

ЛЭП  
СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



*C323.5a*  
*K-659*

P1 - 7696

*1319/4-74*

Г.И.Копылов, В.Н.Пенев, А.И.Шкловская

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

**1974**

**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

P1 - 7696

Г.И.Копылов, В.Н.Пенев, А.И.Шкловская

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## S u m m a r y

In order to apply the Monte-Carlo method for inclusive reaction, it is sufficient to regard it as a sum of exclusive reactions each of which can be simulated with the help of existing programs (FORS, FOWL, MULTIFORS). In this paper the reaction  $\pi p \rightarrow \pi + \text{anything}$  at 40 GeV/c is simulated; it is assumed that each of reactions  $\pi p \rightarrow N + n\pi$  ( $n$  from 1 to 18) can be described by multiperipheral diagrams; the program MULTIFORS is used to simulate them. The diagrams are added with the weights proportional to the experimentally observed multiplicities (of charged particles plus the mean number of neutral particles). The sign of mesons has not been taken into account. The results of comparison with experimental data are discussed.

## ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение свойств инклюзивных реакций может быть дополнено сравнением с искусственно разыгранными инклюзивными процессами.

Возможность задавать произвольно начальные условия при моделировании позволила бы детально проанализировать свойства инклюзивных спектров в широком диапазоне начальных энергий, не достигнутых еще на ускорителях, а конкретная физическая модель, положенная в основу моделирования, могла бы быть проверена при сравнении с уже имеющимися экспериментальными результатами при данной энергии.

В основу предлагаемого метода моделирования положено фейнмановское определение сечения инклюзивного процесса как суммы сечений всех эксклюзивных каналов данного начального состояния, причем в каждом отдельном эксклюзивном канале события распределены либо пропорционально их фазовому объему /вариант 1/, либо согласно предположению о мультипериферическом характере амплитуды соответствующего эксклюзивного канала /вариант 2/.

В этом последнем случае мы использовали лишь самый простой общий вариант мультипериферической модели, ставя себе цель воспроизвести не столько точные количественные экспериментальные результаты, сколько чисто качественные характеристики, обеспечивающие описание процесса в целом. За основу были приняты следующие характерные черты мультiredжевской модели:

1/ амплитуда процесса  $2 \rightarrow n$  задается в виде произведения функций, каждая из которых зависит лишь от квад-

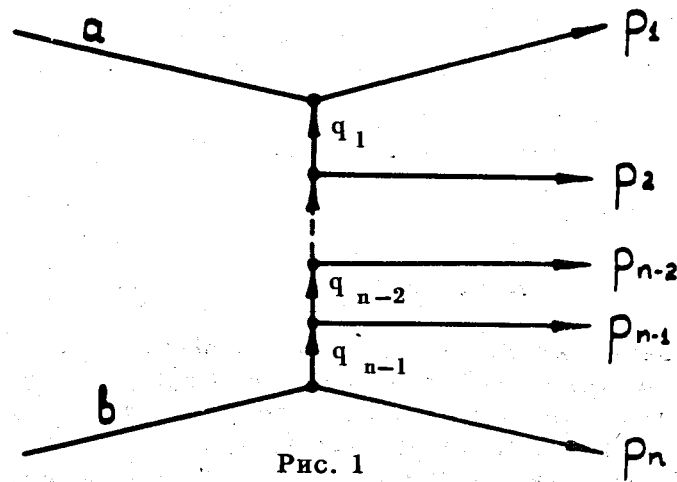


Рис. 1

рата переданного вдоль мультипериферического канала импульса /рис. 1/;

2/ эта функция является экспоненциальной в согласии с экспериментальными данными по двухчастичным реакциям, хорошо согласующимися с теорией Редже.

### 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ КАНАЛОВ ПО МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ СХЕМЕ

Приведенные в конце предыдущего параграфа требования заложены в программу МУЛЬТИФОРС, моделирующую мультипериферические взаимодействия на основе простой лестничной диаграммы. Для моделирования "лестницы" в этой программе используется обычная рекуррентная процедура розыгрыша, т.н. К-процедура<sup>/1/</sup>; сущность ее заключается в сведении k-частичного конечного состояния к последовательности (k-2) двухчастичных состояний, кинематика которых тривиальна.

Новым элементом по сравнению с розыгрышем по фазовому объему является введение в явном виде квадрата передачи 4-импульса  $t_{k-1}$  в интеграл состояний<sup>/2/</sup>. Это удобно, т.к. через  $t_{k-1}$  выражается амплитуда

множественного рождения в мультиреджевской модели. Остальными переменными являются квадрат полной энергии (k-1) частиц  $M_{k-1}^2$  и азимутальный угол вылета k-ой частицы  $\phi_k$ .

В этих переменных интеграл состояний выглядит так:

$$S_4 = 4^{1-n} \int dM_{n-1}^2 \frac{dt_{n-1}}{\lambda_n} d\phi_n \dots \int dM_3^2 \frac{dt_2}{\lambda_3} d\phi_3 \int \frac{dt_1}{\lambda_2} d\phi_2 |\mathcal{M}|^2 \quad /1/$$

Здесь n, k - соответственно начальное и текущее число частиц,

$$\lambda_k^2 = (M_k^2 + m_a^2 - t_k)^2 - (2M_k m_a)^2,$$

где  $m_a$  - масса налетающей частицы;  $|\mathcal{M}|^2$  - квадрат амплитуды мультипериферического процесса, который в нашем случае представлен в виде

$$|\mathcal{M}|^2 = \prod_1^{n-1} \exp(\kappa_k t_k). \quad /2/$$

Розыгрыш переменных  $t_{k-1}$ ,  $M_{k-1}^2$  и  $\phi_k$  проводится таким образом, чтобы максимально сгладить, снивелировать подынтегральную функцию, что приводит к условию равномерного розыгрыша первообразных от

функций  $M_{k-1}^2$ ,  $\exp(\kappa_k t_k)$  и  $\phi_k$ . В работах<sup>/3,4/</sup> подробно

описываются алгоритмы такого розыгрыша и сама программа МУЛЬТИФОРС.

Для того, чтобы весь ансамбль смоделированных событий описывался интегралом состояний /1/, необходимо каждому событию приписать вес<sup>/3/</sup>:

$$K_n = (\pi/2)^{n-1} \prod_4^n \frac{(M_k - m_k)^2 - \mu_{k-1}^2}{\lambda_k} \frac{\ln \frac{(M_3 - m_3)^2 - m_a^2}{\mu_2^2 - m_a^2}}{\lambda_3} \times$$

$$\times \frac{M_2^2 - m_a^2}{\lambda_2} \prod_{k=1}^{n-1} \frac{\exp(\kappa_k t_k^{(+)}) - \exp(\kappa_k t_k^{(-)})}{\kappa_k} \cdot \frac{|\pi|^2}{\prod_{k=1}^{n-1} \exp(\kappa_k t_k)} \quad /3/$$

Здесь  $\mu_k = \sum_{i=1}^k m_i$ .

Тогда интеграл состояний можно записать в виде

$$S_n(M_n) = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N K_n \quad /4/$$

где  $N$  - число смоделированных событий. Моделирование тем лучше, чем меньше вариации весов  $K_n$ , поэтому применяется метод браковки, в результате чего отбрасываются маловероятные события /т.е. события с малым весом  $K_n < \alpha K_n^{\max}$ , где  $\alpha$  - случайное число, а  $K_n^{\max}$  - мажоранта/ и остаются события, распределенные в соответствии с интегралом состояний /3/.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Умея моделировать данный эксклюзивный канал с плотностью конфигураций, пропорциональной их фазовому объему /программа ФОРС/, или по мультипериферической диаграмме /программа МУЛЬТИФОРС/, принципиально нетрудно перейти к моделированию инклюзивного процесса, задавшись функцией распределения числа вторичных частиц.

В настоящей работе представлены предварительные результаты моделирования  $\pi p$ -инклюзивных реакций для 40 ГэВ/с.

Функция распределения числа вторичных частиц для этой реакции получалась на основе экспериментальных результатов по множественности, полученных при обработке фотографий двухметровой пропановой пузырьковой

камеры, облученной  $\pi^-$ -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с. Использовалась таблица топологических сечений /5/ и данные о среднем числе родившихся  $\pi^0$ -мезонов /7/.

Согласно этим данным сначала разыгрывалось число заряженных частиц  $n_{ch}$ . Затем для каждого полученного  $n_{ch}$  разыгрывалось число вторичных  $\pi^0$ -мезонов  $n_{\pi^0}$  по нормальному закону со средним, приведенным в работе /7/. Вклад от вторичных нейтронов принимался равным 40%.

Тогда полное число вторичных частиц  $n$  получалось равным

$$n = n_{ch} + n_{\pi^0}$$

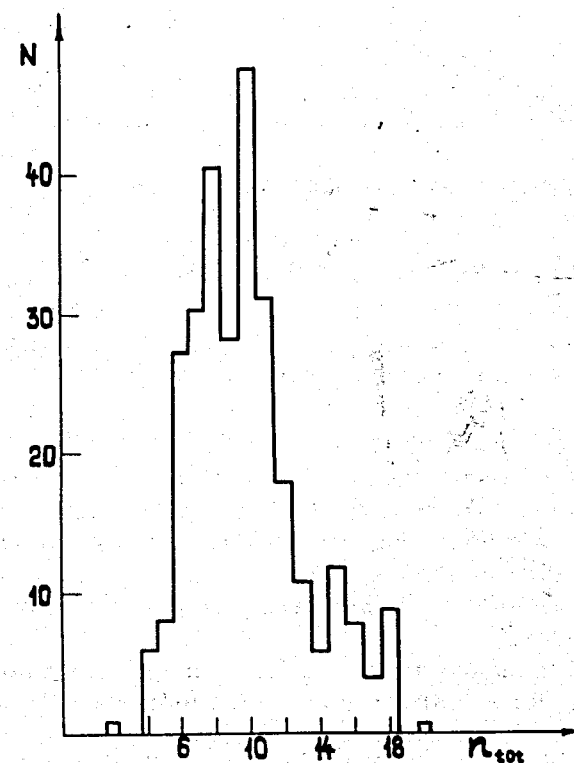


Рис. 2. Распределение разыгранных событий по множественности.

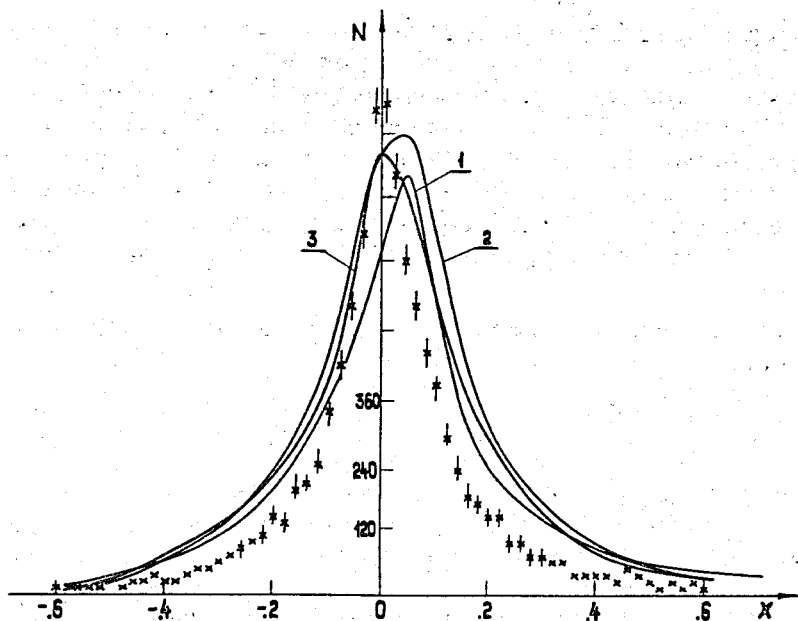


Рис. 3. Спектр продольных импульсов  $x = 2p_{||} \sqrt{s}$ . Точки  $\dagger$  - эксперимент, кривая 1 - расчет при  $\kappa = 1$ , 2 - при  $\kappa = 2$ , 3 - при  $\kappa_1 = 5, \kappa_2 = \kappa_3 = \dots = 1$ . Взаимная нормировка кривых не производилась.

в случае, если в качестве бариона родился протон, или

$$n = n_{ch} + n_{\pi^0} + 1$$

в случае рождения нейтрона.

Чтобы не искажалось экспериментальное распределение по множественности вторичных частиц, применялся специальный переключатель, оставляющий после браковки число смоделированных событий данной множественности в соответствии с использованным распределением множественности.

Рис. 2 иллюстрирует распределение по множественности вторичных частиц для моделированных этим способом инклюзивных событий. Средняя величина  $\langle n \rangle = 8,57$  мало отличается от экспериментальной средней величины  $\langle n \rangle = \langle n_{ch} \rangle + \langle n_{\pi^0} \rangle + \langle n_n \rangle = 5,62 + 2,43 + 0,4 = 8,45$ . Отличие,

возможно, объясняется трудностью использования браковки для больших множественностей, что приводит к определенному завышению  $\langle n \rangle$  для моделированных событий. Возможен также эффект, действующий в противоположную сторону из-за ограничения по множественности для моделированных событий /  $n_{max} = 20$  /.

В программе предусмотрено также задание пуассоновского распределения по множественности и резервировалась возможность любого другого распределения по множественности.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Нами получены одночастичные функции распределения для смоделированных событий при различных значениях наклона экспоненты, введенной в матричный элемент /2/. Варьируя этот коэффициент  $\kappa_k$ , мы пытались установить значение  $\kappa_k$ , при котором моделированные события наилучшим образом описывают ход одночастичных функций в инклюзивной реакции  $\pi^- p$  при 40 ГэВ/с.

Полученные результаты показывают, что попытка описать все экспериментальные данные путем введения в матричный элемент "эффективного" наклона, общего для всех частиц лестничной диаграммы /1/, не может считаться удовлетворительной.

В таблице приведены средние значения и их погрешности для различных физических величин, полученных как из эксперимента /b/, так и путем моделирования событий при различных значениях "эффективного" наклона  $\kappa$ .

Из таблицы видно, что величины средних значений поперечного импульса  $\langle p_{\perp} \rangle$  и квадрата переданного импульса  $\langle t \rangle$ , являющиеся наиболее характерными для мультипериферической модели, ближе всего к соответствующим значениям, полученным из эксперимента. Исходя из этого, была построена зависимость  $\kappa$  от величины  $\langle p_{\perp} \rangle$  для моделированных событий, и оказалось, что  $\kappa \sim 1,5$  соответствует экспериментальному значению  $\langle p_{\perp} \rangle$ . Для средних значений других физических величин наблюдается

Таблица

	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ			МОДЕЛИРОВАННЫЕ СОБЫТИЯ $\pi^+X, pX$			
	$\pi^+X$	$\pi^-X$	$\frac{с.ч.м.м.ч.}{\pi^+X \text{ и } pX}$	$\kappa=1$	$\kappa=2$	$\kappa=3$	$\kappa_1=5$ $\kappa_2=\dots=\kappa_3=1$
$P_{LAB}$	$4.45 \pm .07$	$6.15 \pm .12$	$4.69 \pm .07$	$5.92 \pm .10$	5.60	$5.91 \pm .15$	5.71
$P_{   LAB}$	$3.37 \pm .07$	$6.10 \pm .12$	$4.62 \pm .07$	$5.84 \pm .10$	5.54	$5.85 \pm .15$	5.64
$P_{CM}$	$.77 \pm .02$	$.92 \pm .02$	$.96 \pm .02$	$1.00 \pm .01$	.89	$.91 \pm .01$	.96
$x_{10}$	$-.12 \pm .04$	$.86 \pm .04$	$.03 \pm .04$	$.58 \pm .04$	.67	$.78 \pm .05$	.57
$p_{\perp}$	$.39 \pm .005$	$.38 \pm .005$	$.38 \pm .004$	$.44 \pm .004$	.33	$.28 \pm .004$	.41
$y$	$-.004 \pm .016$	$.46 \pm .02$	$.15 \pm .01$	$.42 \pm .02$	.50	$.56 \pm .03$	.44
$t$	$7.2 \pm .26$	$4.9 \pm .22$	$5.8 \pm .16$	$6.5 \pm .13$	5.3	$5.0 \pm .14$	6.2
$M_{miss}$	$7.8 \pm .02$	$7.5 \pm .02$	$7.5 \pm .02$	$7.5 \pm .02$	7.7	$7.6 \pm .02$	7.6
$\cos \theta_{LAB}$	$.883 \pm .003$	$.922 \pm .003$	$.889 \pm .002$	$.910 \pm .003$	.906	$.895 \pm .004$	.907
$\cos \theta_{CM}$	$-.01 \pm .009$	$-.235 \pm .009$	$.075 \pm .007$	$.207 \pm .01$	.221	$.238 \pm .015$	.278

значительное несовпадение величин экспериментальных и моделированных событий. Наиболее критичными являются величины продольного импульса в лабораторной системе  $P_{|| \text{лаб.}}$  и  $\cos \theta_{с.ч.м.}$ :

Из таблицы можно видеть также, что средняя быстрота  $y$ , полученная усреднением по всем частицам из моделированных событий, ближе всего к быстротам  $\pi^-$ -мезонов из эксперимента. Это может явиться указанием на то, что эффект от лидирующего  $\pi^-$ -мезона из эксперимента следует учесть и для моделированных событий. Мы попытались ввести его, придавая первому разыгранному  $\pi^-$ -мезону наклон  $\kappa_1$ , отличный от остальных. Однако введение наклона  $\kappa_1=5$  и  $\kappa_2=\kappa_3=1$  не привело к заметному улучшению согласия с опытом. Возможно, это объясняется необходимостью учитывать также и лидирующий протон в нижней вершине диаграммы рис. 1, который затем следует исключить при построении гистограмм.

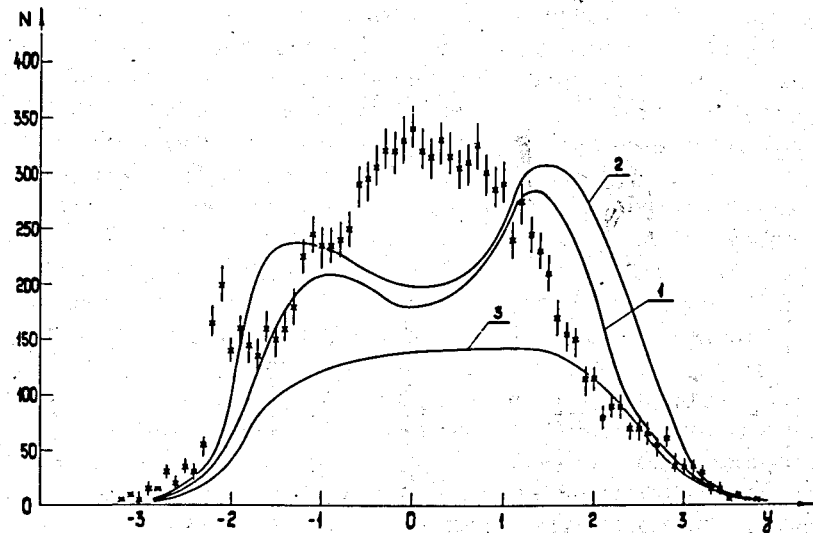


Рис. 4. Спектр быстрот  $y$ . Обозначения см. на рис. 3. Взаимная нормировка данных не производилась.

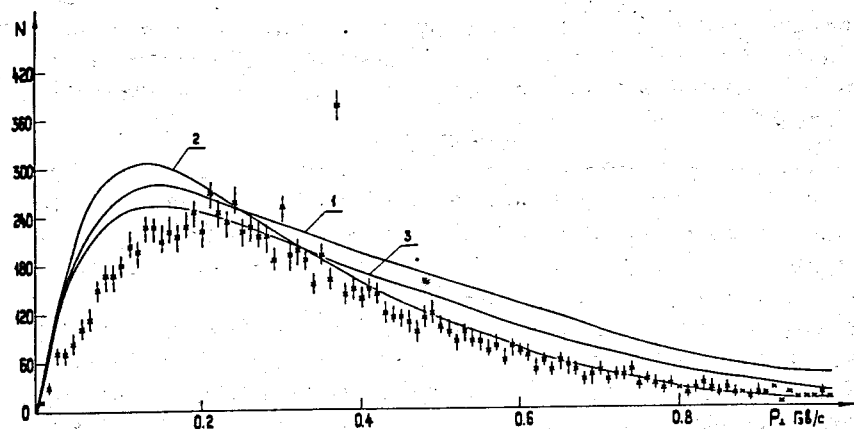


Рис. 5. Спектр поперечных импульсов  $p_{\perp}$ . Обозначения см. на рис. 3. Взаимная нормировка кривых не производилась.

Сравнение отдельных инклюзивных спектров представлено на рис. 3-5, где приведены распределения по  $x$ , по  $Y$  и по  $p_{\perp}$  отдельно для экспериментальных и моделированных с разными  $\kappa$  наклонов.

Взаимная нормировка экспериментальных и моделированных спектров на одно и то же число не производилась. В спектры /как экспериментальные, так и моделируемые/ включены все рождаемые в данном событии мезоны. Из рис. 5 видно, что распределение поперечных импульсов моделированных событий для  $\kappa=2$ , по-видимому, неплохо воспроизводит экспериментальный спектр. При таком построении наиболее отличается от экспериментального распределение быстрой  $y$  /рис. 4/, причем можно видеть, что введение эффекта лидирующей частицы для первого  $\pi$ -мезона улучшает распределение по  $y$ , приближая его к полученному экспериментально. Заметим также, что в этом случае приближаются друг к другу и импульсные распределения в антилабораторной системе координат, что также свидетельствует в пользу необходимости учитывать с помощью наклона  $\kappa$  лидирующую частицу.

Воздерживаясь от далеко идущих теоретических выводов в силу недостаточности статистики для модели-

рованных событий, мы считаем полезными дальнейшие методические разработки такого способа моделирования инклюзивных процессов. Анализ полученных результатов приводит к выводу о том, что описание процесса введением эффективного наклона  $\kappa$  дает некоторое качественное согласие средних, но ясно, что для лучшего согласия необходимо введение дополнительных параметров.

Можно также комбинировать для различных множеств событий, полученные в предположении о мультипериферическом характере взаимодействия, с событиями, полученными в предположении, что  $|\pi|^2 = \text{const}$ .

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность за полезные обсуждения и интерес к работе В.Г.Гришину, а также Э.И.Мальцеву, взявшему на себя труд по переводу программ на CDC-6600. Мы благодарны сотрудникам группы 2-метровой пропановой камеры за предоставленные возможности счета на ЭВМ.

#### Литература

1. Г.И.Копылов. Основы кинематики резонансов, Наука, М., 1970.
2. E.Byckling, K.Kajantie. Nucl.Phys., B9, 568 (1969).
3. G.I.Kopylov, V.N.Penev, Yu.V.Tevzadze, A.I.Shklovskaya. Nucl. Phys., B30, 398 (1971).
4. Н.Ангелов, В.Н.Пенев и др. Сообщения ОИЯИ, 1-5449, Дубна, 1970.
5. А.Абдурахимов, Н.Ангелов и др./Сотрудничество: Алмата - Будапешт - Бухарест - Варшава - Дубна - Краков - Москва, - Серпухов - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор - Ханой/. Препринт ОИЯИ, P1-6277, Дубна, 1972.
6. Те же авторы. Препринт ОИЯИ, P1-7103, Дубна, 1972.
7. O.Balea, V.Boldea et al. (Bucharest - Budapest - Crakow - Dubna - Serpukhov - Sofia - Tashkent - Tbilisi - Ulhan-Bator - Warsaw Collaboration). Preprint KFKI-73-17, Budapest, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 января 1974 года.