получить, что:

$$\rho_{\Lambda}(\alpha) = C_q^2 C_{\bar{q}} \exp(-\alpha/\alpha_0) = \frac{C_{\bar{q}}}{C_q} \rho_N(\alpha), \quad (16)$$

$$\rho_{\bar{N}}(\alpha) = \rho_{\Lambda}(\alpha) = C_{\bar{q}}^3 \exp(-\alpha/\alpha_0) = \left(\frac{C_{\bar{q}}}{C_q}\right)^3 \rho_N(\alpha). \quad (17)$$

Образованию резонансов в адронных взаимодействиях в рамках рекомбинационной модели посвящена работа [16]. В ней было пока-

зано, что экспериментальные данные согласуются с предположением, что вероятность рекомбинации валонов в резонансы с кварками в s -волне близка к вероятности рекомбинации валонов в мезоны и барионы. Применяв это наблюдение для ядерных реакций, получим, что

$$P_{\frac{1}{2}}(\alpha) = P_p(\alpha) = P_n(\alpha) = C_q C_{\bar{q}} \exp(-\alpha/\alpha_0) = P_{\frac{1}{2}}(\alpha), \quad (18)$$

$$P_0(\alpha) = C_q^2 \exp(-\alpha/\alpha_0) = P_K(\alpha), \quad (19)$$

$$P_{\Delta}(\alpha) = C_q^3 \exp(-\alpha/\alpha_0) = P_N(\alpha). \quad (20)$$

Соотношения (16)–(20) должны иметь место при достаточно высокой энергии, в области ядерного скейлинга для соответствующих реакций. В любом случае соотношения (9)–(11), (16)–(20) не должны претендовать на совпадение с данными лучше, чем с точностью до фактора 2–3, так как помимо грубости самой модели в них не учтены:

1) возможные отличия от единицы корреляционных факторов (см. (2)), а также интегралов (7), (8), которые могут быть различными для мезонов и барионов из разных мультиплетов /16/, например, при учете спинов валонов и образующихся адронов;

2) вклад от распада кумулятивных резонансов в спектры долгоживущих и стабильных адронов.

В рамках рассматриваемой модели, в отличие от привычных представлений о распределении валонов в нуклоне, необходимо предположить, что распределение по α валонов, соответствующих валентным и морским кваркам, подобны в области $\alpha \geq 0.5$ (т.е. $\alpha_q^{\dagger} = \alpha_{\bar{q}}$, см. (5,6)) и море $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$ пар симметрично

(т.е. $F_{\bar{q}} = F_S = F_{\Sigma}$ см. (6)).

Такое поведение предполагалось характерным для кварк-глюонной плазмы /17/. Если симметрию по ароматам кварков можно распространить на c и b , то при достаточно высокой энергии

$$P_D(\alpha) = P_B(\alpha) = C_q C_{\bar{q}} \exp(-\alpha/\alpha_0) = P_{\pi}(\alpha), \quad (21)$$

$$P_Y(\alpha) = P_{Y'}(\alpha) = C_q^2 \exp(-\alpha/\alpha_0) = P_{K^-}(\alpha), \quad (22)$$

$$P_{\Lambda_c}(\alpha) = P_{\Lambda_b}(\alpha) = C_q^2 C_{\bar{q}} \exp(-\alpha/\alpha_0) = P_{\Lambda}(\alpha). \quad (23)$$

Полученные здесь в рамках ограниченной модели простые соотношения могут иметь более общий смысл. Несомненна и их эвристическая ценность. В частности, они требуют постановки экспериментов, в особенности при максимально возможных начальных энергиях, с целью:

1) измерения спектров Λ -частиц и антипротонов в диапазоне $\alpha > 1$, $0 \leq p_T \leq 1$ ГэВ/с;

2) поиска кумулятивных Δ -изобар и ρ , ω , η , ϕ -мезонов и измерения их спектров;

3) уточнения данных о кумулятивных K^- -мезонах, в частности, измерения зависимостей $f_{K^-}(p_T)$ и $f_{K^-}(\alpha)$ в более широком диапазоне α .

4) поиска кумулятивных очарованных и прелестных частиц.

В заключение нам приятно поблагодарить А.Б.Кайдалова за полезные обсуждения.

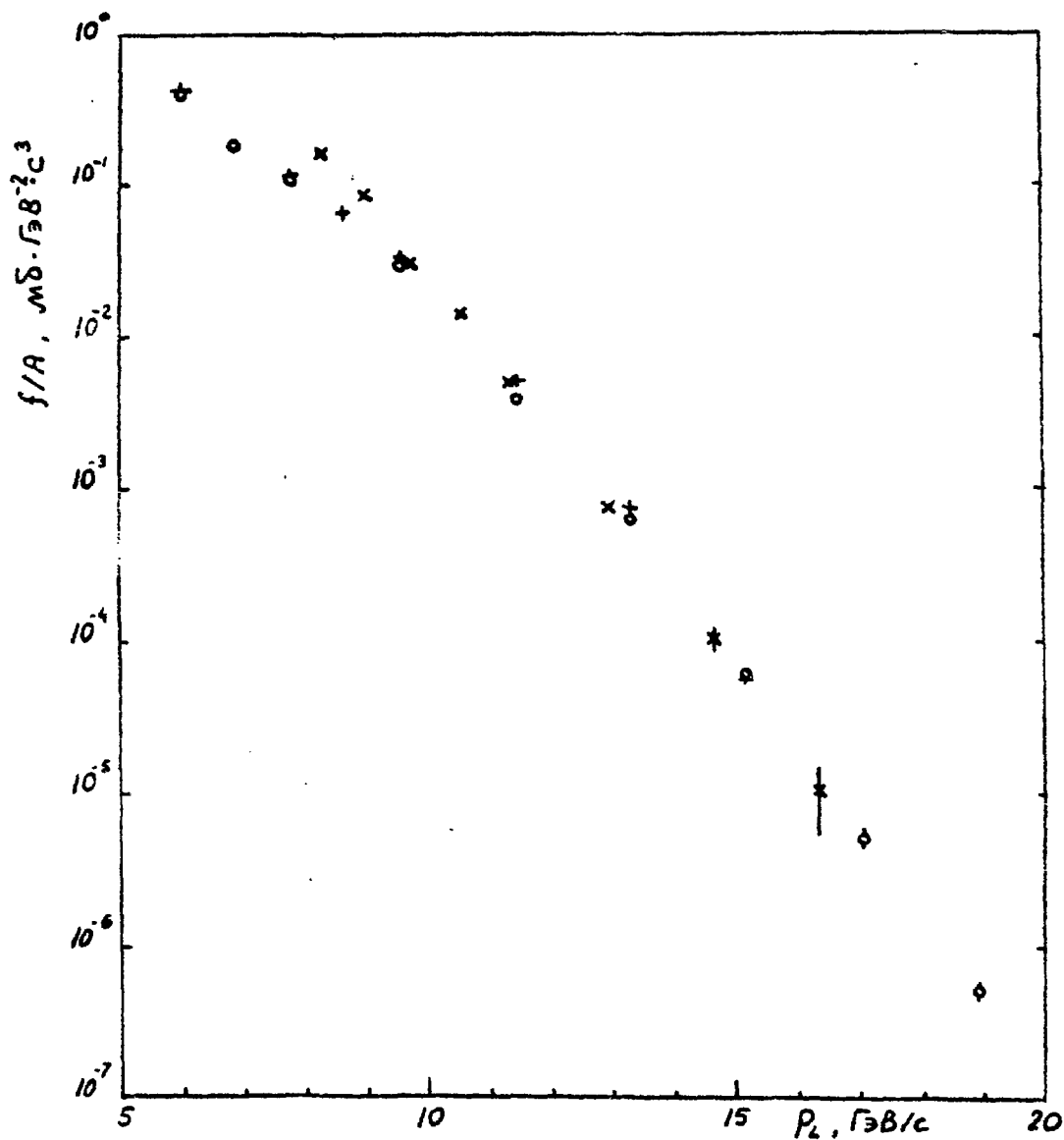


Рис. 1. Зависимость от продольного импульса (p_L) инклюзивного сечения (f/A) образования π^+ (+), π^- (o) и K^+ (x) - мезонов в $Pv + p$ - взаимодействиях при 8,9 ГэВ/с/нуклон. Данные из работы /3/ для $p_T^2 < 0,03$ (ГэВ/с)².

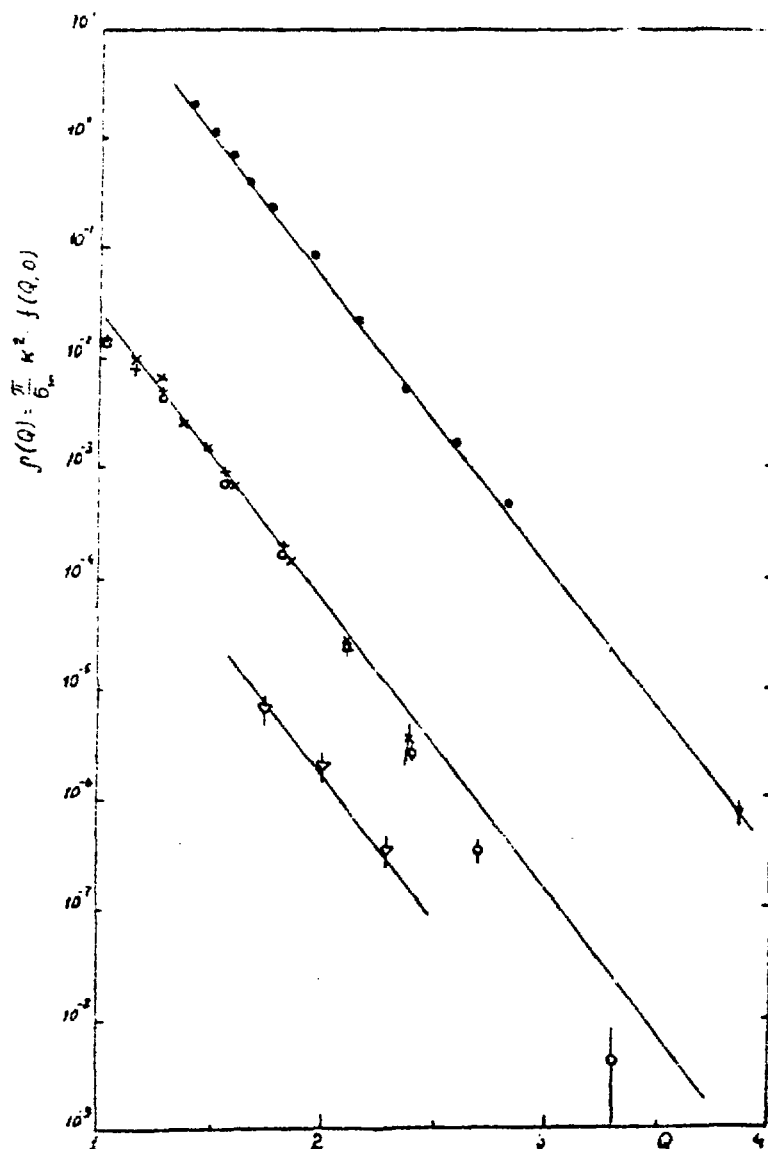


Рис. 2. Зависимость от кумулятивного числа (Q) величины $\rho = \frac{\pi}{k^2} f(Q,0)$ для $\rho(\bullet)$, $\pi^+(+)$, $\pi^-(\circ)$, $K^+(x)$ и $K^-(\nabla)$, образующихся в pPv -взаимодействии при 8,9 ГэВ/с [3,8]. Прямые соответствуют зависимостям (9)-(II).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. - В сб. "Элементарные частицы" XII школа физики ИТЭФ, М., Энергоатомиздат, 1986, вып. I, с. 22;
Гаврилов В.Б. и др. - ЯФ, 1985, т.41, с.843.
2. Балдин А.М. - ОИЯИ, ЕИ-80-545, Дубна, 1980.
3. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, ЕИ-82-472, Дубна, 1982.
4. Косов М.В., Воронина Л.М.М., Препринт ИТЭФ, 1984, № 165.
Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. - В сб.: Элементарные частицы, XII школа физики ИТЭФ, М.: Энергоатомиздат, 1986, вып. 4, с. 108.
5. Das K.P., Nwa R.C. - Phys.Lett., 1977, 68B, p.459;
Nwa R.C. - Phys.Rev. D, 1980, v.22, p.1593.
6. Бадалян Р.Г., Гулканян Г.Р. - ЯФ, 1985, т.46, с. 1611.
7. Лексин Г.А. - XVIII Межд. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976, т.1, с. А6-3;
Лексин Г.А. М., Препринт ИТЭФ, 1976, № 147.
8. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, РИ-83-432, Дубна, 1983.
9. Бояринов С.В. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1987, № 5.
10. Баяков Ю.Д. и др. - ЯФ, 1985, т.42, с.1414.
11. Баяков Ю.Д. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1984, № 96.
12. Воробьев Л.С. и др. - ЯФ, 1986, т.44, с.1396.
13. Nikiforov N.A. et al. - Phys. Rev. C, 1980, v.22, p.700.
14. Беляев И.М. и др. - В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", Дубна, 1985, № 8-85, с.29.
15. Бояринов С.В. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1986, № 130.
16. Бадалян Р.Г., Гулканян Г.Р., Корчагин С.А. - ЯФ, 1987, т.45, с.798.
17. Rafelski J., Muller B. - Phys.Rev.Lett., 1982, v.48, p.1066.
Vigo T., Zishuai J. - Phys.Lett., 1982, 113B, p.6.

В.Б.Гаврилов, Г.А.Лексин

Образование кумулятивных частиц в рекомбинационной кварковой модели

Редактор И.Н.Ломакина

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 4.06.87

Подписано к печати 9.06.87

Т13456

Формат 60x90 I/16

Офсетн.печ. Усл.-печ.л.0,75. Уч.-изд.л.0,5. Тираж 290 экз.

Заказ 95

Индекс 3624

Цена 7 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, П17259, Москва, Б.Черемушкинская, 25

