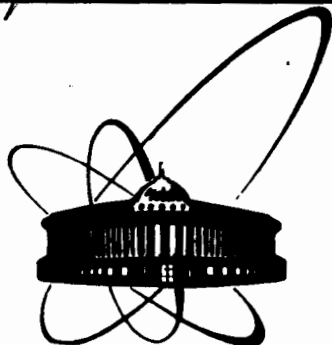


4425/82

20/IX - 82



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-82-434

В.С.Барашенков, Н.В.Славин

ЛИДИРУЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ
В НЕУПРУГИХ N-N И π -N СТОЛКНОВЕНИЯХ

Направлено в журнал "Acta Physica Polonica"

1982

Хорошо известно, что при неупругих взаимодействиях высоко-энергетических адронов основная часть энергии сталкивающихся частиц, как правило, уносится всего лишь несколькими /в лабораторной системе обычно одной/ резко выделенными по энергии так называемыми "лидирующими частицами". Изучению свойств и условий образования этих частиц посвящено большое число работ /см., например, /1-6/, где можно найти дальнейшую библиографию/. К сожалению, экспериментальные данные в значительной степени имеют разрозненный, отрывочный характер; многие из них получены путем анализа адрон-ядерных столкновений при очень грубом учете внутри-ядерных взаимодействий. Кроме того, различные авторы используют различающиеся определения лидирующей частицы. Все это приводит к тому, что из рассмотрения экспериментальных данных в настоящее время можно составить лишь весьма ограниченное представление о свойствах и особенностях высокоэнергетической компоненты вторичных частиц. Однако уже то, что известно, указывает на специфический механизм образования этой компоненты, изучение которого может подсказать пути для построения теории адронных взаимодействий при высоких и сверхвысоких энергиях.

В наших работах /1/ была найдена феноменологическая аппроксимация инклюзивных спектров вторичных частиц $E d^3\sigma/d^3p$, хорошо описывающая экспериментальные данные по энергетическим и угловым распределениям рождающихся частиц и их множественности в широком интервале энергий от нескольких ГэВ до нескольких тысяч ГэВ. Эта аппроксимация аккумулирует большой объем экспериментальной информации по спектрам частиц как при низких, так и высоких кинетических энергиях \mathcal{J} , и ее можно использовать для систематического изучения свойств высокоэнергетической компоненты вторичных частиц различных типов, в том числе для сравнения различных способов

* Далее мы всюду будем рассматривать систему центра масс и использовать следующие обозначения: \sqrt{s} - полная энергия сталкивающихся частиц; $E = \mathcal{J} + M$ и \mathcal{J} - полная и кинетическая энергии рассматриваемой вторичной частицы; p_{\parallel} и p_{\perp} - ее продольный и поперечный импульсы; $x = 2p_{\parallel} / \sqrt{s}$; T - кинетическая энергия первичной налетающей частицы в лабораторной системе координат.

В случае π -N взаимодействия область $x > 0$ /передняя полусфера углов, $\theta < \pi/2$ / соответствует направлению движения первичного мезона.

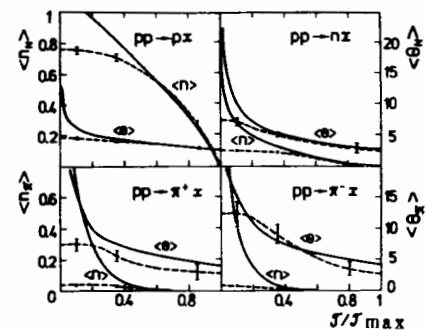


Рис.1. Среднее число вторичных частиц $\langle n \rangle$, обладающих энергией, большей \mathcal{J} , и средний угол вылета этих частиц $\langle \theta \rangle$ /в градусах/. Неупругое p - p взаимодействие при $T = 100$ ГэВ. Пунктиром нанесены соответствующие распределения для "самой быстрой" вторичной частицы, вычисленные методом Монте-Карло. Указаны статистические ошибки расчета.

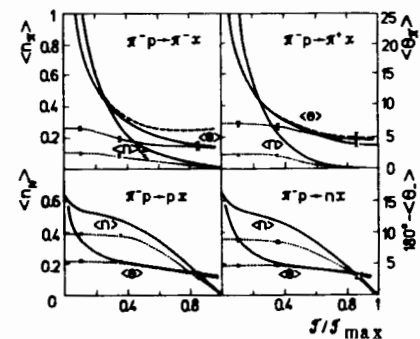


Рис.2. То же, что и на рис.1. Неупругое π^- - p взаимодействие при $T = 100$ ГэВ. Значения $\langle \theta_+ \rangle$ нанесены сплошными кривыми, значения $\langle \theta_- \rangle$ - пунктиром. Точечные кривые - средняя множественность и средний угол вылета $\langle \theta_+ \rangle = \langle \theta_- \rangle$ "самой быстрой" вторичной частицы, вычисленные методом Монте-Карло. Для этих кривых указаны статистические ошибки расчета.

Таблица 1

Среднее число высокоэнергетических частиц $\langle n \rangle = \langle n_N \rangle + \langle n_{\pi} \rangle$ в p - p и π^- - p столкновениях при энергии T .

	T , ГэВ	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{\max} > 0.2$	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{\max} > 0.4$	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{\max} > 0.7$
p - p	10	1,7	1,0	0,48
	10^2	1,9	1,0	0,48
	10^3	1,9	1,0	0,48
π^- - p	10	2,0	1,1	0,47
	10^2	2,3	1,1	0,51
	10^3	2,6	1,2	0,51

количественной характеристики эффекта лидирования. Обсуждение этих вопросов и является целью данной работы.

В табл.1 и на рис.1 и 2 показано, сколько частиц в неупругих p-p и π^- -p столкновениях рождается с кинетической энергией, больше \mathcal{J} :

$$\langle n(\mathcal{J}, s) \rangle = \{ \sigma_+ [1, \mathcal{J}, s] + \sigma_- [1, \mathcal{J}, s] \} / \sigma_{in}, \quad /1/$$

где функционалы

$$\sigma_{\pm} [z, \mathcal{J}, s] = \frac{\pi \sqrt{s}}{2} \int_{x(\mathcal{J})}^{x(\mathcal{J}_{max})} \phi_{\pm} [z, \pm x, s] dx, \quad /2/$$

$$\phi [z, x, s] = \int_0^{p(x, \mathcal{J})} E \frac{d^3 b(x, p_{\perp}, s)}{d^3 p} \frac{z(x, p_{\perp}, s)}{(x^2 s/4 + p_{\perp}^2 + M^2)^{1/2}} dp_{\perp}^2,$$

$$p = \sqrt{\mathcal{J}(\mathcal{J} + 2M)}, \quad x(\mathcal{J}) = 2p/\sqrt{s}, \quad p^2(x, \mathcal{J}) = p^2 - x^2 s/4,$$

$\mathcal{J}_{max} = (s + M^2 - M_x^2)/(2\sqrt{s}) - M$; M_x - минимальная масса рождающихся частиц за вычетом массы рассматриваемой частицы *; σ_{in} - полное экспериментальное сечение неупругого взаимодействия. Индексы "+" и "-" соответствуют передней и задней полусферам по отношению к направлению движения налетающей частицы в лабораторной системе координат. Напомним, что спектр $E d^3 p/d^3 p$ при $x > 0$ и $x < 0$ описывается различными формулами /7/. На рисунках в качестве примера рассмотрена начальная энергия $T = 100$ ГэВ, для других энергий картина аналогичная.

Из табл.1 следует, что число высокоэнергетических частиц практически не зависит от первичной энергии T и мало изменяется при переходе от одной реакции к другой. При этом, как показывают рисунки, существенно выделенными по энергии в подавляющем большинстве случаев оказываются частицы, которые сохраняют электрический заряд и барионное число первичных; менее вероятно образование высокоэнергетических частиц, отличающихся знаком заряда от первичных. В случае N-N столкновений очень мала вероятность рождения лидирующего мезона. В π -N столкновениях, где первичные мезон и нуклон находятся в равноправных кинематических условиях, нуклон тем не менее при $\mathcal{J} > 0,3 \mathcal{J}_{max}$ оказывается все чаще выделенным по энергиям, чем мезон /см. табл.2/.

* В реакциях $a + b \rightarrow c + \dots$, когда $\{a \equiv c \text{ или } b \equiv c\}$, $\{a \neq c\}$, $\{a = N, c = \pi\}$, масса M_x равна соответственно $M_N, M_N + M_{\pi}$, $2M_N$, где M_N - масса нуклона, M_{π} - масса π -мезона.

Таблица 2

Отношение среднего числа высокоэнергетических нуклонов и мезонов $\langle n_N \rangle / \langle n_{\pi} \rangle$ в p-p и π^- -p столкновениях при энергии T

	T, ГэВ	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{max} > 0,2$	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{max} > 0,4$	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{max} > 0,7$
p-p	10	2,3	8	~100
	10^2	1,6	8	~100
	10^3	1,5	8	~100
π^- -p	10	0,61	1,6	4,2
	10^2	0,52	1,5	4,2
	10^3	0,43	1,4	4,2

Таблица 3

Средний угол вылета высокоэнергетических протонов $\langle \theta_p \rangle$ в p-p и π^- -p столкновениях при энергии T /в градусах/

	T, ГэВ	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{max} > 0,2$	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{max} > 0,4$	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{max} > 0,7$
p-p	10	15	11	10
	10^2	5,1	4,0	3,2
	10^3	2,0	1,5	1,1
π^- -p	10	16	14	11
	10^2	7	5,2	3,8
	10^3	4	1,7	1,3

На рис.1,2 и в табл.3,4 приведены значения среднего угла вылета частиц в переднюю и заднюю полусферы:

$$\langle \theta_{\pm}(\mathcal{J}, s) \rangle = \sigma_{\pm} \left[\arctg\left(\frac{p}{p_{\parallel}}\right), \mathcal{J}, s \right] / \sigma_{\pm} [1, \mathcal{J}, s]. \quad /3/$$

В случае p-p столкновений угол $\langle \theta_+ \rangle = \langle \theta_- \rangle$; в π^- -p столкновениях нуклонов в передней полусфере практически нет, поэтому угол $\langle \theta_+ \rangle$ для нуклонов не указан.

Таблица 4

Отношение чисел высокоэнергетических мезонов в π^- -p взаимодействиях, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы: $\sigma_+ [1, \mathcal{J}, s] / \sigma_- [1, \mathcal{J}, s]$

T, ГэВ	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{\max} > 0,2$	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{\max} > 0,4$	$\mathcal{J}/\mathcal{J}_{\max} > 0,7$
10	1,6	2,2	5,8
10^2	1,6	2,1	6,8
10^3	1,6	2,1	9,3

Высокоэнергетические нуклоны рождаются преимущественно в узком телесном угле вокруг вектора скорости первичного протона. Мезоны высоких энергий также вылетают в узкий угол вокруг направления движения первичной частицы. В π^- -p реакции такие мезоны вылетают в основном в ту же полусферу, куда направлен вектор скорости первичного π^- -мезона, в обратном направлении вылетает лишь небольшое число частиц /см. табл.4/* Из рис.1 и 2 видно, что мезоны, как правило, вылетают в заметно более широкий угол, чем нуклоны. Углы высокоэнергетических частиц $\langle \theta \rangle$ слабо зависят от типа реакции и уменьшаются с ростом первичной энергии T.

На рис.3 на примере p-p и π^- -p столкновений при T=100 ГэВ показаны распределения радиуса пространственной области, с которой связан процесс образования высокоэнергетических частиц:

$$\langle \rho(\mathcal{J}, s) \rangle = \bar{n} / \langle \rho_1(\mathcal{J}, s) \rangle = \bar{n} \sigma_{in} \langle n(\mathcal{J}, s) \rangle / \sigma_+ [p_1, \mathcal{J}, s] + \sigma_- [p_1, \mathcal{J}, s] \quad /4/$$

Рождение частиц происходит в основном в области $\rho \sim (0,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-18}$ см; при этом нуклоны рождаются в среднем при больших радиусах, чем π -мезоны. Значения $\langle \rho \rangle$ слабо чувствительны к энергии первичных частиц T/см. табл.5/.

Характерные особенности "эффекта лидирования" можно понять, допуская, что высокоэнергетические нуклоны рождаются в основном в "скользящих" периферических столкновениях, когда в мезонную компоненту переходит сравнительно небольшая часть суммарной энергии \sqrt{s} , тем меньшая, чем более периферическим является столкновение

* Небольшое число мезонов в окрестности $\theta \sim \pi$ значительно увеличивает средний угол вылета мезонов:

$$\langle \theta \rangle = \frac{1}{2} (\langle \theta_+ \rangle \sigma_+ + \langle \theta_- \rangle \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-)$$

Например, при T=100 ГэВ для лидирующих мезонов с энергиями $\mathcal{J} > 0,7 \mathcal{J}_{\max}$ угол $\langle \theta_- \rangle$ почти на порядок превосходит угол $\langle \theta_+ \rangle$. Поэтому более наглядным будет отдельное рассмотрение $\langle \theta_+ \rangle$ и $\langle \theta_- \rangle$.

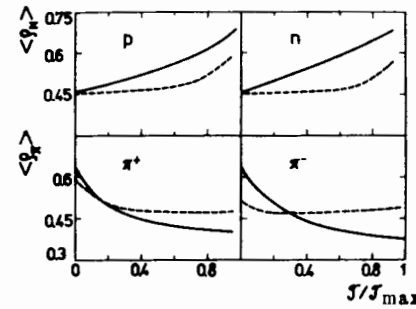


Рис.3. Распределение средних расстояний, на которых происходит образование вторичных частиц с энергией, большей \mathcal{J} . Сплошные и пунктирные кривые относятся соответственно к неупругим p-p и π^- -p столкновениям. Начальная энергия T = 100 ГэВ.

Таблица 5

Средний радиус пространственной области $\langle \rho \rangle \cdot [10^{-18}]$ см, с которым связано рождение нуклонов и π -мезонов при энергиях $\mathcal{J} > 0,7 \mathcal{J}_{\max}$

T, ГэВ	$\langle \rho_N \rangle$	$\langle \rho_\pi \rangle$	
10	0,65	0,51	
p-p	10^2	0,58	0,43
	10^3	0,55	0,41
10	0,52	0,53	
π^- -p	10^2	0,49	0,47
	10^3	0,48	0,44

Существенно, что механизм "скользящих столкновений" остается преобладающим в широком диапазоне энергий вплоть до максимальных T ~ 10^3 ГэВ, при которых еще имеются измерения спектров рождающихся частиц. Этот вывод подтверждается всей совокупностью известных в настоящее время экспериментальных данных.

Из приведенных данных хорошо видно, что резкого разделения между лидирующими и остальными вторичными частицами провести нельзя. Часто используемое в экспериментальных работах граничное условие $\mathcal{J}_{\text{лаб}} > 0,7T$, то есть $\mathcal{J} > (0,3 \pm 0,4) \sqrt{s} \approx (0,6 \pm 0,8) \mathcal{J}_{\max}$, является весьма условным. Хотя "эффект лидирования" становится более заметным по мере перехода к большим значениям $\mathcal{J}/\mathcal{J}_{\max}$, при T=100 ГэВ лидирующими можно считать уже частицы с $\mathcal{J} > 0,2 \mathcal{J}_{\max}$, при T= 10^3 ГэВ - частицы с $\mathcal{J} > 0,1 \mathcal{J}_{\max}$. Для подавляющего большинства таких частиц выполняется условие $\theta \sim 0$ или $\theta \sim \pi$, используемое некоторыми авторами в качестве дополнительного критерия при выделении лидирующих частиц.

В работе^{/4/} предложено в качестве лидирующей выбирать вторичную частицу, которая в данном акте неупругого взаимодействия имеет наибольшую кинетическую энергию, независимо от того, удовлетворяет или нет эта энергия граничному условию $\mathcal{T} > a \mathcal{T}_{\max}$ с каким-либо фиксированным коэффициентом a . /При высоких энергиях это вместе с тем и самая быстрая частица, хотя скорости большинства вторичных частиц близки к скорости света и различить их весьма трудно/. Теоретически такой выбор лидирующей частицы можно промоделировать, если воспользоваться методом Монте-Карло, который с помощью известных сечений $E d^3\sigma/d^3p$ и закона сохранения энергии-импульса позволяет найти множественность, углы вылета и энергию всех вторичных частиц для каждого отдельного акта неупругого взаимодействия*.

В системе центра масс, где в силу закона сохранения импульса рождение частицы с большой энергией \mathcal{T} и малым углом вылета $\theta \sim 0$ обычно сопровождается образованием компенсирующей очень быстрой частицы в области $\theta \sim \pi$, идентификация лидирующей частицы как наиболее энергичной /быстрой/ позволяет выделить лишь часть высокоэнергетических частиц: $\Delta_i(\mathcal{T}) = n_i(\mathcal{T}) - n_i(\mathcal{T})_{\max} \mathcal{T}$, ($i=p, n, \pi$). Суммарная разность множественностей

$$\int_0^{\mathcal{T}_{\max}} \{ \Delta_p(\mathcal{T}) + \Delta_n(\mathcal{T}) + \Delta_\pi(\mathcal{T}) \} d\mathcal{T} = \langle n \rangle - 1 \quad /5/$$

может быть весьма значительной. Однако при $\mathcal{T} > 0,5 \mathcal{T}_{\max}$ различие мало и целиком определяется вкладом мезонов; для нуклонов $n(\mathcal{T}) = n(\mathcal{T})_{\max} \mathcal{T}$ /см. рис.1,2 и табл.6/.

Как правило /даже в случае π -N столкновений/, наиболее энергичной вторичной частицей оказывается нуклон. Вероятность того, что выделенным по энергии будет π -мезон, значительно меньше; в области $\mathcal{T} > 0,5 \mathcal{T}_{\max}$ она пренебрежимо мала.

Подобно средней множественности, угловые распределения "самых быстрых" и всех высокоэнергетических нуклонов при $\mathcal{T} > 0,5 \mathcal{T}_{\max}$ практически совпадают. Эти распределения близки и для мезонов. Вместе с тем в N-N столкновениях, где множественность "самых

* Один из способов такого расчета описан в статьях^{/8/} и более подробно в монографии^{/9/}. Похожий способ использовался и в данном случае. Существенное различие состоит в замене полиномиальных аппроксимаций сечений более сложными феноменологическими выражениями из^{/7/} и в использовании мажорирующих выражений для ускорения розыгрыша искомых значений x и p_\perp . Розыгрышу этих величин для каждой вторичной частицы с предшествовал розыгрыш знака ее электрического заряда на основе относительных вероятностей:

$$\sigma(s, a+b+c+\dots) / \sum_k \sigma(s, a+b+c_k+\dots) = \langle n_c(s) \rangle / \sum_k \langle n_{e_k}(s) \rangle.$$

Суммарная множественность вторичных частиц, так же как в^{/8,9/}, фиксировалась законом сохранения энергии-импульса.

Таблица 6

Вероятность того, что самой быстрой вторичной частицей является протон, нейтрон или π -мезон /в процентах/.
Первичная энергия $T = 100$ ГэВ

Частица	Взаимодействие	
	p-p	π^- -p
p	75 \pm 2,5	39 \pm 1,5
n	11 \pm 1	34 \pm 1,5
π^-	3 \pm 0,5	11 \pm 0,5
все π	14 \pm 1	27 \pm 1
(p+n)/ π	6,1 \pm 0,6	2,7 \pm 0,1

быстрых" мезонов даже при больших \mathcal{T} несколько меньше суммарной множественности высокоэнергетических мезонов /рис.2/, углы вылета последних более широкие. Это обусловлено вкладом каналов с рождением сразу нескольких высокоэнергетических частиц.

Как видно, в области высоких энергий выделение лидирующих частиц по абсолютной и относительной величине \mathcal{T} приводит к одинаковому результату. При меньших энергиях сопоставление двух способов отбора дает интересную дополнительную информацию. Правда, экспериментальное исследование этого вопроса требует большой статистики регистрируемых событий.

Следует подчеркнуть, что все приведенные выше выводы - это не результат теории, а следствие феноменологического анализа экспериментальных данных. Хотя исходные данные весьма разрозненные /особенно в области высоких энергий/, объединение их с помощью единой аппроксимации позволяет получить достаточно полную картину неупругого столкновения двух адронов.

Дальнейшее уточнение описания акта неупругого столкновения связано с учетом резонансных каналов. Как известно, значительная часть вторичных частиц образуется в результате распада резонансов ω , ρ и т.д., в то время как используемая нами аппроксимация $E d^3\sigma/d^3p$ относится к результирующим, послераспадным сечениям. Расчет распадов может быть выполнен весьма точно, поэтому явное выделение сечений резонансных каналов $d^3\sigma_{\text{RES}}/d^3p$ дает возможность улучшить аппроксимацию наблюдаемых сечений $d^3\sigma/d^3p$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гайтинов А.Ш. и др. ЯФ, 1976, 24, с.350.
2. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-8064, Дубна, 1974.
3. Часников И.Я. ОИЯИ, 1-10696, Дубна, 1977.

4. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, 1-10804, Дубна, 1977.
5. Диденко Л.А., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Асимметрия адронных взаимодействий. "Наука", М., 1981.
6. Basile M. et al. Lett. Nuovo Cim., 1981, 32, p.321; Report CERN EP/81-86, Geneva, 1981.
7. Barashenkov V.S., Slavin N.V. Acta Phys.Pol., 1981, B12, p.563,951,959.
8. Barashenkov V.S. et al. Acta Phys.Pol., 1969, 36, p.457,877.
9. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.

Барашенков В.С., Славин Н.В.

P2-82-434

Лидирующие частицы в неупругих N-N и π -N столкновениях

На основе феноменологической аппроксимации известных экспериментальных данных по неупругим взаимодействиям адронов высоких энергий $/5+5 \cdot 10^8$ ГэВ/ и моделирования актов взаимодействия методом Монте-Карло анализируются свойства высокоэнергетической компоненты рождающихся частиц. Качественные отличия от средних характеристик вторичных частиц начинают проявляться при кинетических энергиях $\mathcal{J} \geq 0,2 \mathcal{J}_{\max}$, где \mathcal{J}_{\max} - максимально возможная энергия рожденной частицы. Обсуждаются различные способы выделения лидирующих частиц, большинство из которых являются нуклонами. Рождение этих частиц происходит преимущественно на периферии области взаимодействия. При $\mathcal{J} \geq 0,5 \mathcal{J}_{\max}$ в каждом акте взаимодействия лидирующая частица одновременно является и самой быстрой вторичной частицей.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Barashenkov V.S., Slavin N.V.

P2-82-434

The "Leading" Particle Effect in Inelastic N-N and π -N Collisions

Characteristics of the high-energy component of particles produced in inelastic hadron-hadron collisions at energies of $5-5 \times 10^8$ GeV are analysed on the basis of the phenomenological approximation of known experimental data and Monte-Carlo modeling of individual acts of collision. Qualitative distinctions from the average characteristics of the particles produced become apparent at kinetic energies $\mathcal{J} \geq 0,2 \mathcal{J}_{\max}$, where $\mathcal{J}_{\max} = \sqrt{s}/2 - M$ is the highest possible energy of these particles. A number of methods for separating the "leading" particles are considered. Most of these particles are nucleons, even in the case of π -N collisions. The "leading" particles are produced mainly at the periphery of the interaction region. At $\mathcal{J} > 0,5 \mathcal{J}_{\max}$ the "leading" particle is the fastest one in every act of interaction.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR, Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июня 1982 года.