

2/II-72

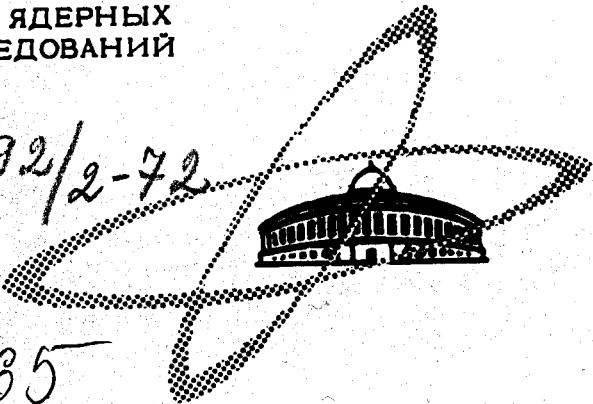
A-817

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

292/2-72

P7 - 6165



6165

У.А.Арифов, Э.С.Мухамадиев,
Э.С.Парилис, А.С.Пасюк

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
ПО ВЫЗЫВАЕМОЙ ИМИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

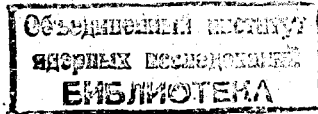
1971

P7 - 6165

У.А.Арифов, Э.С.Мухамадиев,
Э.С.Парилис, А.С.Пасюк

ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
ПО ВЫЗЫВАЕМОЙ ИМИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Направлено в ЖТФ



В в е д е н и е

В настоящее время для синтеза трансураниевых элементов, получения нейтронобогатенных и протонобогащеных изотопов, спонтанно делящихся изомеров и для других задач, связанных с изучением строения атомного ядра, используются ускорители тяжелых многозарядных ионов^{/1/}. Эти задачи требуют все большего и большего увеличения атомного веса ускоряемых ионов, а, следовательно, и их заряда. Разрабатываемые вновь и усовершенствованные источники многозарядных ионов обычно исследуются на испытательных стендах.

При анализе ионного пучка на масс-анализаторе происходит разделение ионов по A/Z (A, Z - масса и заряд иона соответственно), причем в один пучок попадают пары ионов, соответствующие равным или близким значениям этого отношения (Ar_{40}^{5+} и O_{16}^{2+} , Kr_{84}^{3+} и N_{14}^{+} , Kr_{84}^{7+} и C_{12}^{+} , He_{132}^{11+} и C_{12}^{+} и т.д.).

Возникает проблема количественной оценки ионов, входящих в эти пары. Для этой цели был предложен метод идентификации многозарядных ионов по вызываемой ими потенциальной электронной эмиссии из металла^{/2/}.

§1. Краткий анализ механизма эмиссии и методика

идентификации

При сближении многозарядного иона с поверхностью металла образуется возбужденная система, поскольку глубокие уровни иона вакантны, и высоколежащие энергетические зоны металла заполнены электронами. Подобная система быстро релаксирует путем Оже-эффекта. Когда один из электронов металла заполняет ионную вакансию, передавая избыточную энергию другому электрону, происходит нейтрализация иона с одновременной эмиссией электрона из металла (рис. 1).

Теоретическая оценка показывает, что эта эмиссия сильно зависит от степени ионизации иона и на 1-2 порядка превосходит эмиссию, вызываемую действием однозарядных ионов.

Метод идентификация основан на том, что эмиссия электронов нелинейно зависит от заряда иона. Действительно, вероятность Оже-нейтрализации иона на поверхности металла на неглубокий уровень больше, чем на глубокий, а с другой стороны, вероятность выхода электронов из металла растет с их энергией. Оптимальное значение выхода электронов достигается примерно при шаге в 25-30 эв, и нейтрализация глубоких уровней происходит ступенчато с шагом того же порядка. Это означает, что эмиссия под действием многозарядного иона пропорциональна полной энергии нейтрализации, которая примерно пропорциональна Z^2 .

Задача идентификации многозарядных ионов состоит в том, что для смешанных пучков требуется определить долю N_z -многозарядных и N_1 -однозарядных ионов в пучке ($N_1 + N_z = 1$).

В чистом пучке определение коэффициента ионно-электронной эмиссии γ_z сводится к измерению тока ионов на мишень - I_M и тока вторичных электронов на коллектор - I_e , причем

$$\gamma_z = \frac{I_e}{I_M} Z . \quad (1)$$

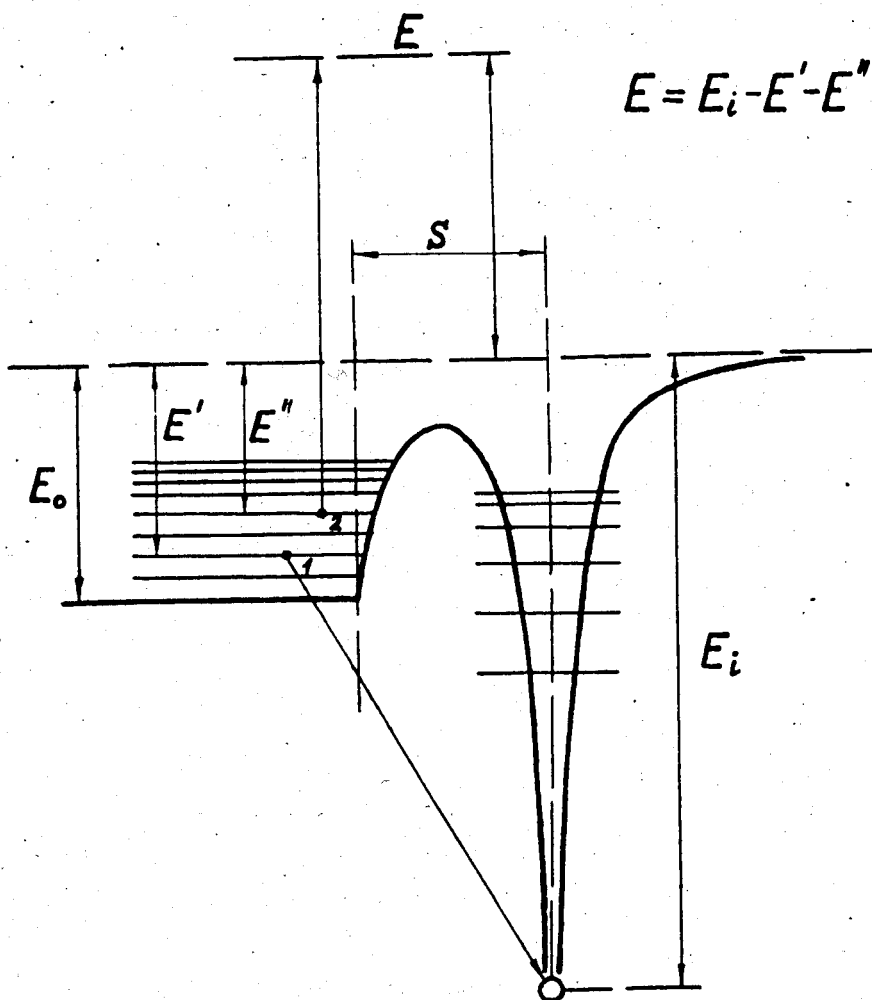


Рис. 1. Схема Оже-нейтрализации.

Для смешанного пучка применяется формула:

$$\gamma = \frac{N_Z (\gamma_Z - \gamma_1) + \gamma_1}{N_Z (Z-1) + 1}, \quad (2)$$

где $\gamma_{\text{изм.}}$ - измеренная величина коэффициента вторичной эмиссии, γ_Z - коэффициент для многозарядной компоненты, γ_1 - коэффициент для однозарядной компоненты, N_Z - доля многозарядных ионов в пучке. Из этих величин $\gamma_{\text{изм.}}$ и γ_1 могут быть определены экспериментально, N_Z является искомой величиной, а γ_Z может быть определен либо интерполяцией значений γ_{Z-1} и γ_{Z+1} , либо из зависимости γ от полной энергии нейтрализации многозарядного иона. Тогда

$$N_Z = \frac{\gamma_{\text{изм.}} - \gamma_1}{\gamma_Z - \gamma_{\text{изм.}} (Z-1) - \gamma_1}, \quad (3)$$

- если 1) $\gamma_{\text{изм.}} = \gamma_1$, то $N_Z = 0$ и
 2) $\gamma_{\text{изм.}} = \frac{\gamma_Z}{Z}$, то $N_Z = 1$.

Благодаря тому, что $\gamma_Z \sim Z^2$, идентификация многозарядных ионов по вызываемой ими электронной эмиссии принципиально возможна.

§2. Экспериментальная установка

Опыты проводились на стенде испытания источников многозарядных ионов ЛЯР ОИЯИ^{/3/}. Масс-спектрометрический анализ пучка ускоренных многозарядных ионов осуществляется электромагнитным способом в однородном магнитном поле с $H = 4+6$ кэ при повороте на 180° (рис. 2). Ускоряющее напряжение $U = 10 + 15$ кв. При этом ионы с одинаковым отношением A/Z описывают дугу радиуса

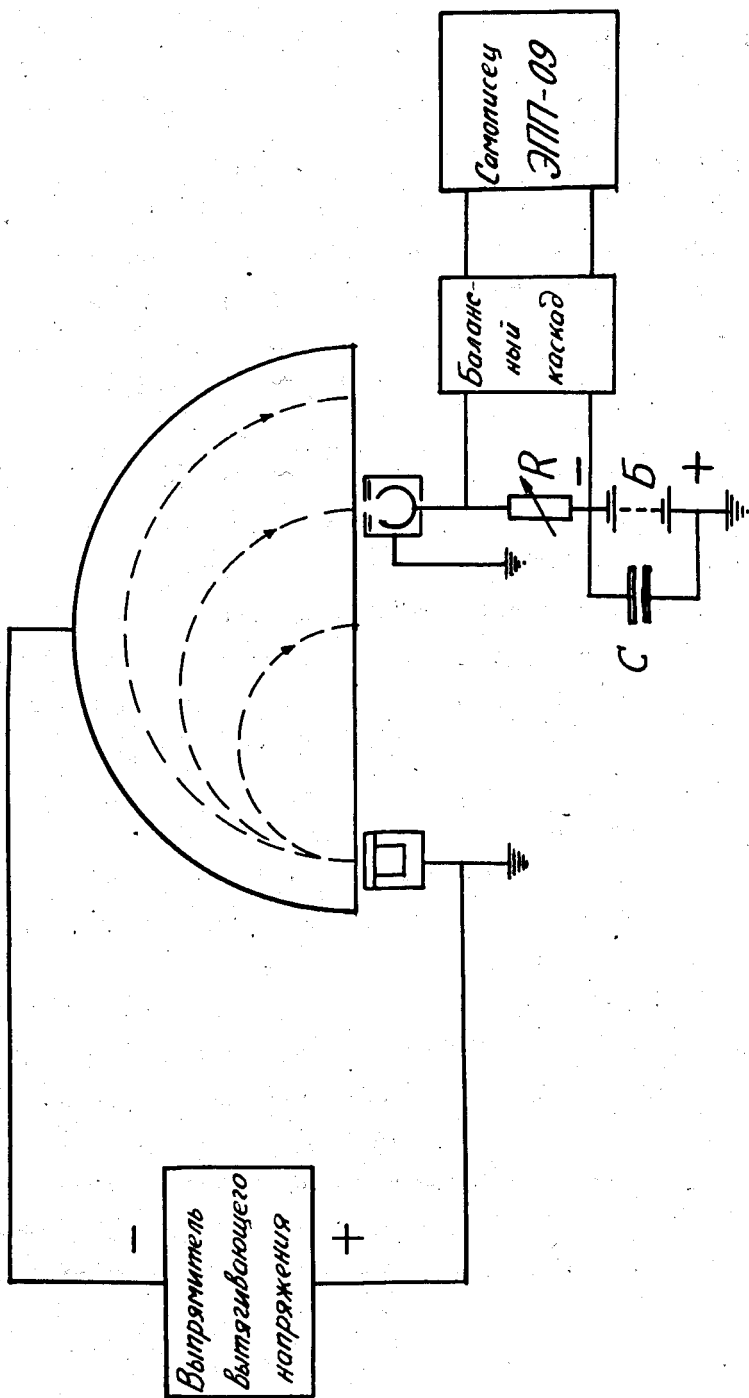


Рис. 2. Блок-схема анализа ионов.

$$R = \frac{4,56}{H} \sqrt{\frac{UA}{Z}} \quad (4)$$

где R - в см, H - в кэст, U - в кв.

Поскольку мишень находится в однородном магнитном поле, вторичные электроны будут заворачиваться вокруг силовых линий, описывая спирали с радиусом $r = \frac{3,4}{H} \sqrt{E}$, где r - в см, H - в эрст, E - в эв. Для $E < 1$ кэв, $r < 10^{-2}$ см, что благоприятствует их сбору на коллектор. Наиболее удобным положением мишени будет наклонное по отношению к направлению поля.

Конструкция мишень-коллекторной системы и электрическая схема измерений показана на рис. 3. Конструкция включает мишень, изготовленную из листового молибдена в виде половины усеченного конуса, и коллектора для вторичных электронов (тоже из молибдена).

Заклученная в медный экран мишень-коллекторная система укрепляется на механизме перемещения, который, двигаясь вдоль фокальной плоскости, регистрирует ионы с разными A/Z . С этим механизмом связан сельсин-датчик, который управляет сельсином-приемником, установленным на самопишущем приборе ЭПП-09 для протягивания бумажной ленты. Таким образом, в случае необходимости на диаграммную ленту можно записывать токи ионов на мишень и по ним определять кратность заряда ионов - Z .

Источник ионов работает в импульсном режиме, поэтому токи ионов также модулированы. Это позволяет для измерений тока первичных ионов и вторичных электронов применять импульсную методику с регистрацией токов на экране осциллографа подобно тому, как это описано в /4/.

При измерении первичного тока ионов мишень и коллектор вторичных электронов соединяются между собой, образуя фарадеев цилиндр. Для измерения тока вторичных электронов между мишенью и коллектором прикла-

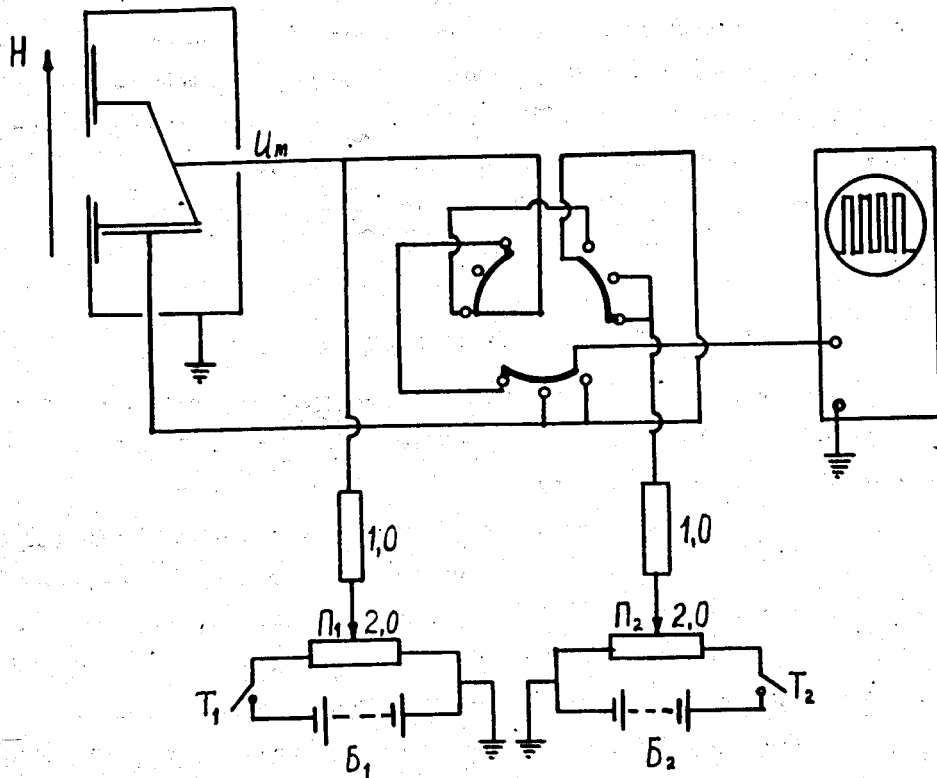


Рис. 3. Электрическая схема измерений.

дывается напряжение для вытягивания электронов, эмиттируемых из мишени, и для задержки ионов, отраженных от поверхности и выбитых из мишени.

Как видно из рис. 2, вблизи приемной части происходит почти полное торможение ионов. Нужную энергию ионы приобретают под действием ускоряющего напряжения U_M , приложенного на мишень через потенциометр P_1 . Перед измерениями мишень не прогревалась.

Камера стенда откачивалась одним диффузионным паромасляным насосом со скоростью откачки 5000 л/сек. До работы источника давление остаточных газов в объеме не превышало $(4+5) \cdot 10^{-6}$ торр. Во время работы источника давление в объеме повышалось до $(1+2) \cdot 10^{-5}$ торр.

§3. Результаты измерений и их обсуждение

При помощи описанной системы были произведены измерения эмиссии электронов для многозарядных ионов Ar , Kr , Xe , S и Cu на молибденовой и вольфрамовой мишенях. Были сняты зависимости γ_Z от энергии ионов и кратности заряда. Кроме того во многих пучках были определены соотношения между много- и однозарядными ионами.

На рис. 4,5,6 представлены зависимости γ_Z от энергии ионов Ar , Kr и Xe для молибденовой мишени. Из рисунков видно, что коэффициент потенциальной электронной эмиссии для многозарядных ионов зависит от скорости бомбардирующих ионов; при этом чем больше скорость иона, тем меньшее значение имеет γ_Z , так же как в опытах Хэгструма^{/5/}. С увеличением скорости иона время прохождения ионом расстояния, на котором с наибольшей вероятностью происходит Оже-переход, уменьшается. В результате по мере роста скорости многозарядные ионы внедряются в мишень, испытывая лишь частичную нейтрализацию, что приводит к уменьшению γ_Z . Чем выше кратность заряда иона Z , тем круче спад кривых.

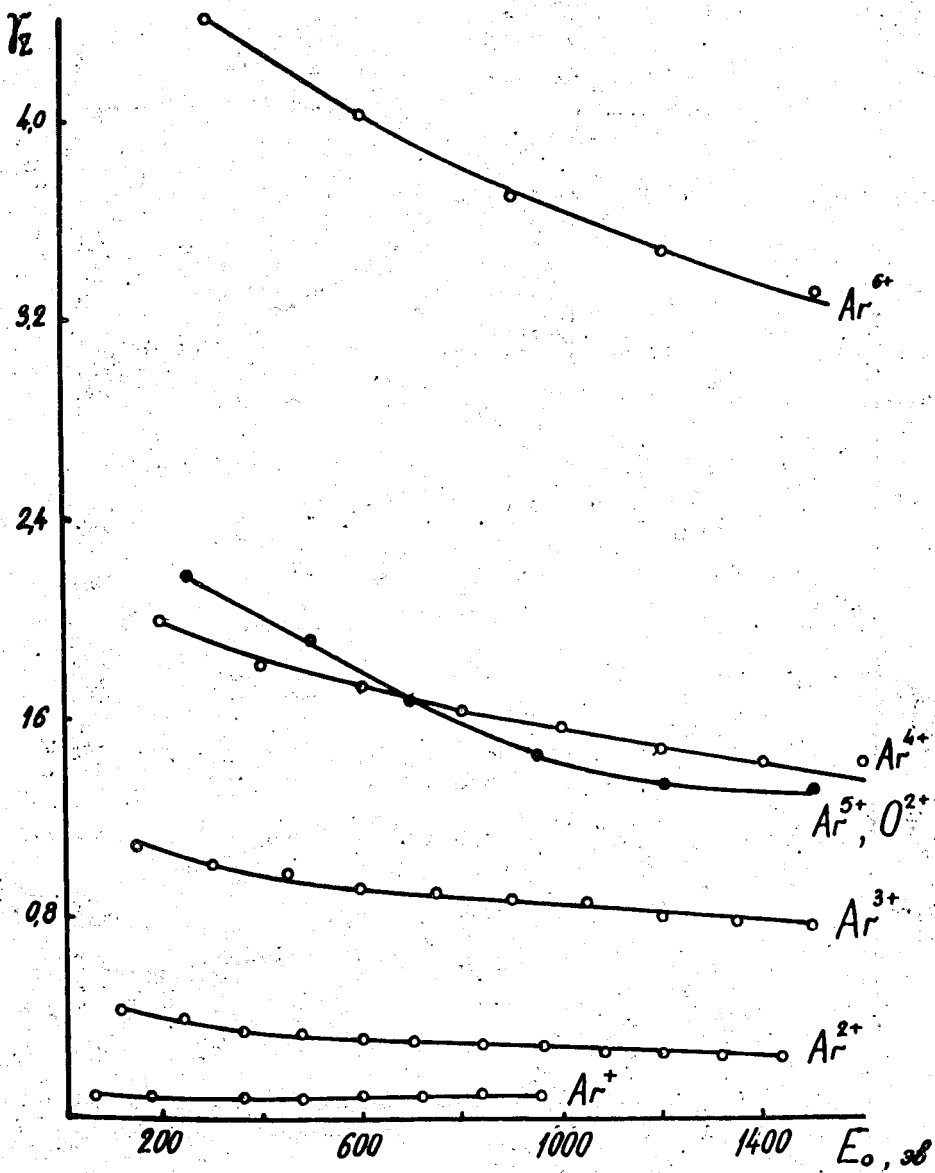


Рис. 4. Зависимость коэффициента γ_z от энергии ионов аргона.

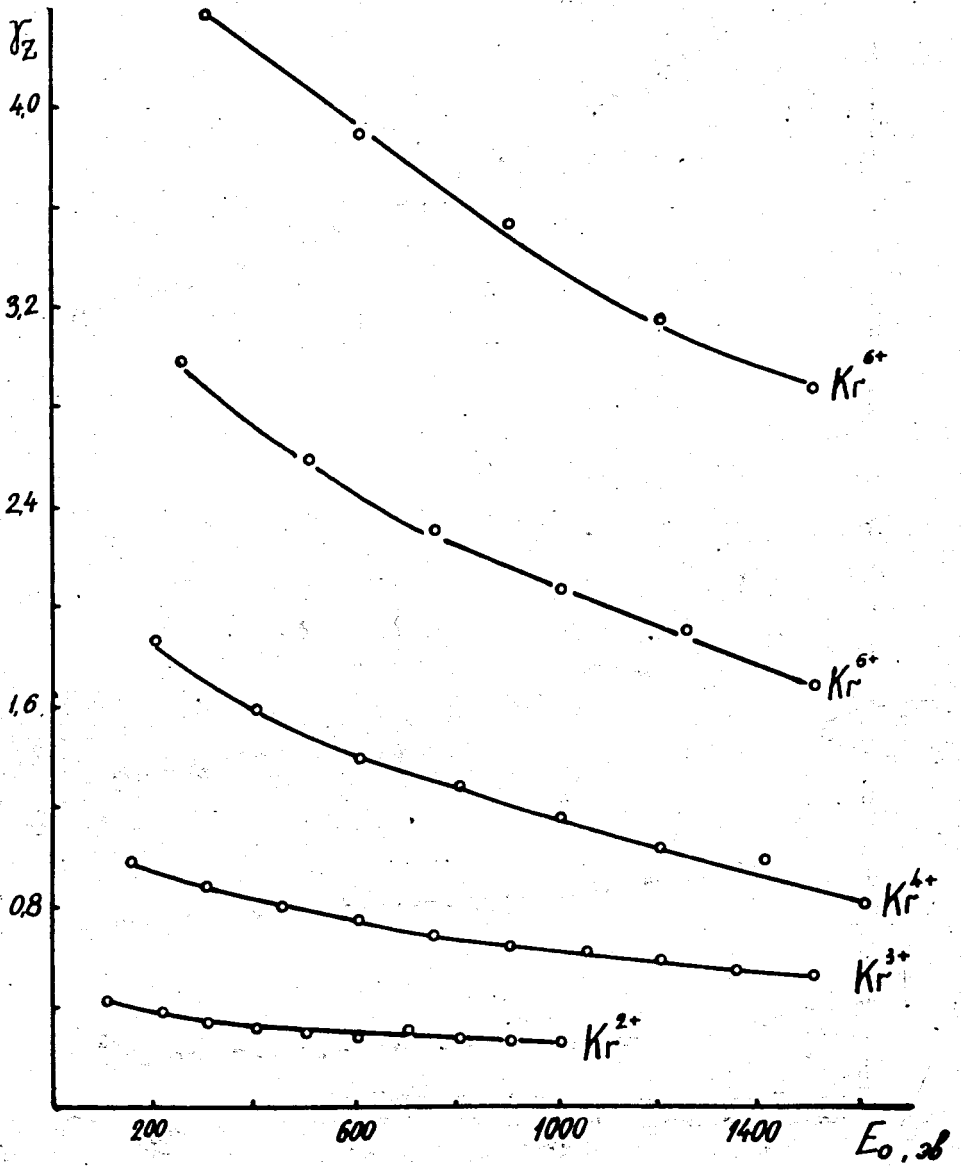


Рис. 5. Зависимость коэффициента γ_Z от энергии ионов криптона.

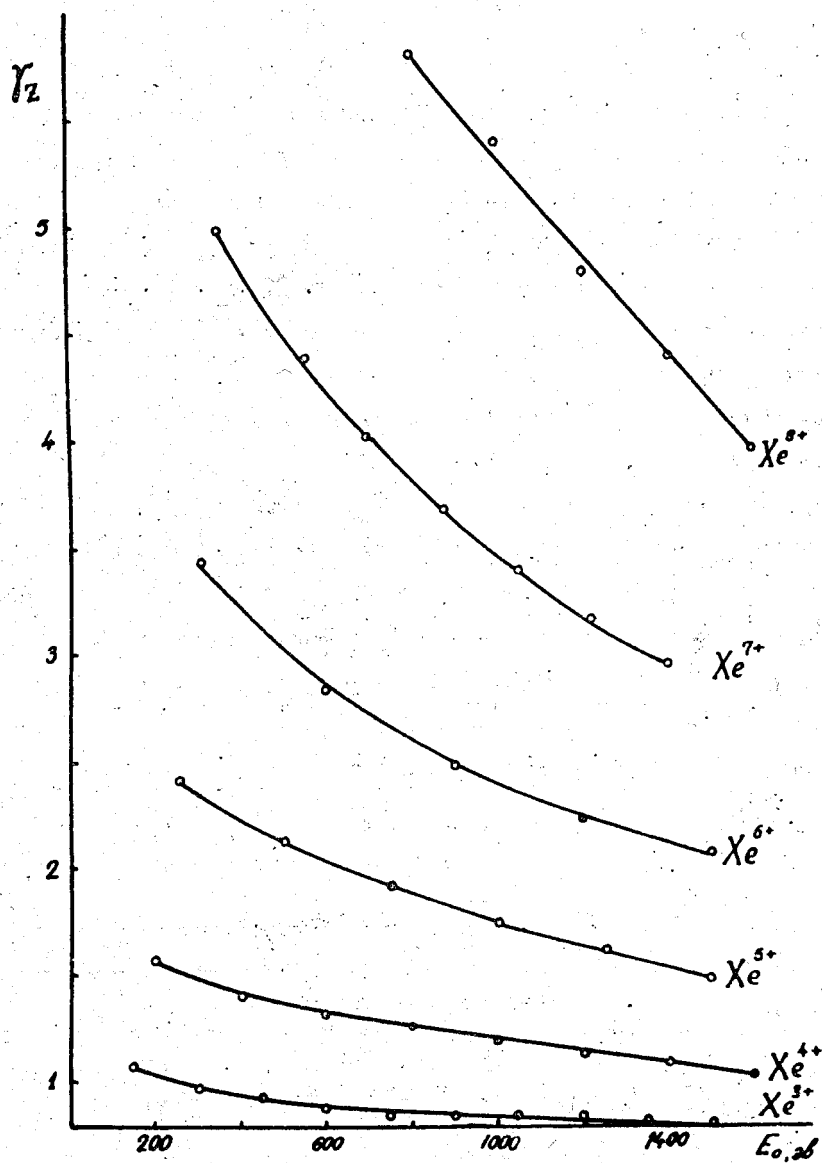


Рис. 6. Зависимость коэффициента γ_z от энергии ионов ксенона.

На рис. 7 представлена зависимость $\gamma_Z = f(z)$ для чистых пучков ионов от Kr^{2+} до Kr^{7+} , а также для смешанных пучков $Kr_{84}^{3+} + (N_{14})_2^+$, $Kr_{84}^{6+} + N_{14}^+$, $Kr_{84}^{7+} + C_{12}^+$ при энергии ионов $E_0 = 400$ эв. Видно, что для чистых пучков ионов криптона зависимость $\gamma_Z = f(z)$, как и следует из теоретической оценки^{/2/}, почти квадратичная, а для смеси ионов криптона + ионов примеси $\gamma_{изм}$ меньше, чем для чистого пучка криптона.

При этом коэффициент γ_Z измерялся непосредственно, так как изотоп Kr_{86} дает отдельный пик и он не загрязнен примесью. Коэффициент γ_1 для ионов примесей был определен непосредственным измерением коэффициента электронной эмиссии для одно- и двухзарядных ионов углерода, азота и кислорода при различных энергиях ионов (рис. 8).

Доля многозарядных ионов N_Z для смешанных пучков определялась по формуле (3).

Так, например, для смеси Kr_{84}^{7+} и C_{12}^+ были измерены $\gamma_Z = 5,35$; $\gamma_1 = 0,2$; $\gamma_{изм.} = 0,52$. Тогда при $Z = 7$ и $N_Z + N_1 = 1$ находим, что $N_Z = 0,15$ и $N_1 = 0,85$, т.е. содержание $Kr_{84}^{7+} \sim 15\%$ $C_{12}^+ \sim 85\%$. Для других смешанных пучков криптона получены следующие значения N_1 и N_Z : для смеси Kr_{84}^{6+} и N_{14}^+ $N_1 = 88\%$, $N_Z = 12\%$, для смеси Kr_{84}^{3+} и $(N_{14})_2^+$ $N_1 = 25\%$, $N_Z = 75\%$.

Величины N_1 и N_Z , определенные для остальных пар ионов, приведены в таблице 1.

Таблица 1

Смесь	М.З.и.	примесь
	$N_Z, \%$	$N_1, \%$
1. S_{32}^{2+} и O_{16}^+	71	29
2. S_{32}^{4+} и O_{16}^{2+}	18	82
3. S_{32}^{6+} и O_{16}^{3+}	11	89

4.	S_{32}^{7+}	и	N_{14}^{3+}	3	97
5.	Cu_{64}^{4+}	и	O_{16}^{+}	80	20
6.	Cu_{64}^{8+}	и	$\frac{Ar_{40}^{5+} + O_{16}^{2+}}{x/}$	2	98
7.	Ar_{40}^{5+}	и	O_{16}^{2+}	37	63
8.	Kr_{84}^{3+}	и	N_{28}^{+}	75	25
9.	Kr_{84}^{6+}	и	N_{14}^{+}	12	88
10.	Kr_{84}^{8+}	и	C_{12}^{+}	15	85

x/ Количество ионов Ar_{40}^{5+} и O_{16}^{2+} определялось в отсутствие ионов Cu_{64}^{8+} .

На рис. 9 отложены экспериментально найденные значения коэффициента эмиссии под действием медленных многозарядных ионов Ne , Ar , Kr и Xe по данным Хэгструма^{/5/} и настоящей работы. По оси абсцисс отложены величины $\sum_{i=1}^n V_i^{i+} - 2\phi$, где V_i^{i+} - i -ый потенциал ионизации, ϕ - работа выхода металла. Как видно из рисунка, экспериментальные данные хорошо укладываются на прямую

$$\gamma = k \left(\sum_{i=1}^n V_i^{i+} - 2\phi \right), \quad (5)$$

где $k \sim 0,0183$ эл/эв.ион.

Линейная зависимость γ_Z от суммарной энергии нейтрализации подтверждает предположение о ступенчатом характере процесса и позволяет предсказать величину γ_Z для ионов более высокой зарядности. Так, например, следует ожидать, что эмиссия под действием медленных 10-зарядных ионов цинка достигает 20 электронов на ион, 11-зарядных ионов кальция - 30 электронов на ион.

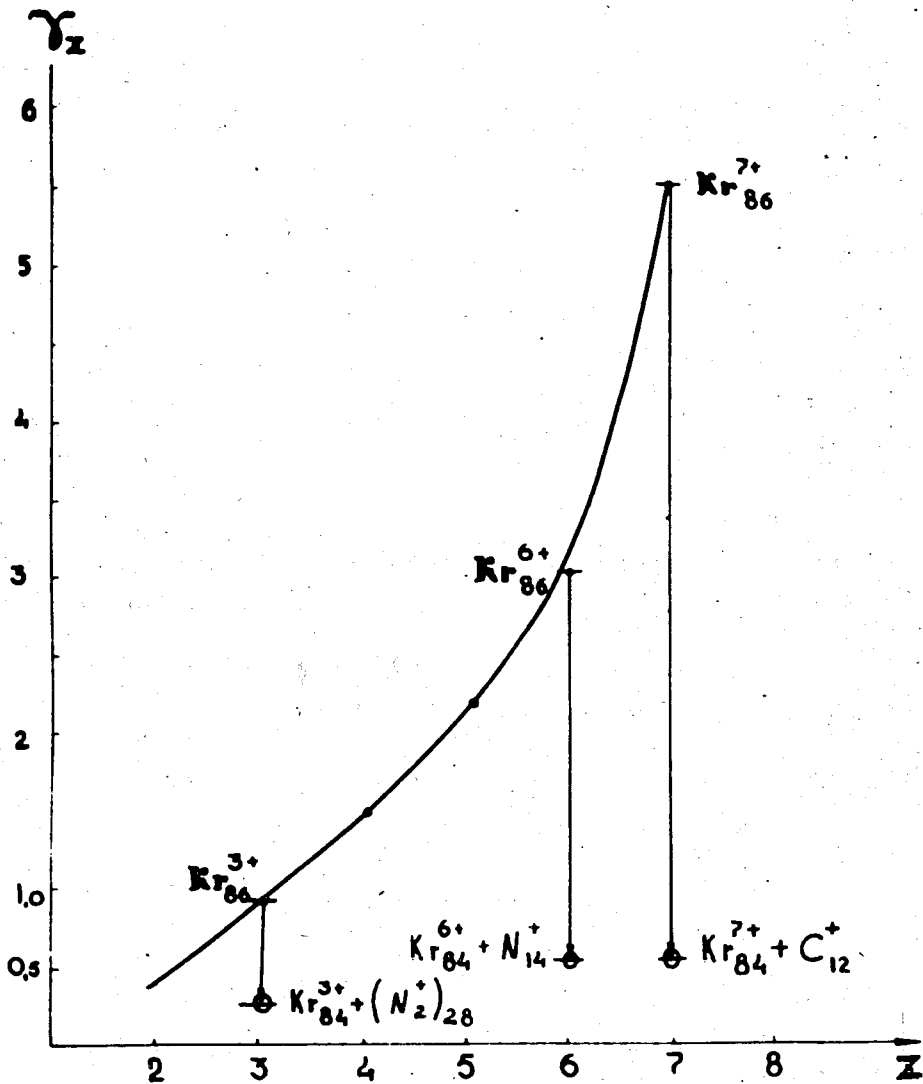


Рис. 7. Зависимость коэффициента γ_Z от кратности заряда Z для чистых и смешанных пучков ионов криптона при энергии ионов $E_0 = 400$ эв.
 • - ионы криптона без примеси, ○ - смешанные пучки ионов.

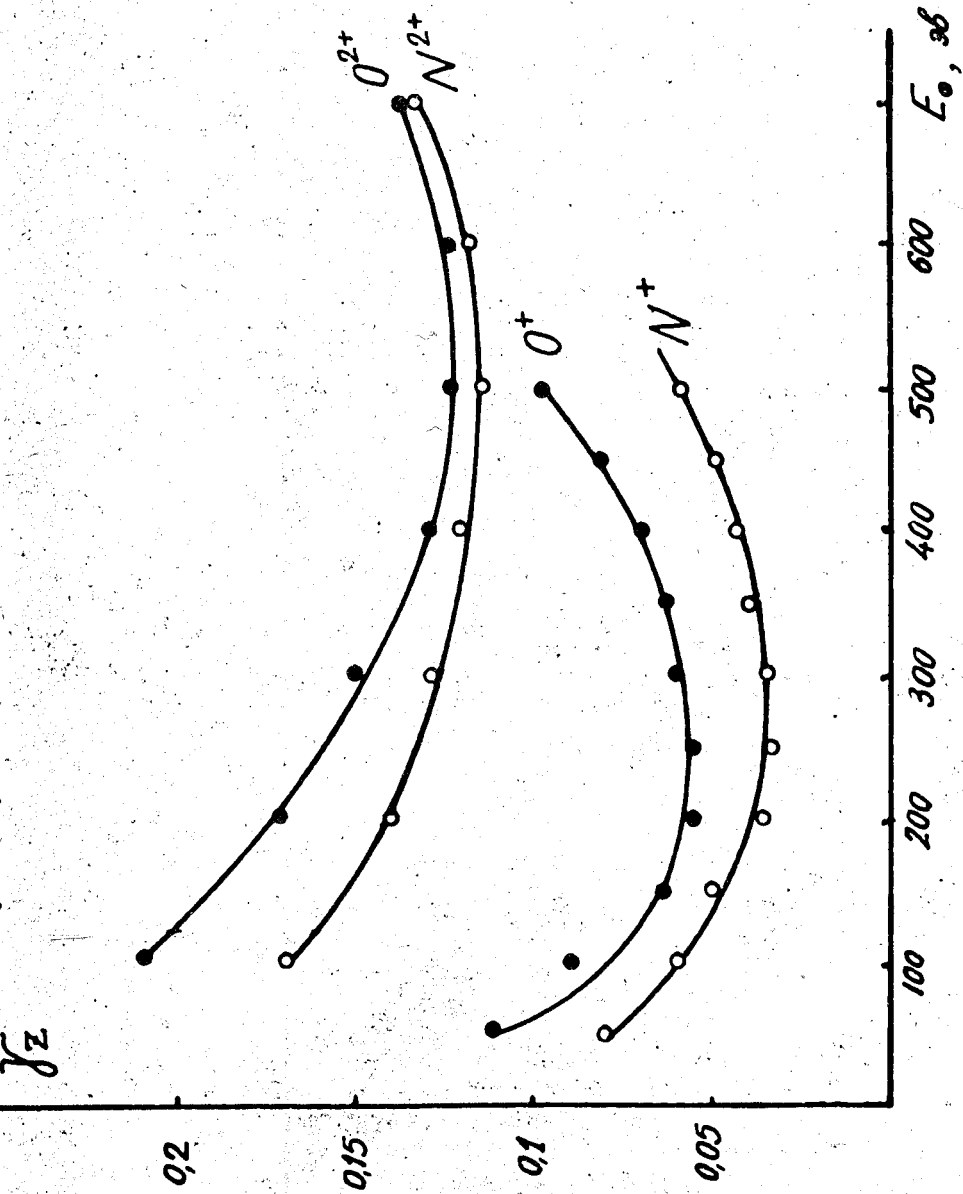


Рис. 8. Зависимость коэффициента γ от энергии для ионов примеси:
 ○ - ионы азота, ● - ионы кислорода.

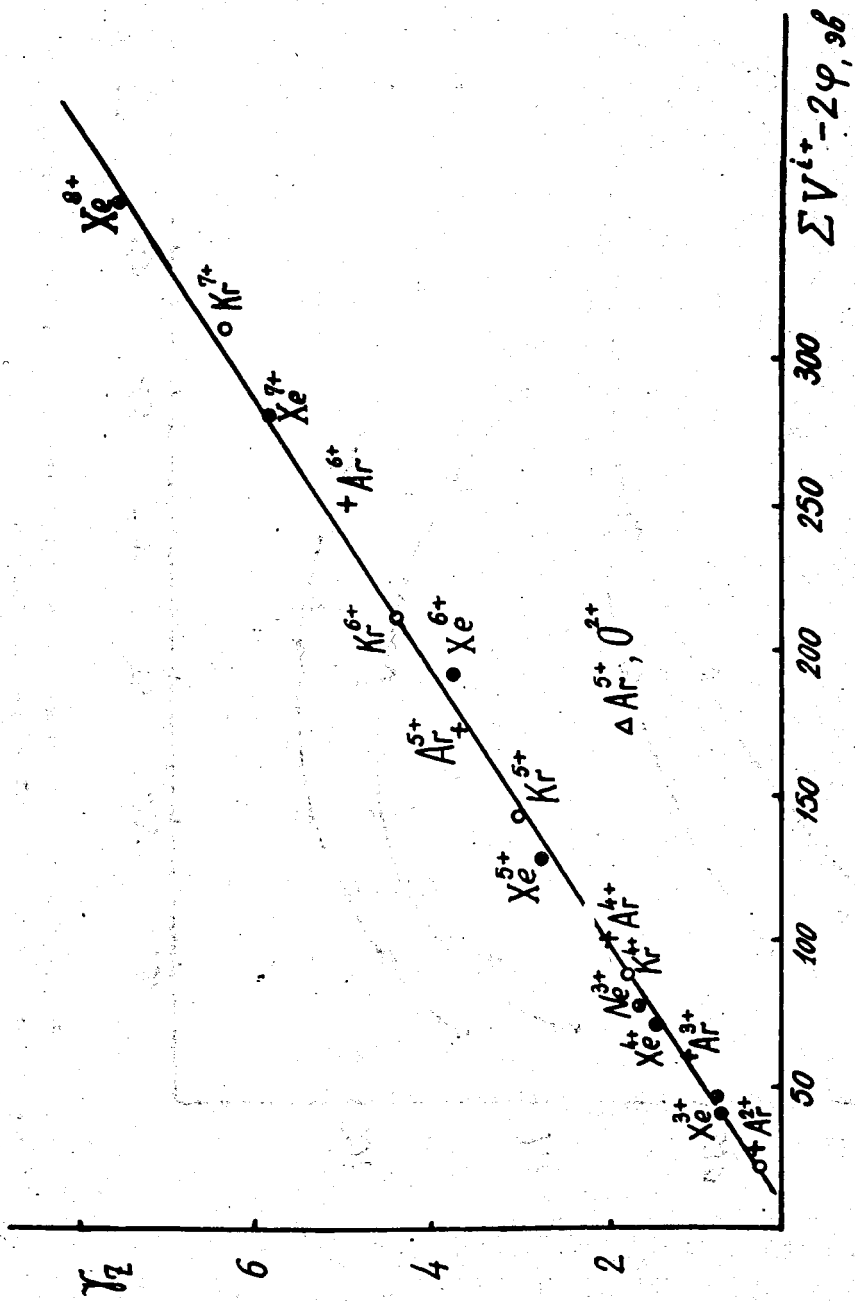


Рис. 9. График зависимости коэффициента потенциальной эмиссии от суммарной энергии нейтрализации медленных многозарядных ионов.

Кроме того, этот график можно использовать непосредственно для определения доли многозарядных ионов в смешанном пучке. Для этого в формулу (3) нужно подставить измеренные значения $\gamma_{\text{изм}}$ в смешанном пучке и величины γ_z и γ_1 , полученные с помощью графика (рис. 9) в тех случаях, когда они не измерены экспериментально. Такой метод оценки, несомненно, менее точен, чем при непосредственном измерении γ_z и γ_1 .

Для примера на графике указано значение $\gamma_{\text{изм}}$ для смешанного пучка, содержащего 47% ионов Ar^{5+}_{40} и 53% ионов O^{2+}_{16} .

Из уравнения (3) следует, что погрешности в определении доли многозарядных ионов N_z и ионов примеси N_1 в смешанных пучках зависят от точности измерения коэффициентов γ_z , $\gamma_{\text{изм}}$ и γ_1 .

Неполная нейтрализация многозарядных ионов приводит к уменьшению коэффициента потенциальной эмиссии, что сказывается на точности определения γ_z . Чтобы уменьшить ошибку измерения следует проводить при наименьших энергиях ионов. Малая энергия ионов также необходима, чтобы исключить кинетическую эмиссию, которая проявляется при скорости иона $(5+7) \cdot 10^6$ см/сек и маскирует эмиссию Оже-электронов.

В ы в о д ы

1. Указана принципиальная возможность идентификации многозарядных ионов на фоне ионов меньшего заряда по вызываемой ими потенциальной эмиссии и дано теоретическое обоснование предложенного метода.

2. Разработана экспериментальная методика измерения коэффициента электронной эмиссии под действием медленных ионов в условиях сильного магнитного поля.

3. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о резком росте коэффициента электронной эмиссии с увеличением заряда иона Z . В пределах измеренных значений Z коэффициент γ_z меняется линейно с ростом суммарной энергии нейтрализации многозарядного иона.

4. Эмиссия, вызываемая действием смешанных пучков, содержащих примесь одно- и двухзарядных ионов легких элементов, как и предполагалось, оказалась значительно меньше эмиссии, вызываемой действием многозарядными ионами.

5. Измерения коэффициента потенциальной электронной эмиссии под действием чистых и смешанных пучков ионов позволяет оценить долю многозарядных ионов в пучке.

Авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность академику Г.Н. Флерову и Е.Д. Воробьеву за большую поддержку и внимание. Нам также приятно поблагодарить Ю.П. Третьякова и Р.И. Иванникова за помощь в выполнении данной работы.

Л и т е р а т у р а

1. G.N. Flerov. Proceeding of the United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, P/2299, 14, 151 (1958).
2. Э.С. Парилис. Препринт ОИЯИ Р7-3355, Дубна (1967).
3. А.С. Пасюк, Ю.П. Третьяков, С.К. Горбачев. Препринт ОИЯИ, 7-3370, Дубна, 1967. Атомная энергия, т. 24, вып. 1, стр. 21, 1968.
4. У.А. Арифов. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела "Наука", М., 1968.
5. H.D. Hagstrum. Phys.Rev., 96, 325. (1954).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 декабря 1971 года.