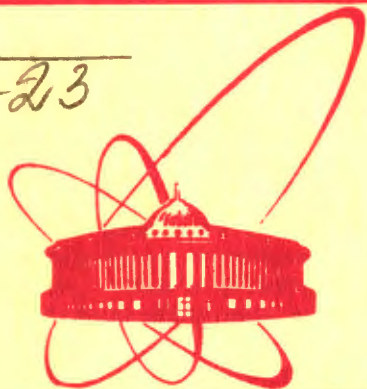


A-23



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3461/2-81

13/VI-81

P1-81-176

ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
 π^- -МЕЗОНОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЯДЕР d , ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$
С ЯДРАМИ ТАНТАЛА ПРИ ИМПУЛЬСЕ
4,2 ГэВ/с. нукл.

Сотрудничество: Баку - Белград - Бухарест -
Варна - Варшава - Дубна -
Москва - Прага - София -
Улан-Батор

Направлено в ЯФ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа представляет собой продолжение цикла работ по исследованию взаимодействий легких релятивистских ядер - дейтерия, гелия и углерода - с тяжелыми ядрами тантала ($A=181$) при импульсе первичных ядер $4,2$ ГэВ/с.нукл.^{1-5/}. Предыдущие работы были посвящены в основном изучению сечений взаимодействия ядер и множественности вторичных частиц, образующихся при этих взаимодействиях. Было показано, что эти характеристики и их зависимость от атомного веса ядра-снаряда и ядра-мишени можно объяснить на основе представления о независимом взаимодействии нуклонов ядра-снаряда с ядром-мишенью. В данной работе представлены импульсные и угловые спектры π^- -мезонов, образующихся при столкновении релятивистских ядер. Эти характеристики уточняют наше представление о механизме взаимодействия ядер с ядрами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Экспериментальный материал был получен с помощью 2-метровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле напряженностью 15 кГс. В рабочем объеме камеры размещались 3 танталовые пластины толщиной 1 мм на расстоянии 93 мм друг от друга. Камера облучалась ядрами дейтерия, гелия-4 и углерода-12 с импульсами $2,3$; $4,2$ и $5,1$ ГэВ/с.нукл на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Зарегистрированные в камере взаимодействия измерялись на полуавтоматах САМЕТ и обсчитывались по программе GEOFIT. Средняя относительная ошибка в измерении импульсов составляла 12% , а в измерении углов - $0,01$ рад. Более подробно методические вопросы рассмотрены в работе ^{6/}.

В данной работе исследуются импульсные и угловые характеристики отрицательных частиц, π^- -мезонов, образованных ядрами с первичным импульсом на нуклон $4,2$ ГэВ/с. Отрицательные пионы легче других типов частиц идентифицируются в камере, по знаку заряда. Оценки показали, что примесь неидентифицируемых электронов не превышает 5% ^{7/}, а отрицательных странных частиц - 1% . Средний граничный импульс, начиная с которого π^- -мезоны уверенно идентифицировались, составлял 80 МэВ/с. Была внесена поправка на потерю частиц, вылетающих под углом около 90°

Объединенный институт

ядерных исследований

БИБЛИОТЕКА

Таблица 1

A_i	d	${}^4\text{He}$	${}^{12}\text{C}$
N	1354	674	1177

к направлению пучка и "застревающих" в пластине, а также на потерю частиц, вылетающих под большим углом к плоскости фотографирования. Эта поправка составила для облучения дейтроном, ядрами гелия и углерода соответственно 11,13 и 7%.

В табл.1 приведено количество зарегистрированных и измеренных событий разных типов $/P_0 = 4,2 \text{ ГэВ/с.нукл./}$.

3. СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ

В табл.2 приведены средние характеристики π^- -мезонов, образованных во взаимодействиях разных первичных ядер с ядрами тантала, а именно: средний импульс π^- -мезонов $\langle p \rangle$; средний угол вылета по отношению к направлению первичного ядра $\langle \theta \rangle$; средний поперечный импульс $\langle p_{\perp} \rangle$ и средняя быстрота $\langle y \rangle$. В двух первых строках табл.2 приведены полное число зарегистрированных π^- -мезонов n_{π^-} и их средняя множественность в одном событии $\langle n_{\pi^-} \rangle$. Как видно из табл.2, средние характеристики π^- -мезонов почти не зависят от типа ядра-снаряда. Наблюдается только небольшое $\sim 10\%$ уменьшение среднего угла $\langle \theta \rangle$ и увеличение средней быстроты $\langle y \rangle$ при переходе от дейтрона к углероду.

Таблица 2

A_i	d	α	C	Модель ДКМ для CТа
n_{π^-}	1067	929	3453	3522
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$0,91 \pm 0,05$	$1,60 \pm 0,11$	$3,2 \pm 0,2$	$4,0 \pm 0,2$
$\langle p \rangle \text{ ГэВ/с}$	$0,46 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,02$	$0,48 \pm 0,01$	$0,47 \pm 0,01$
$\langle \theta \rangle \text{ рад}$	$0,99 \pm 0,02$	$0,91 \pm 0,02$	$0,90 \pm 0,01$	$0,96 \pm 0,02$
$\langle p_{\perp} \rangle \text{ ГэВ/с}$	$0,24 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,01$	$0,240 \pm 0,003$	$0,225 \pm 0,004$
$\langle y \rangle$	$0,70 \pm 0,01$	$0,76 \pm 0,02$	$0,79 \pm 0,01$	$0,77 \pm 0,01$

4. ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ

Импульсные спектры π^- -мезонов, образованных при столкновении различных первичных ядер с ядрами тантала, представлены на рис.1 в полулогарифмическом масштабе. Спектры нормированы

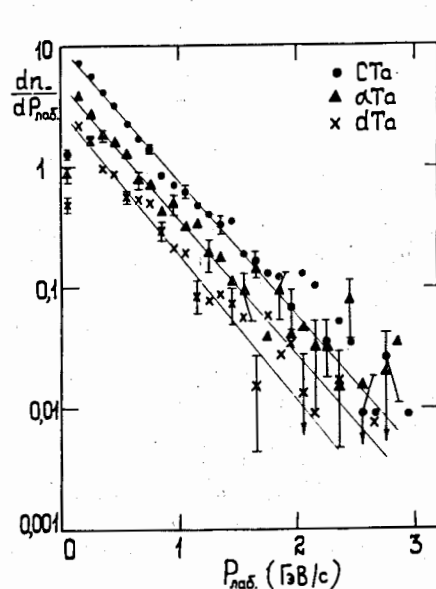


Рис.1. Импульсные спектры π^- -мезонов.

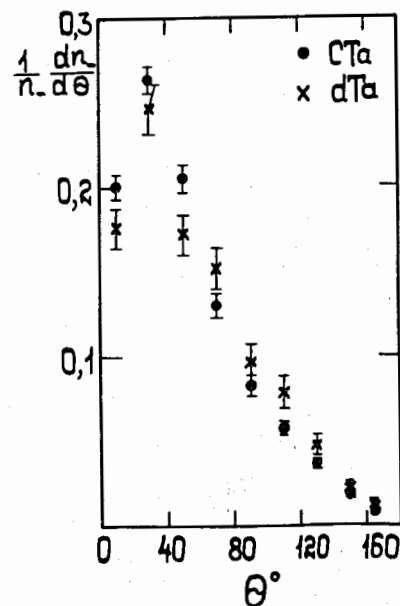


Рис.2. Угловые распределения π^- -мезонов.

на одно взаимодействие. Прямые линии представляют собой результат аппроксимации спектров экспоненциальной зависимостью:

$$\frac{dn_{\pi^-}}{dP_{\text{лаб}}} = a e^{-bP_{\text{лаб}}}$$

В табл.3 приведены значения параметров a и b для разных типов реакций и соответствующие им значения χ^2 на одну степень свободы. Как видно из рис.1 и табл.3, импульсные спектры π^- -мезонов хорошо аппроксимируются экспоненциальной зависимостью с одинаковым показателем для всех первичных ядер.

На рис.2 приведены угловые распределения π^- -мезонов в $d\text{Та}$ - и $C\text{Та}$ -взаимодействиях. Из рисунка видно, что угловое распределение π^- -мезонов в $d\text{Та}$ -взаимодействиях несколько шире, чем в $C\text{Та}$ -взаимодействиях.

Таблица 3

A_i	d	a	C
a	3,0 \pm 0,2	5,0 \pm 0,3	10,2 \pm 0,3
b	2,8 \pm 0,1	2,6 \pm 0,1	2,6 \pm 0,05
χ^2	1,11	0,95	1,46

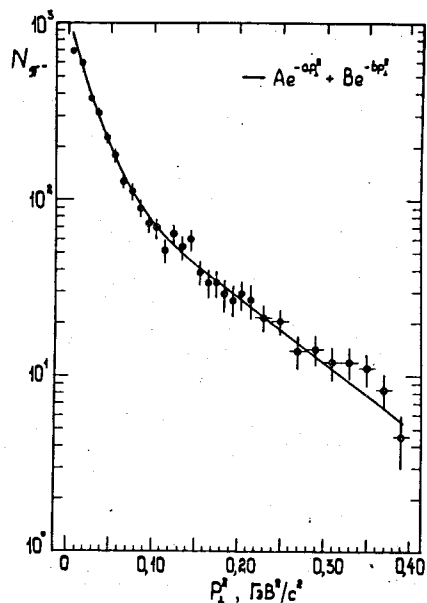


Рис.3. Распределение по квадрату поперечного импульса π^- -мезонов в CTa -взаимодействии.

На рис.3 представлено распределение π^- -мезонов из CTa -взаимодействий по квадрату поперечного импульса p_{\perp}^2 . Сплошная линия представляет собой результат аппроксимации этого распределения двумя экспонентами:

$$\frac{dn_{\pi^-}}{dp_{\perp}^2} = A e^{-ap_{\perp}^2} + B e^{-bp_{\perp}^2}.$$

Коэффициенты A , a , B , b и значения χ^2 на одну степень свободы приведены в табл.4 для разных первичных ядер. Как видно из этой таблицы, распределение по p_{\perp}^2 хорошо аппроксимируется двумя экспонентами с одинаковыми параметрами для

всех первичных ядер. Такой характер распределения по p_{\perp}^2 указывает на существование двух механизмов образования π^- -мезонов в этих взаимодействиях.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ ПО БЫСТРОТАМ И ПО ФЕЙНМАНОВСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ x

На рис.4 приведены распределения π^- -мезонов по быстротам в лабораторной системе координат для разных первичных ядер, нормированные на одно взаимодействие. На рис.5 показано отно-

Таблица 4

A_i	d	a	C
A	0,88 \pm 0,12	0,88 \pm 0,11	0,85 \pm 0,07
B	0,12 \pm 0,03	0,12 \pm 0,04	0,15 \pm 0,02
a	42 \pm 6	39 \pm 5	44 \pm 4
b	8 \pm 1	8 \pm 1	8,5 \pm 0,5
χ^2	0,89	0,89	0,93

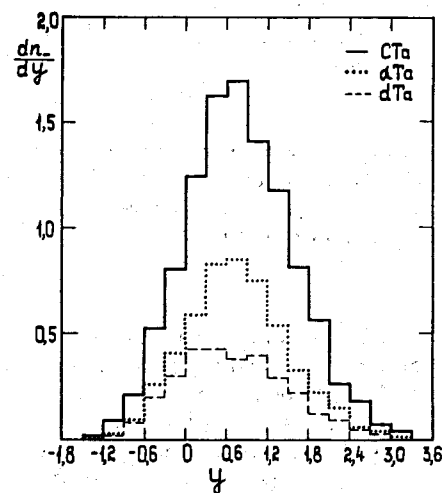


Рис.4. Распределения π^- -мезонов по быстротам в лабораторной системе координат.

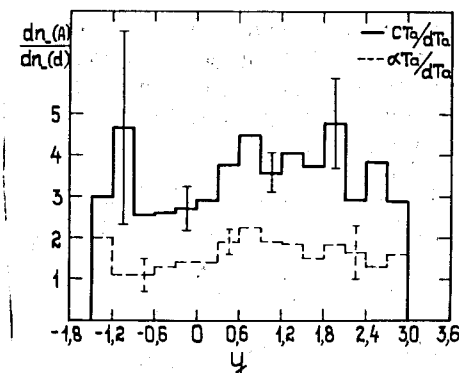


Рис.5. Отношения распределений по быстротам π^- -мезонов для разных ядер-снарядов.

шение распределений по быстротам для CTa - и αTa -взаимодействий к распределению для dTa -взаимодействий. Из рис.4 и 5 видно, что увеличение множественности π^- -мезонов с увеличением атомного веса налетающего ядра происходит почти одинаково во всех интервалах быстрот.

На рис.6 и 7 представлены распределения π^- -мезонов из CTa -взаимодействий в системе центра масс нуклон-нуклон по фейнмановской переменной x и по косинусу угла вылета θ^* соответственно. Оба эти распределения не симметричны. Распреде-

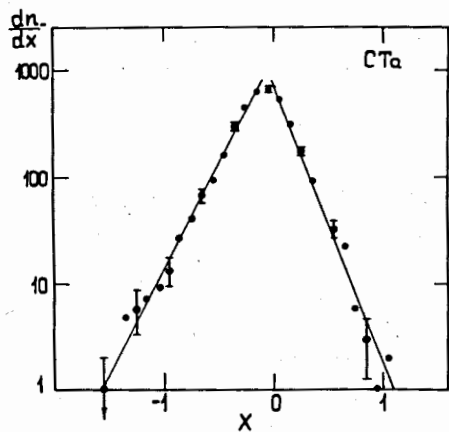


Рис.6. Распределения π^- -мезонов из СТа-взаимодействий по фейнмановской переменной x в системе центра масс нуклон-нуклон.

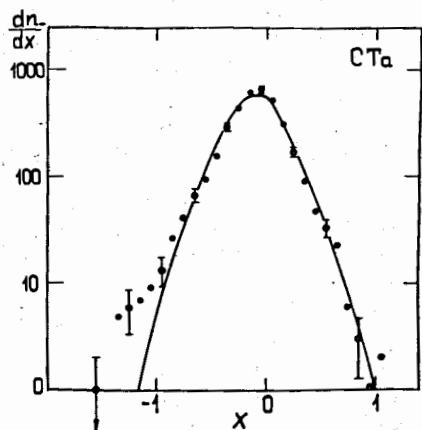


Рис.8. Сравнение экспериментального распределения π^- -мезонов по переменной x с предсказанием модели внутриядерного каскада/ДКМ/^{15/}.

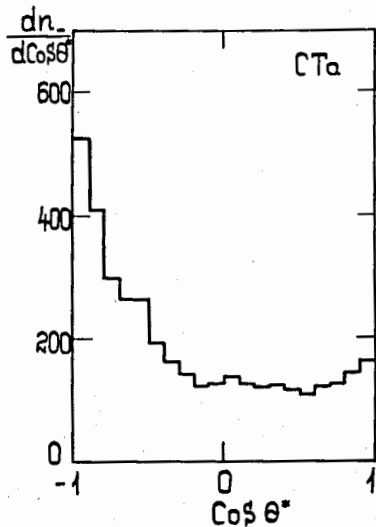


Рис.7. Угловое распределение π^- -мезонов из СТа-взаимодействий в системе центра масс нуклон-нуклон.

ние по x хорошо описывается экспоненциальной зависимостью e^{ax} с коэффициентами наклона $a_1 = -6,0 \pm 0,2$ ($\chi^2 = 0,96$) в передней полусфере ($x > 0$) и $a_2 = 4,6 \pm 0,1$ ($\chi^2 = 0,77$) в задней полусфере ($x < 0$). Отсюда следует, что система центра масс нуклон-нуклон не является системой центра масс для всей совокупности π^- -мезонов, образованных в СТа-взаимодействиях. Следовательно, для описания этих распределений требуется учет внутриядерных процессов. На рис.8 сравнивается экспериментальное распределение по x с предсказанием модели внутриядерного каскада^{15/}/ДКМ/. Видно, что

модель удовлетворительно описывает экспериментальное распределение, за исключением области $x < -1$, где в эксперименте, по-видимому, наблюдаются кумулятивные π^- -мезоны. В последней колонке табл.2 приведены предсказания модели ДКМ для средних характеристик π^- -мезонов из СТа-взаимодействий. Эти предсказания хорошо согласуются с экспериментальными значениями, кроме средней множественности.

6. КОРРЕЛИРОВАННОЕ ИСПУСКАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ

Исследование интерференции двух π^- -мезонов в ядро-ядерных столкновениях^{8,9/} позволило оценить размеры области генерации π^- -мезонов. Многочастичные корреляции в системах тождественных частиц изучались ранее в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях^{10-14/}. Было показано, что мезоны одного знака чаще, чем разноименные, вылетают сравнительно узким пучком. Одним из результатов работ^{10,13,14/} является вывод о том, что корреляции в системах из трех и четырех пионов обусловлены двухчастичными корреляциями.

В настоящей работе изучается процесс коррелированного испускания нескольких π^- -мезонов, образующихся при взаимодействии ядер углерода с ядрами тантала. Для этого анализируются спектры эффективных масс $M_{n\pi}$ систем, состоящих из n π^- -мезонов ($n=2,3,4$). При построении распределений по $M_{n\pi}$ за величину "шага" было принято экспериментальное разрешение по массе системы n -мезонов, которое в области эффективных масс $M_{n\pi}$, меньших среднего значения $\langle M_{n\pi} \rangle$, составляло $\Delta M_{n\pi} = 20; 40; 60$ МэВ соответственно для $n=2; 3; 4$. Для получения фонового распределения проводилась случайная выборка π^- -мезонов из разных событий. Так как импульсные и угловые спектры π^- -мезонов зависят от числа π^- -мезонов в событии, случайные выборки для фонового распределения осуществлялись только из событий с одинаковым числом π^- -мезонов, а затем случайные комбинации суммировались с весами, пропорциональными вкладу в экспериментальное распределение событий с данным числом π^- -мезонов. Фоновые распределения нормировались на число комбинаций в экспериментальных распределениях в области $M_{n\pi} > M_{n\pi}^{GR}$, где $M_{n\pi}^{GR}$ - некоторое граничное значение эффективной массы, которое выбиралось так, чтобы при увеличении $M_{n\pi}^{GR}$ превышение числа экспериментальных комбинаций над фоновыми практически не менялось.

На рис.9 приведены значения отношения R_n экспериментального и фонового распределений по эффективной массе систем n π^- -мезонов (0). Левая граница распределений совпадает с суммой масс π^- -мезонов. Для всех трех систем π^- -мезонов / $n = 2, 3, 4$ / наблюдается превышение экспериментальных распределе-

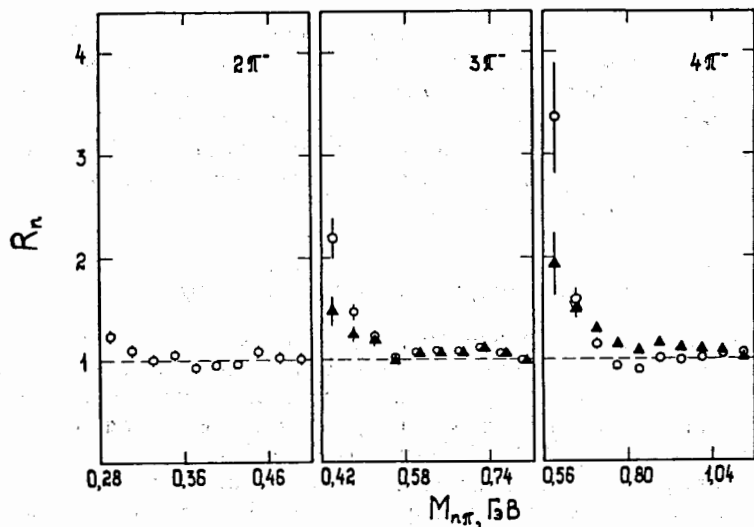


Рис.9. Отношения экспериментальных распределений по эффективной массе системы n π^- -мезонов к фоновым распределениям.

ний над фоновыми в области малых эффективных масс, что свидетельствует о наличии корреляций в испускании двух, трех и четырех π^- -мезонов, рожденных в СТа-взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с.нукл.

Для исследования влияния двойных и тройных корреляций на корреляции более высокой кратности было построено другое фоновое распределение, в котором $(n-1)$ π^- -мезон брался из одного события и только n -й π^- -мезон - из другого. Значения R_n для такого фона тоже приведены на рис.9 (\blacktriangle) для $n=3$ и 4 . Как видно из рис.9, превышение экспериментального распределения над фоновым в области малых эффективных масс сохраняется и при таком фоне, что свидетельствует о существовании коррелированного испускания трех и четырех π^- -мезонов, не обусловленного двойными и тройными корреляциями*. Подобный результат предсказывался в работе^{12/}, в которой утверждалось, что парные корреляции могут воспроизвести лишь $1/2 \cdot (n-2)!$ часть высоты интерференционного максимума в точке $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 = \dots = \vec{p}_n$.

* В дальнейшем будет проведен более подробный анализ влияния процедуры построения фонового распределения на величину эффекта.

ВЫВОДЫ

1. Импульсные и угловые распределения π^- -мезонов, образующихся во взаимодействиях легких ядер с ядрами тантала, слабо зависят от природы налетающего ядра.
2. Увеличение множественности π^- -мезонов с увеличением атомного веса налетающего ядра происходит почти одинаково во всех интервалах быстрот.
3. В СТа-взаимодействиях наблюдается образование кумулятивных π^- -мезонов в области фрагментации ядра-мишени.
4. В СТа-взаимодействиях наблюдается коррелированное испускание трех и четырех π^- -мезонов, не сводящееся к парным корреляциям.

Авторы выражают благодарность персоналу 2-метровой пропапановой камеры за получение снимков и лаборантам за помощь в просмотре и обработке экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-10779, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с.1020.
2. Abdurakhmanov E.O. et al. JINR, E1-11517, Dubna, 1978; ЯФ, 1978, 28, с.1304.
3. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-12281, Дубна, 1979; ЯФ, 1979, 30, с.1590.
4. Angelov N. et al. JINR, E1-12548, Dubna, 1979.
5. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-80-473, Дубна, 1980.
6. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
7. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, 1-80-778, Дубна, 1980.
8. Fung S.Y. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.1592.
9. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-12504, Дубна, 1979; ЯФ, 1980, 31, с.411.
10. Бумажнов В.А. и др. ЯФ, 1980, 32, с.1020.
11. Бацкович С. и др. ЯФ, 1980, 31, с.1234.
12. Копылов Г.И. ОИЯИ, P2-7211, Дубна, 1973; Kopylov G.I. et al. JINR, E2-9249, Dubna, 1975.
13. Voesebeck K. et al. Nucl.Phys., 1973, B52, p.189.
14. Le Guyader J., Sene M. Nucl.Phys., 1973, B52, p.422.
15. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ОИЯИ, P2-10431, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с.658.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 марта 1981 года.