

СЗУУ.1ш
В-529

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



648/2-76

23/II-76

P1 - 9258

Н.М.Вирясов, Р.М.Лебедев, В.П.Хен

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА РЕАКЦИИ
 $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ ПРИ 5 ГЭВ/С
В ПРОСТРАНСТВЕ СКОРОСТЕЙ ЛОБАЧЕВСКОГО

1975

P1 - 9258

Н.М.Вирясов, Р.М.Лебедев, В.П.Хен

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА РЕАКЦИИ
 $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ ПРИ 5 ГЭВ/С
В ПРОСТРАНСТВЕ СКОРОСТЕЙ ЛОБАЧЕВСКОГО

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

Обычно при исследовании неупругих процессов в трековых камерах измеряются координаты точек траектории заряженной частицы. По этим координатам восстанавливается пространственная кривизна трека частицы, при помощи которой определяют ее импульс и угол вылета из точки взаимодействия.

Законы сохранения энергии-импульса и ряд дополнительных критериев позволяют с достаточно высокой степенью достоверности установить массы образовавшихся частиц и их заряды /если в результате взаимодействия возникло не более одной нейтральной частицы/. Таким образом устанавливаются эксклюзивные каналы реакции.

Один и тот же набор вторичных частиц /эксклюзивный канал реакции/ может возникнуть в результате различных физических процессов с рождением тех или иных резонансов. Распознавание таких физических процессов обычно осуществляется анализом различных распределений для комбинаций частиц. Наложением дополнительных ограничений /например, по величине квадрата переданного 4-импульса/ удастся выделить кинематические области, в которых доминирует определенный процесс.

Широко известным способом выделения процессов с рождением резонансов является ограничение по передаче t . Отбор по передаче t не является единственной возможностью учета периферической динамики рождения резонансов. Несколько более общий подход удастся развить, если от измеренных импульсов перейти к скоростям частиц в выбранной системе отсчета.

Скорость любой частицы можно изобразить материальной точкой трехмерного пространства скоростей. Поэтому каждое событие эксклюзивной реакции представляется некоторой системой материальных точек пространства скоростей^{/3/}. Как показано в работах^{/1-3/}, в релятивистском случае пространство скоростей обладает геометрией Лобачевского. Поэтому преимуществом представления кинематики в пространстве скоростей является возможность применения к анализу реакций аппарата геометрии Лобачевского.

В данной работе приводятся предварительные результаты анализа в пространстве скоростей Лобачевского реакции

$$\pi_b^- p_t \rightarrow p \pi_1^+ \pi_2^- \quad /1/$$

при 5 ГэВ/с. Результаты получены методом, отличным от предложенного в работе^{/4/} графического метода анализа конформных диаграмм пространства скоростей Лобачевского*.

Метод состоит в описании системы точек реакции /1/ в пространстве скоростей некоторыми инвариантами группы Лоренца и анализе распределений по этим инвариантам. В таком подходе появляется возможность применения новых /с точки зрения физики/ геометрических инвариантов группы Лоренца. Эти инварианты хорошо известны в геометрии Лобачевского как характеристики геометрических объектов - отрезков прямых, треугольников, сфер и т.д. пространства Лобачевского.

В работе показано применение одного из геометрических инвариантов для анализа рождения Δ^{++} -изобары. Кроме этого, приведены одночастичные распределения реакции /1/ в пространстве скоростей Лобачевского.

*Впервые пространство скоростей Лобачевского использовалось при анализе реакций при высоких энергиях графическим методом^{/4/} в работах^{/5/}.

2. Координаты Бельтрами в пространстве скоростей Лобачевского

Пусть скорость i -ой частицы реакции /1/ $i = \pi_b^-$, p_t , p , π_1^+ , π_2^- изображается материальной точкой пространства скоростей, координатами (x_i, y_i, z_i) которой являются проекции скорости частицы на три взаимно ортогональные оси X, Y, Z . Декартова система координат XYZ , в которой задаются координаты точек, всегда вводится в той системе отсчета, относительно которой измеряются скорости частиц /рис. 1/.

В дальнейшем для определенности и удобства изображения рисунков всегда будет предполагаться, что скорости частиц измерены в с.ц.м. реакции /1/. Поэтому компоненты скорости (x_i, y_i, z_i) , называемые бельтрамиевыми координатами пространства Лобачевского, имеют вид

$$x_i = \frac{P_x^i}{E^i}, \quad y_i = \frac{P_y^i}{E^i}, \quad z_i = \frac{P_z^i}{E^i}, \quad i = \pi_b^-, p_t, p, \pi_1^+, \pi_2^-, \quad /2/$$

где P_x^i, P_y^i, P_z^i, E^i - компоненты импульса и полная энергия i -ой частицы в с.ц.м. реакции /1/.

В релятивистском случае пространство скоростей обладает геометрией Лобачевского с кривизной, равной $1/c^2$, где c - скорость света*. В геометрии Лобачевского длина ρ_{ik} отрезка прямой, соединяющей точки $''i''(x_i, y_i, z_i)$ и $''k''(x_k, y_k, z_k)$, выражается формулой^{/6/}

$$\rho_{ik} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - r^2}}{1 - \sqrt{1 - r^2}},$$

$$r = \frac{1}{\operatorname{ch} \rho_{ik}} = \frac{\sqrt{(1 - x_i^2 - y_i^2 - z_i^2)(1 - x_k^2 - y_k^2 - z_k^2)}}{1 - x_i x_k - y_i y_k - z_i z_k} \quad /3/$$

*В дальнейшем, как и в формулах /2/, скорость света принята равной единице.

Расстояние ρ_{ik} является инвариантом преобразований Лоренца, так как движения пространства скоростей Лобачевского эквивалентны лоренц-преобразованиям.

Из формулы /3/ легко получить при $z_i = y_i = z_i = 0$ расстояние ρ_k от частицы "k" до начала координат /рис.1/:

$$\rho_k = \frac{1}{2} \ln \frac{E^k + P^k}{E^k - P^k}, \quad k = \pi_b^-, p_1, p, \pi^+, \pi_1^-, \pi_2^-.$$

В физике величину ρ_k называют полной быстротой частицы "k". Аналогично расстояние ρ_k^x от начала координат до точки "k_x" /основания перпендикуляра, опущенного из точки "k" на ось OX рис. 1/ имеет вид

$$\rho_k^x = \frac{1}{2} \ln \frac{E^k + P_x^k}{E^k - P_x^k}. \quad /4/$$

Если ось OX совпадает с направлением импульса пучка, то формула /4/ дает продольную быстроту $y_{||}$ частицы "k".

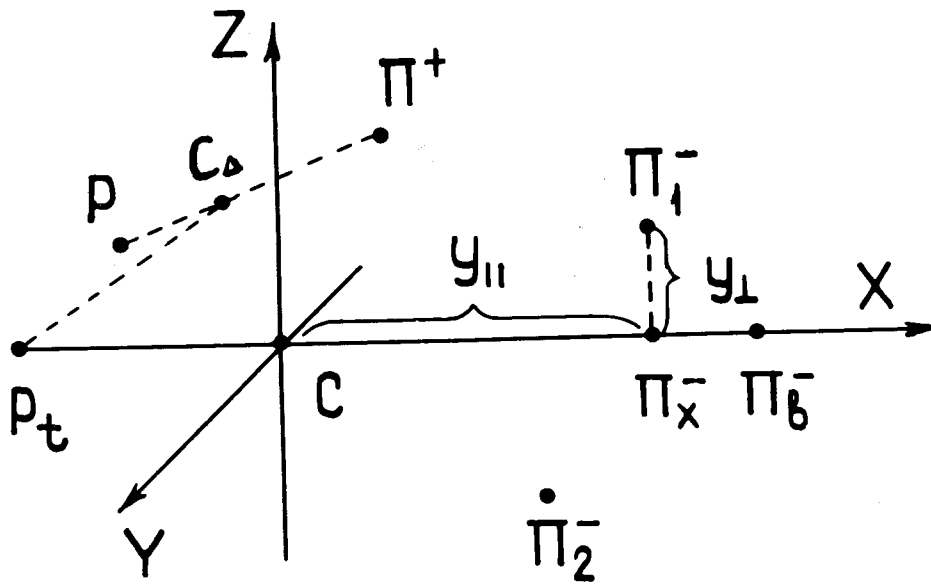


Рис. 1. Кинематика реакции $\pi_b^- p_t \rightarrow p \pi^+ \pi_1^- \pi_2^-$ в пространстве скоростей Лобачевского.

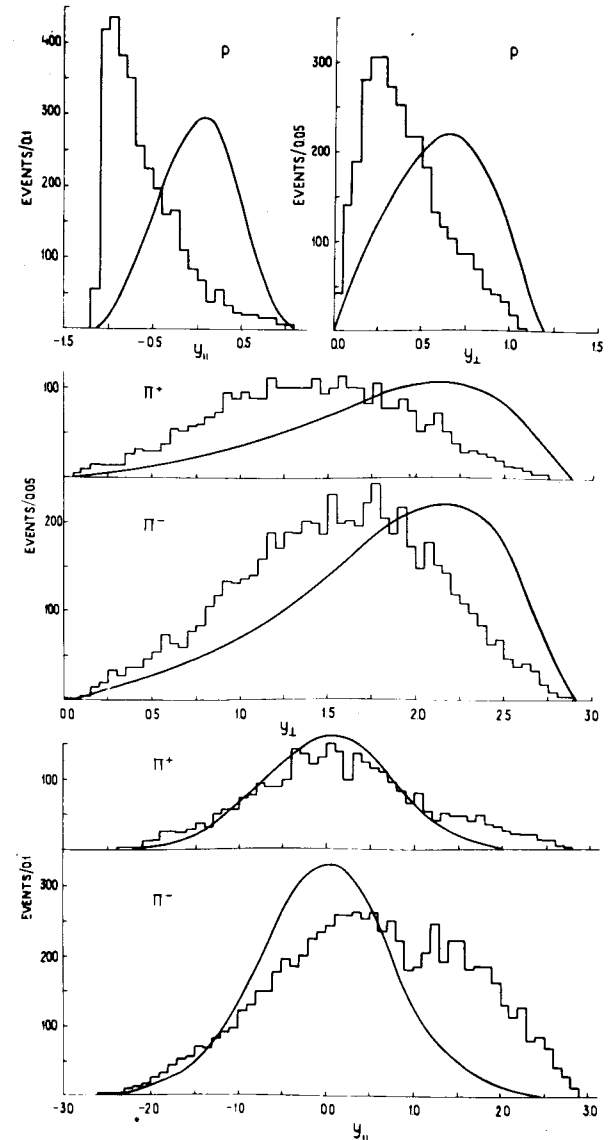


Рис. 2. Распределения частиц реакции /1/ по продольной $y_{||}$ и поперечной y_{\perp} быстротам в пространстве скоростей. Сплошные линии - фазовые кривые.

Аналогично формулу для расстояния ρ_k^\perp между точками $''k''(x_k, y_k, z_k)$ и $''k_x''(x_k, 0, 0)$ можно записать в виде

$$\rho_k^\perp = \frac{1}{2} \ln \frac{E_k^\perp + P_k^\perp}{E_k^\perp - P_k^\perp}, \quad /5/$$

где E_k^\perp, P_k^\perp - поперечный импульс и полная поперечная энергия k^\perp -ой частицы.

Как видно, формула /5/ является выражением поперечной быстроты y_\perp частицы $''k''$. Таким образом, поперечные и продольные скорости являются длинами определенных отрезков прямых в пространстве скоростей Лобачевского /рис. 1/.

На рис. 2 приведены распределения частиц реакции /1/ по продольным и поперечным скоростям, вычисленным по формулам /4/, /5/. Сплошными линиями показаны распределения для событий, моделированных при помощи программы FOWL /9/. Как видно из рис. 2, экспериментальные распределения по продольной скорости $y_{||}$ резко отличаются от моделированных. Это указывает на периферический характер рождения частиц в реакции /1/. Наиболее периферическим является протон и, в меньшей степени, π^+ -мезон.

Это подтверждается видом распределений по поперечной скорости y_\perp . Распределение для протона резко отличается от фазовой кривой. Распределения по y_\perp π -мезонов приближенно симметричны и отличаются от фазовых кривых в меньшей степени.

3. Геометрия Лобачевского и инварианты группы Лоренца

Идею применения геометрии Лобачевского для анализа реакции /1/ мы покажем на примере выделения Δ^{++} -изобар. Пару частиц p и π^+ в реакции /1/ обычно характеризуют инвариантом $M(p\pi^+)$ - их эффективной массой. Распределение по $M(p\pi^+)$ имеет пик в области $\Delta(1236)$ -изобары /рис. 3а/.

С геометрической точки зрения пару точек p и π^+ в пространстве скоростей Лобачевского можно харак-

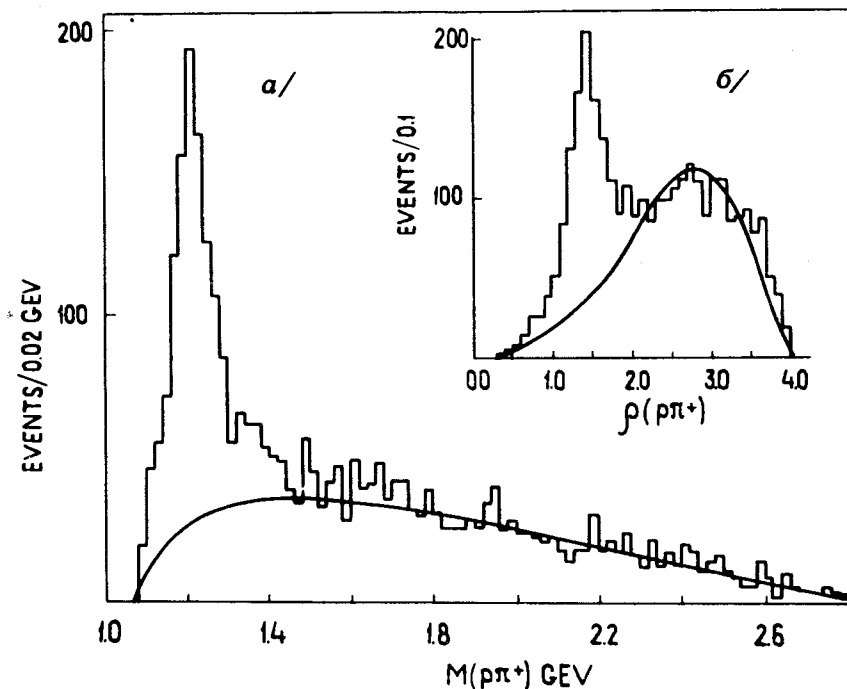


Рис. 3. а/ Спектр эффективных масс $M(p\pi^+)$, б/ распределение по относительной скорости $\rho_{p\pi^+}$. Сплошные линии - фазовые кривые.

теризовать расстоянием между ними /относительной скоростью $\rho_{p\pi^+}$ /. Быстрота $\rho_{p\pi^+}$ является лоренц-инвариантом и связана с эффективной массой $M(p\pi^+)$ формулой

$$M^2(p\pi^+) = m_p^2 + m_\pi^2 + 2m_p m_\pi \text{ch } \rho_{p\pi^+}.$$

На рис. 3б приведено распределение тех же событий реакции /1/ по скорости $\rho_{p\pi^+}$. В этом распределении виден пик в области $\rho_{p\pi^+} \in [1,0-1,3]$. Этот пик соответствует области массы $\Delta(1236)$ -изобары. Поэтому события из области $\Delta(1236)$ -изобары можно интерпретировать на геометрическом языке. Именно, эти события имеют приближенно одинаковые длины отрезков прямых, соединяющих точки - скорости p и π^+ /с точностью до

ширины пика распределения по $\rho_{p\pi^+}$. На основе такой геометрической интерпретации можно сделать следующий вывод. Кинематически одинаковыми являются такие события, которые можно характеризовать конгруэнтными геометрическими образами, построенными на точках-скоростях частиц событий.

Известно^{/7/}, что рождение Δ^{++} -изобары в реакции /1/ имеет резко периферический характер. Поэтому она хорошо выделяется обрезанием по передаче $t_{p\pi^+}$ от протона мишени к системе $(p\pi^+)$. Передача $t_{p\pi^+}$ связана с длиной $\rho_{\Delta t}$ отрезка прямой, соединяющей точку C_{Δ} /скорость системы центра масс частиц p и π^+ / и точку p_t , формулой^{/8/}:

$$t_{p\pi^+} = m_p^2 + M^2(p\pi^+) - 2m_p M(p\pi^+) \text{ch } \rho_{\Delta t} \quad /6/$$

Из выражения /6/ видно, что передача $t_{p\pi^+}$ является функцией импульсов трех частиц, p_t, p, π^+ , определенным образом выражающейся через длины отрезков $\rho_{p\pi^+}$ и $\rho_{\Delta t}$ /рис. 1/.

На тройке точек p_t, p, π^+ в пространстве скоростей Лобачевского можно построить, кроме пары отрезков прямых, и другие геометрические образы. Рассмотрим, например, окружность в пространстве скоростей Лобачевского, проходящую эти три точки. Радиус R этой окружности, однозначно определяемый по бельтрамиевым координатам точек p_t, p, π^+ , является инвариантом группы Лоренца. Поэтому он может быть использован для выделения "периферического" рождения систем $(p\pi^+)$ /т.е. выделения событий, в которых пара частиц p и π^+ находится в некотором отношении к частице p_t /.

Поскольку радиус R в общем случае - комплексное число вида $r_0 + i\pi/2$, то более удобной вещественной характеристикой является кривизна окружности $K(p_t p\pi^+)$ ^{/8/}:

$$K(p_t p\pi^+) = 1/\text{sh } 2R.$$

Кривизна изменяется в пределах $[-1, \infty)$.

На рис. 4 приведено распределение событий реакции /1/ по величине $\lambda = \tanh[K(p_t p\pi^+)]$. Как видно из рис. 4, в области значений $\lambda > 0,5$ имеется значительное превышение событий над фазовой кривой /фазовая кривая

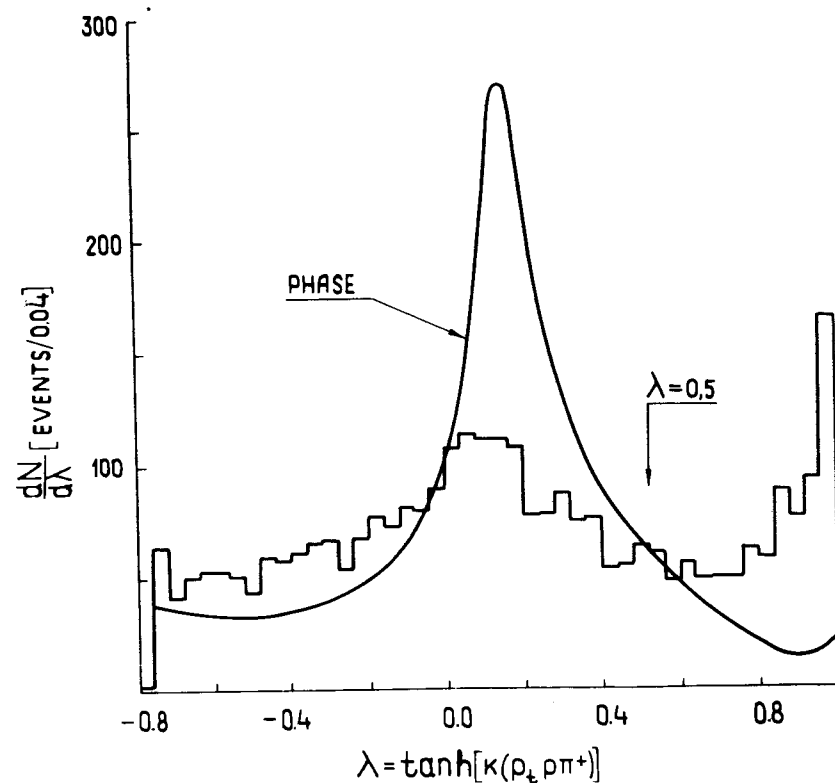


Рис. 4. Распределение событий реакции $\pi^- p \pi^+ \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ по величине $\lambda = \tanh [K(p_t p\pi^+)]$. Фазовая кривая нормирована на полное число событий в гистограмме.

нормирована на полное число событий в гистограмме/. На рис. 5а,б приведены распределения по эффективным массам $M(p\pi^+)$ с отбором /а/ по передаче $t_{p\pi^+}$ и /б/ отбором по инварианту λ . Как видно из сравнения рис. 5а, 5б, инвариант λ выделяет Δ^{++} -изобару в реакции /1/ не хуже, чем передача $t_{p\pi^+}$.

На рис. 5в приведено распределение по передаче $t_{p\pi^+}$ для событий из области $\lambda > 0,5$. Этот спектр имеет экспоненциальный характер в интервале $t_{p\pi^+} = [0-2] \text{ ГэВ}^2$. Это указывает на то, что обрезание по инварианту λ не эквивалентно обрезанию по передаче $t_{p\pi^+}$.

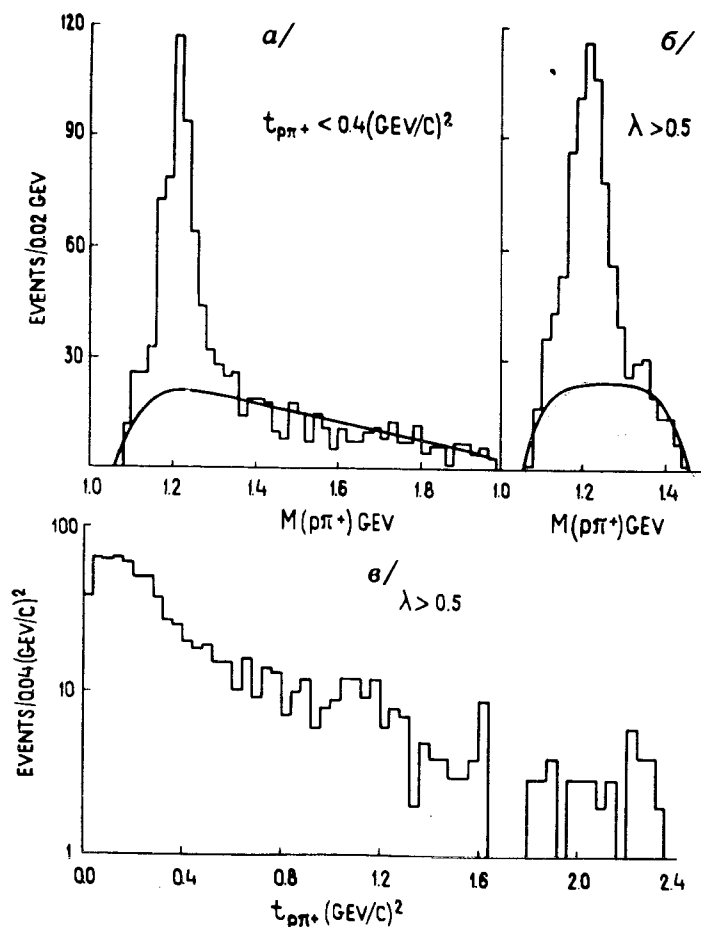


Рис. 5. а/ Спектр эффективных масс $M(\rho\pi^+)$ с отбором по передаче $t_{\rho\pi^+}$, б/ спектр эффективных масс с отбором по инварианту λ /сплошные линии на рис. а и б - фазовые кривые/, в/ распределение событий по передаче $t_{\rho\pi^+}$, попавших в область $\lambda > 0,5$.

4. Заключение

Для выделения Δ^{++} -изобары в реакции /1/ использовался "геометрический" инвариант группы Лоренца - кривизна окружности в пространстве скоростей Лоба-

чевского. Такое выделение Δ^{++} -изобары в реакции /1/ наглядно иллюстрирует достаточно широкие возможности применения геометрии Лобачевского к анализу многочастичных реакций.

В заключение авторы благодарят всех сотрудников, выполнивших просмотр и измерения экспериментального материала. Один из авторов /В.П.Хен/ благодарен Г.Рызеку за помощь в освоении программы SUMX.

Литература

1. А.П.Котельников. Принцип относительности и геометрия Лобачевского. Сборник "In Memoriam N.I.Lobatchevsky", 2, 37, Изд. КГУ, Казань, 1927.
2. В.А.Фок. Теория пространства, времени и тяготения. ГИТТЛ, М., 1955.
3. Н.А.Черников. а - Научные доклады высшей школы, физ.-мат. науки, 2, 158, 1958; б - ОИЯИ, Р-723, Дубна, 1961; в - Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ, 3, 151, 1964; ОИЯИ, Р-1772, Дубна, 1964; г - ЭЧАЯ, 4, 3, 773, Атомиздат, М., 1973.
4. Э.Г.Бубелев. Изв. АН СССР, 31, 1491, 1967.
5. а - Э.Г.Бубелев. Proc of the 8-th Int. Conf. on Cosmic Rays, 1963, Gaipur, 5, 577 (1964); б - В.А.Беляков, Э.Г.Бубелев, Е.С.Кузнецова. Письма в ЖЭТФ, 8, 4, 197 /1968/.
6. В.Ф.Каган. Основания геометрии, ч. II, ГИТТЛ, М., 1956.
7. К.Г.Боресков и др. ОИЯИ, Р1-8163, Дубна, 1974.
8. В.П.Хен. ОИЯИ, Р2-9100, Дубна, 1975.
9. F.James. FOWL. A General Monte-Carlo Events Generation Program. CERN Program Library W505.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 октября 1975 года.