

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



К-172

P2 - 11621

4432/2-78

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

К ИЗУЧЕНИЮ ОБЩИХ СВОЙСТВ  
ИНКЛЮЗИВНОГО СПЕКТРА ЧАСТИЦ  
В КОЛЛЕКТИВНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ

**1978**

P2 - 11621

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

К ИЗУЧЕНИЮ ОБЩИХ СВОЙСТВ  
ИНКЛЮЗИВНОГО СПЕКТРА ЧАСТИЦ  
В КОЛЛЕКТИВНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ

*Направлено в "Acta Physica Polonica"*

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

P2 - 11621

К изучению общих свойств инклюзивного спектра частиц  
в коллективном взаимодействии адронов

Предлагается новый вариант пространственно-временной модели кумулятивных процессов, в которой гипотеза о масштабной инвариантности заменяется гипотезой об идентичности инвариантных инклюзивных сечений в адрон-адронном и в коллективном взаимодействии адронов при одинаковой массе промежуточной системы.

Обсуждаются некоторые эксперименты, проведение которых позволило бы проверить это предположение.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. P2 - 11621

A Study of General Properties of the Particle  
Inclusive Spectrum in Hadron Collective  
Interaction

A new variant is proposed for the space-time of cumulative processes in which the hypothesis of scale invariance is changed to the hypothesis of identity of the invariant inclusive cross sections in hadron-hadron and hadron collective interactions at equal mass of the intermediate system. Experiments are discussed which would prove that assumption.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работах<sup>/1-3/</sup> была сформулирована пространственно-временная модель кумулятивного рождения частиц на ядрах. Она основана на идеях, использованных ранее для пространственно-временного описания множественного рождения адронов<sup>/4,5/</sup>, и на гипотезе о масштабной инвариантности свойствах инклюзивного спектра, применявшейся на первой стадии анализа процессов кумулятивного типа в коллективных взаимодействиях<sup>/6/</sup>. Для краткости эта модель была названа "собирательной", так как процесс формирования промежуточной адронной компаунд-системы в этом предельном случае состоит в последовательном накоплении массы в неупругих столкновениях, сопровождающихся захватом нуклонов.

Процесс собирания может быть инициирован как адронами, так и другими частицами, например,  $\gamma$ -квантами и даже нейтрино. В этом случае "затравочная" компаунд-система образуется в результате глубоконаупругого взаимодействия, а последующее ее наращивание происходит по той же схеме.

В настоящее время видно, что строгая реализация масштабной инвариантности не является для модели совершенно обязательной. Достаточно предположить выполнение значительно более слабого условия: инвариантное инклюзивное сечение как в адрон-адронном, так и в коллективном взаимодействии адронов в случае одинаковой массы промежуточной компаунд-системы приближенно одно и то же.

Ниже предположение о том, что такое условие выполняется, мы будем называть гипотезой об идентичности

инклюзивных спектров адронов, или, кратко, гипотезой об идентичности.

Модель кумулятивных процессов, основанная на гипотезе об идентичности, обладает очевидными преимуществами.

Во-первых, она не ставит справедливость модели в зависимость от степени выполнения масштабной инвариантности /в особенности это существенно при сравнительно небольших энергиях, где масштабная инвариантность часто не имеет места /7,9/.

Во-вторых, она еще больше сближает в идейном плане модель кумулятивных процессов /1-3/ с пространственно-временной формулировкой процесса множественного рождения адронов /4,5/: в ней также предполагается, что распад промежуточной системы - кластера, образовавшегося и развившегося в ядре, происходит так же как и распад кластера, образовавшегося в  $pp$ -взаимодействии. Их различие заключается в том, что как образование промежуточной системы, так и ее распад в кумулятивной схеме происходят в предельных условиях, резко отличающихся от "средних" /образуется единая компаунд-система, сечение образования такой системы  $\sigma_c^{in} \ll \sigma_{tot}^{in}$ , ее распад с испусканием кумулятивной частицы происходит за времена, которые существенно меньше времени развития пионизационной системы в среднем акте, приводящем к множественному рождению/. Следует также еще раз подчеркнуть, что обсуждаемая модель не требует наличия в ядре готового объекта с удвоенной, утроенной и т.д. нуклонной массой. Она исходит из неизбежности возникновения такого объекта, опираясь на совершенно очевидный факт: любой физический процесс для своей реализации требует конечности пространственно-временного интервала /согласно /1/ эффективная длина области "собираия"  $\Delta z \approx 2,5 \div 3,0 \text{ Фм}$ /.  
Последнее обстоятельство в условиях плотной ядерной среды, когда в области собирания помещается не один нуклон, и приводит к возникновению промежуточных состояний, масса которых намного превышает максимально возможную массу в  $pp$ -взаимодействии при той же начальной энергии. Иными словами, следовало

бы удивляться, если бы такой механизм не давал вклада в кумулятивные процессы.

Пространственно-временная модель успешно применена к кумулятивному  $\pi$ -мезонообразованию /1/, к подпороговому рождению антипротонов на ядрах /2/ и к упругому  $pd$ -рассеянию назад /3/. В этих работах были установлены значения параметров модели:  $\sigma$ -сечения образования компаунд-системы и  $\tau_0$  - ее времени жизни по отношению к излучению энергичных частиц. Величина этих параметров вполне разумна с точки зрения имеющих ся к настоящему времени данных и аргументов /1/. Ниже значения этих параметров считаем известными. Для проверки общности принципов, составляющих основу модели /и, в частности, гипотезы об идентичности инклюзивных спектров/, необходимо расширить область ее сопоставления с экспериментом как по набору описываемых характеристик, сорту рождения частиц, энергии столкновения, так и по классу процессов, в которых кумулятивные явления играют доминирующую роль.

В связи с этим при учете развития и перспектив исследований кумулятивных процессов представляется целесообразным обсудить в первую очередь следующие вопросы: угловые распределения кумулятивных частиц, выход более тяжелых мезонов -  $K^\pm$ , а также векторных  $\rho^0$ -,  $\omega$ -мезонов, антипротонов и гиперонов. Для некоторых из этих частиц данные уже имеются, для других в настоящее время проводятся измерения.

Здесь и в следующих работах мы кратко остановимся на этих вопросах.

## 2. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ $\pi$ - МЕЗОНОВ

Инвариантное сечение рождения кумулятивных частиц определяется выражением

$$R_A^{(i)} = \sum_n \rho_i(s, x_n, p_\perp) \cdot W_A^{(n)}, \quad /1/$$

где  $W_A^{(n)}$  - функции "собирающей" модели, определен-

ные в /1/,  $n$  - порядок кумуляции - число собранных нуклонов ядра с массовым числом  $A$ .

Функции  $\rho_i(s, x_n, p_\perp)$  - инвариантные инклюзивные плотности для рождения частиц сорта  $i$  в  $pp$ -столкновении.

$$\rho_i(s, x_n, p_\perp) = \frac{E}{\sigma_{in}} \frac{d^3\sigma}{dp^3}, \quad /2/$$

$$x_n = \frac{p_{||}(i)}{p_{||, \max}(n)}, \quad /3/$$

причем  $p_{||, \max}(n)$  - максимальное значение продольного импульса частицы  $i$  при заданном  $p_\perp$ . Его величина определяется кинематикой кумулятивного процесса  $n$ -го порядка. При  $p_\perp = 0$  выражения /1/ - /3/ переходят в соответствующие инвариантные сечения частиц, вылетающих под углом  $180^\circ$  к направлению движения налетающей частицы /1/.

Для определения функции  $\rho_i(s, x_n, p_\perp)$  воспользуемся широко распространенным приближением, заключающемся в факторизации зависимости от продольного и поперечного импульсов:

$$\rho_i(s, x, p_\perp) = F_i(s, x) \exp(-a_i p_\perp^2). \quad /4/$$

Для  $\pi$ -мезонов величина  $a_\pi \approx 4,24^{1/8}$ . Нетрудно определить приближенно энергию  $pp$ -столкновения, при которой необходимо использовать данные о зависимости инвариантного инклюзивного спектра от продольного импульса  $F(x)$ . Она вычисляется путем приравнивания масс промежуточных систем в случае  $pp$ -столкновения и кумулятивного процесса:

$$s = 2m(\tilde{E} + m) = (n^2 + 1)m^2 + 2nmE_p^{in}, \quad /5/$$

$$\text{т.е. } \tilde{E} = \frac{1}{2m} [(n^2 + 1)m^2 + 2nmE_p^{in}] - m. \quad /6/$$

Для  $E_p^{in} = 8,6$  ГэВ при  $n = 2,3$  согласно /6/ получаем, что  $\tilde{E} \approx 19 \div 30$  ГэВ. Такие данные содержатся в работах /9, 10/. Результаты расчета углового распределения  $\pi^+$  с импульсом  $0,5$  ГэВ/с для  $p$ -Pb-взаимодействий при  $E_p = 8,6$  ГэВ приведены на рис. 1. Здесь же приведены и экспериментальные данные /11/.

Из этого сопоставления следует, что модель удовлетворительно воспроизводит как саму величину инвариантного сечения, так и его угловую зависимость в рассматриваемом интервале  $140^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ .

Вычисляя угловое распределение кумулятивных  $\pi$ -мезонов, мы, как и прежде, не учитывали возможное воздействие ядра на вылетающую из него частицу. При-

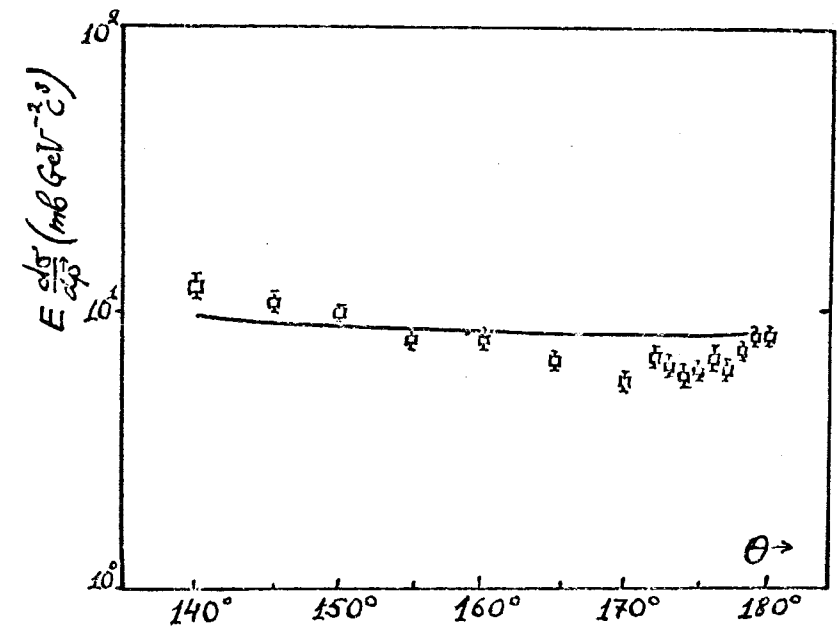


Рис.1.  $R_{pPb} / 0,5$  ГэВ/с/ в зависимости от угла вылета  $\pi$ -мезонов.

веденный в работе /1/ анализ показывает, что это приближение является вполне обоснованным при вычислении инвариантного сечения энергичных пионов, вылетающих под углом  $180^\circ$ , поскольку в процессе собирания на их пути в ядре образуется канал с резко пониженной плотностью. По оценкам /1/, время существования канала достаточно для выхода релятивистского мезона из ядра. Однако прохождение  $\pi$ -мезонов в канале, окруженном плотной поглощающей средой, может сказаться на их угловом распределении за счет дифракционных эффектов. Параметры дифракционной картины определяются длиной волны, расстоянием от излучателя до выхода из канала и числом зон Френеля, укладывающихся в выходном отверстии, т.е. импульсом пиона, длиной области собирания и диаметром выходного отверстия. Поскольку две последние величины подвержены существенным флуктуациям, вряд ли следует ожидать, что дифракционная картина окажется слишком четкой. Однако можно предположить, что наблюдаемый минимум в угловых распределениях кумулятивных частиц, образованных на тяжелых ядрах в области углов  $150^\circ - 170^\circ$ , обусловлен эффектом дифракции. Действительно, нетрудно показать, что один из углов, под которым может проявляться деструктивное влияние двух первых зон Френеля, определяется выражением

$$\theta \approx \pi - \arctg\left[\frac{\lambda}{\Delta z}\right]^{1/2} \approx \pi - \arctg\left(\frac{h}{p_\pi \Delta z}\right)^{1/2}, \quad /7/$$

где  $\lambda$  - длина волны пиона, а  $\Delta z \approx 2,5 \div 3$  Фм - эффективная длина области собирания. Для кумулятивных  $\pi$ -мезонов  $/p_\pi \geq 0,4$  ГэВ/с/ имеем:  $\theta \approx 150 \div 170^\circ$ . Не исключено, что четкость дифракционной картины может быть различной при разных значениях  $\lambda_i = h/p_i$ , то есть зависеть от энергии и сорта наблюдаемых кумулятивных частиц и при определенном их сочетании усиливаться.

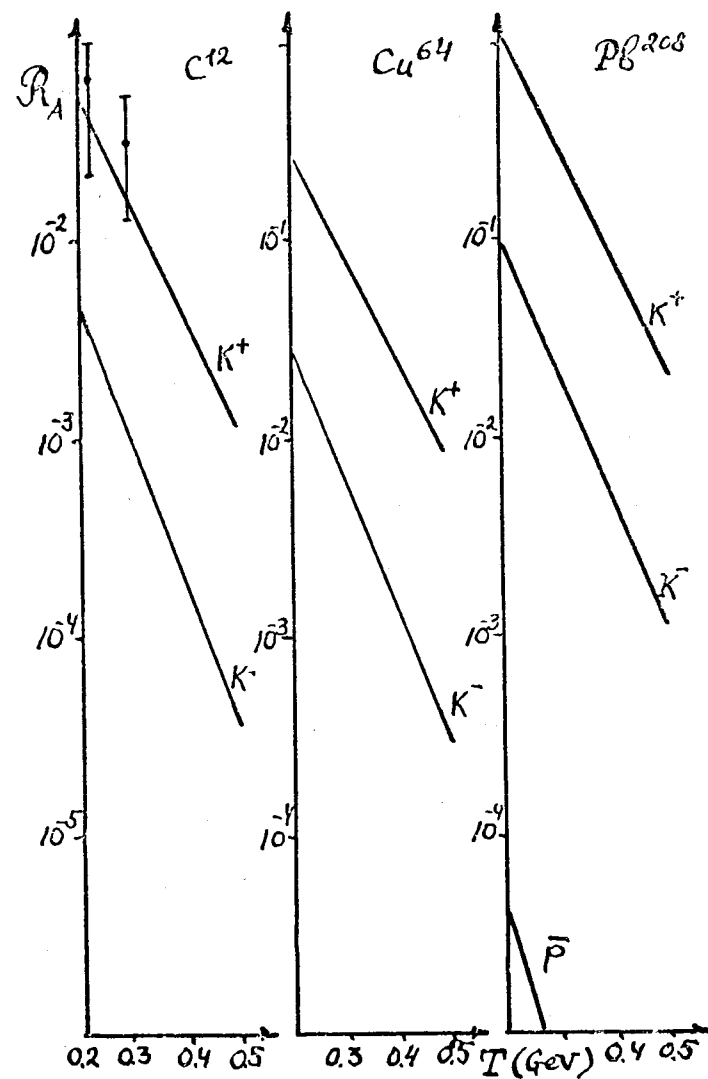


Рис.2.  $R_A(T)$  для рождения  $K^+, K^-$ -мезонов и антипротонов на ядрах.

### 3. РОЖДЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ $K^\pm$ -МЕЗОНОВ И АНТИПРОТОНОВ В pA-ПРОЦЕССЕ

Расчет инвариантных сечений для кумулятивных  $K^\pm$ -мезонов и антипротонов был проведен согласно /1/-/3/ при  $p_\perp = 0$  для значения начального импульса  $P_p^{in} = 8,6 \text{ ГэВ/с}$ . Для K-мезонов в рассматриваемом нами интервале кинетической энергии  $0,2 \text{ ГэВ} \leq T \leq 0,5 \text{ ГэВ}$  основной вклад определяется  $n=2,3$  порядками кумуляции. Энергия pp-столкновения, при которой необходимо использовать данные об инвариантном инклюзивном спектре, определенная согласно /7/, составляет  $\bar{E} \approx 19 \div 30 \text{ ГэВ}$ . Данные о поведении  $F_i(x)$  приблизительно в этом интервале энергий имеются в работе /12/.

На рис. 2 приведены результаты расчета  $R_A$  по модели для рождения кумулятивных частиц  $K^\pm, \bar{p}$  под углом  $180^\circ$  на ядрах  $^{12}\text{C}, ^{64}\text{Cu}, ^{208}\text{Pb}$ . Сравнение с экспериментом возможно пока лишь для  $K^+$ -мезонов, рожденных на ядре  $^{12}\text{C}$  /7/. В пределах экспериментальных ошибок /весьма значительных/ расчет согласуется с экспериментом. Остальные кривые по существу являются предсказаниями модели.

### 4. КУМУЛЯТИВНЫЕ ВЕКТОРНЫЕ МЕЗОНЫ

Оценка сечения образования векторных мезонов в кумулятивной области также представляет значительный интерес.

К сожалению, нам неизвестны данные о поведении инвариантного инклюзивного сечения для  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов в pp-столкновениях в соответствующем интервале энергий. Поэтому будем использовать функцию  $F_i^{(j)}(s,x)$ , построенную в предположении, что ее форма такая же, как и в случае  $\pi$ -мезонов, то есть

$$F_i(s,x) = C_i F_\pi(x).$$

Нормировочная постоянная  $C_i$ , строго говоря, определяется условием

$$C_i \int_0^\infty (p^2 + m_i^2)^{-1/2} F_\pi(s,x) d^3p \left[ \int_0^\infty (p^2 + m_\pi^2)^{-1/2} F(sx) d^3p \right]^{-1} = \sigma^{(i)} / \sigma^{(\pi)}, \quad /8/$$

или

$$C_i = \frac{\langle \epsilon_i \rangle \cdot \sigma^{(i)}}{\langle \epsilon_\pi \rangle \cdot \sigma^{(\pi)}}. \quad /9/$$

В интервале энергий порядка нескольких десятков ГэВ в pp-столкновениях средняя энергия  $\pi$ -мезонов в

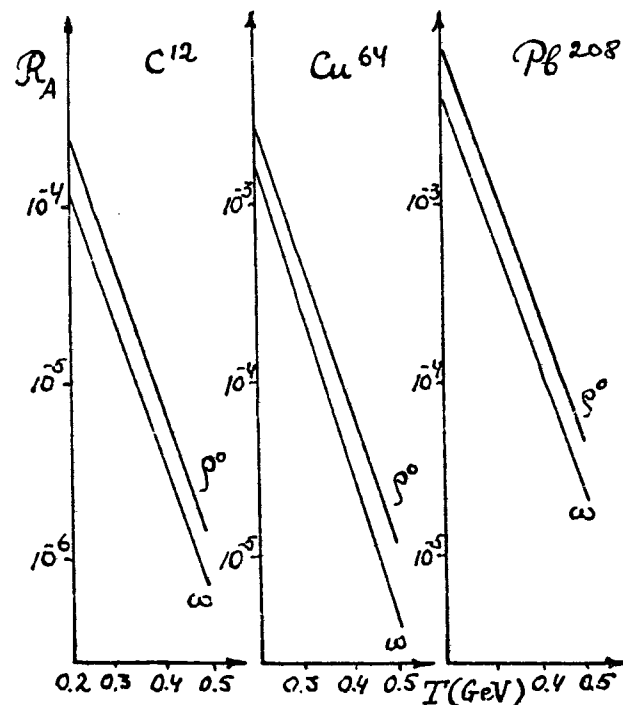


Рис.3.  $R_A(T)$  для рождения  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов на ядрах.

системе центра масс  $\langle \epsilon_\pi \rangle \approx 0,4-0,5$  ГэВ и средняя энергия частиц с массой  $m_i \gg m_\pi$  приближенно равна

$$\langle \epsilon_i \rangle \approx m_i + \frac{3}{2} m_\pi.$$

отсюда

$$C_{\rho^0} \approx (1,4 \div 1,8) \frac{\sigma(\rho^0)}{\sigma(\pi)}; \quad C_\omega \approx (1,5 \div 2,0) \frac{\sigma(\omega)}{\sigma(\pi)}.$$

Результаты расчета  $R_A^{(\rho^0, \omega)}$  при  $p_\perp = 0$  для взаимодействия протонов с импульсом  $P_p^{\text{in}} = 8,6$  ГэВ/с с ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  приведены на рис. 3. Нормировочные постоянные полагались равными

$$C_{\rho^0} = 7,2 \cdot 10^{-3}, \quad C_\omega = 4,54 \cdot 10^{-3}.$$

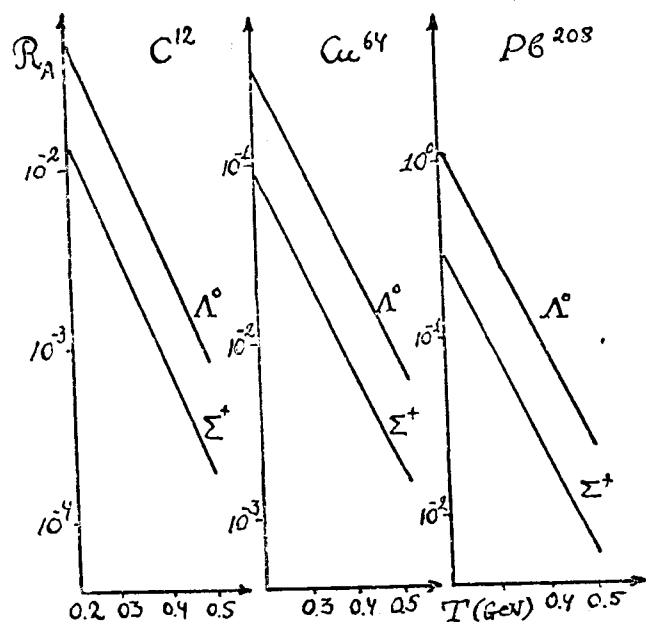


Рис. 4.  $R_A(T)$  для рождения  $\Lambda_0$ -и  $\Sigma^+$ -гиперонов на ядрах.

Данные о величинах  $\sigma_{pp}^{(i)}$  заимствованы из работы /12/. Сравнение с экспериментом показало бы, возникают ли дополнительные особенности в процессе рождения векторных мезонов при коллективном взаимодействии.

## 5. О РОЖДЕНИИ КУМУЛЯТИВНЫХ ГИПЕРОНОВ

Несомненный интерес представляет и сопоставление с экспериментом предсказаний модели относительно образования кумулятивных гиперонов. Особенность образования гиперонов заключается в том, что их инвариантное сечение в  $pp$ -столкновении сильно отличается от быстро падающего с ростом  $x$  мезонного сечения и, скорее, подобно инклюзивному спектру протонов. Уже этот факт указывает на существенное различие в механизмах рождения гиперонов и мезонов. Исследование кумулятивных гиперонов позволило бы ответить на вопрос, справедлива ли гипотеза об идентичности инклюзивных спектров для процесса образования таких частиц в коллективном взаимодействии. При расчетах функций  $R_A$  для  $\Lambda_0$ -гиперонов, вылетающих под углом  $180^\circ$  при взаимодействии протонов с импульсом 8,6 ГэВ/с с ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{64}\text{Cu}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , мы использовали результаты работы /13/ по инвариантному сечению рождения  $\Lambda_0$  в  $pp$ -столкновении при эквивалентных энергиях /8/. Для получения результатов по  $\Sigma^\pm$ -гиперонам мы полагали, что их спектры в  $pp$ -столкновениях подобны спектрам  $\Lambda_0$ -гиперонов  $\sigma(\Lambda_0)/\sigma(\Sigma) = 2,5$  /13/. Результаты расчетов приведены на рис. 4.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлена усовершенствованная формулировка предложенной ранее модели кумулятивных процессов. Она позволяет существенно расширить класс исследуемых эффектов в коллективном взаимодействии адронов. На основе гипотезы об идентичности инклюзивных спектров в адронных столкновениях и коллективном



взаимодействии адронов при одинаковой массе промежуточной системы сделаны предсказания относительно инвариантных сечений различного сорта частиц, образующихся в кумулятивных процессах. Проведение соответствующих экспериментов позволит проверить, является ли данная гипотеза дополнительным принципом, которому должны удовлетворять модели взаимодействия адронов.

Авторы признательны сотрудникам Лаборатории теоретической физики, принимавшим участие в обсуждении результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10783, Дубна, 1977; *Acta Phys.Pol.*, 1978, B9, p. 375.
2. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10784, Дубна, 1977; *Acta Phys.Pol.*, 1978, B9, p. 385.
3. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10785, Дубна, 1977; *Acta Phys.Pol.*, 1978, B9, p. 393.
4. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-7869, P2-7870, P2-7871, Дубна, 1974; *ЯФ*, 1975, 21, с. 628.
5. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Труды ИУ Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-9224, Дубна, 1975; *JINR, E2-9137, Dubna*, 1975.
6. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике. АН СССР, 1971, № 1, с. 35.
7. Абрамов Б.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, с. 403.
8. Герасимов С.Б., Гиордэнеску Н. ОИЯИ, P2-7687, Дубна, 1974.
9. Радкевич И.А. Школа ИТЭФ. Элементарные частицы, выпуск III, Атомиздат, 1973, с. 104-124.
10. *Proc. of the Fourth Int. Conf. on High Energy Collisions, Oxford*, 1972, p.2; Allaby J.V. e.a. *Comparison*

*of Momentum Spectra of Secondary Particles Produced in Proton-Proton Collisions, Oxford*, 1972, 2, p.85-116.

11. Baldin A.M. e.a. *Contribution to the European Conference on Particle Physics, Budapest*, 1977.
12. Blobel V. e.a. *Nucl.Phys.*, 1974, B69, p.237.
13. Bøggild H. e.a. *Nucl.Phys.*, 1973, B57, p.77.

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 мая 1978 года.