

С.346 38

Б-272

3/ VII - 65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2153



ЛИБРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

С.Г. Басиладзе, П.Ф. Ермолов, К.О. Оганесян

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ПЕРЕХОДА МЮОНА  
ОТ  $\rho\mu$ -АТОМА К ЯДРАМ ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ

неЭТФ, 1965, 749, 64,  
с. 1042-1048.

1965

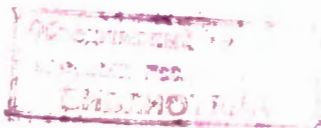
P-2153

3852/3 *ар*

С.Г. Басилдзе, П.Ф. Ермолов, К.О. Оганесян

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ПЕРЕХОДА МЮОНА  
ОТ  $p$  -АТОМА К ЯДРАМ ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Направлено в ЖЭТФ



Процесс перехода отрицательного мюона с К-орбиты  $p\mu$ -атома к ядрам элементов с  $Z > 2$



наблюдался при остановке мюонов как в газообразном водороде (диффузионная камера)<sup>/1-3/</sup>, так и в жидком водороде (пузырьковая камера)<sup>/4/</sup>. При этом концентрации атомов других элементов были малы и составляли  $10^{-1} - 10^{-2}\%$ . Были установлены следующие характерные особенности этого процесса. В работах<sup>/1,2/</sup> было показано, что переход мюона происходит преимущественно на высокие орбиты мезоатомов углерода и кислорода с главным квантовым числом  $n \sim Z$ . Об этом свидетельствует факт наблюдения медленных оже-электронов (с энергией несколько кэв), возникающих при каскадном переходе мюона с высоких орбит  $Z\mu$ -атома в основное состояние. Из того факта, что в реакции (1) не наблюдались протоны отдачи, в работе<sup>/2/</sup> сделано заключение, что вероятность перехода мюона от  $p\mu$ -атома непосредственно в основное состояние  $S\mu$  и  $O\mu$ -атомов меньше 3%.

В работах<sup>/1-3/</sup> определялась также абсолютная скорость перехода к ядрам C и O, а в работе<sup>/5/</sup>, с привлечением данных работы<sup>/4/</sup>, — также скорость перехода к неону. Абсолютная скорость перехода мюона ко всем исследованным ядрам (C, O, Ne), определяющаяся как скорость перехода при концентрации Z-атомов в жидком водороде  $C_Z = 1$ , составляет  $\lambda_Z = (2 \div 3) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ . Необходимо отметить, что для указанных работ было существенно определено относительных скоростей перехода  $\lambda_{Z C_Z}$ ; величина же  $\lambda_Z$  из-за трудности определения в камерах абсолютной концентрации  $C_Z$ -атомов других элементов была найдена со значительной погрешностью.

Все вышеперечисленные экспериментальные результаты получили удовлетворительное объяснение в работе С.С.Герштейна<sup>/6/</sup>, где показано, что механизм перехода мюона к ядрам других элементов связан с наличием пересечений молекулярных термов в системе  $p\mu Z$ .

Целью настоящей работы было измерение абсолютной скорости перехода в зависимости от заряда ядра Z в широком интервале Z. Были измерены скорости перехода к ядрам углерода, аргона и ксенона. Основным процессом, в результате которого мюон исчезает после образования  $p\mu$ -атома в чистом водороде, является его



распад  $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$  со скоростью  $0,45 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ . Для мезоатомов с достаточно большим  $Z$ , таких как аргон и ксенон, скорость ядерного захвата мюонов существенно превышает скорость распада. Метод измерения скорости перехода (1), применявшийся в настоящей работе, основан на измерении скорости счета электронов распада в зависимости от концентрации  $Z$ -атомов в газообразном водороде. Непосредственное измерение этим методом скорости перехода на углерод затруднительно из-за того, что скорость ядерного захвата в углероде мала и составляет около 10% от скорости распада. Поэтому для углерода был осуществлен способ измерения, заключающийся в следующем. Чистый водород предварительно разбавлялся атомами аргона или ксенона до такой концентрации, при которой скорость счета электронов достигала значения, близкого к минимальному. В этих условиях добавление атомов углерода приводит к конкуренции между переходами на углерод и аргон или ксенон, в результате чего с увеличением концентрации атомов углерода скорость счета электронов восстанавливается.

Схема опыта приведена на рис. 1. Здесь же приведена временная диаграмма работы электронных схем. Пучок  $\pi^-$  и  $\mu^-$ -мезонов с импульсом 280 Мэв/с мониторируется телескопом из трех сцинтилляционных счетчиков (1,2,3). Размер каждого из кристаллов этих счетчиков -  $10 \times 10 \times 0,5 \text{ см}^3$ . Поглощение  $\pi^-$ -мезонов и торможение мюонов производится фильтром, состоящим из  $95 \text{ г/см}^2 \text{ Са}$  и  $5 \text{ г/см}^2 \text{ Сн}_2$ . Мюоны останавливаются в газовой мишени, наполненной водородом до давления 45 атм. Мишень представляет собой сосуд, изготовленный из нержавеющей стали, длиной 25 см, диаметром 16 см и толщиной стенок 3 мм. Для регистрации электронов распада использовался телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков (4,5,6). Размер счетчика 4 -  $15 \times 20 \times 1 \text{ см}^3$ , размер счетчиков 5 и 6 -  $20 \times 20 \times 1 \text{ см}^3$ . В мониторном телескопе использовались фотоумножители типа ФЭУ-36, а в телескопе для регистрации электронов - фотоумножители типа АУР -56. Для снижения фона были приняты следующие меры:

1. Подобрано оптимальное время задержки мюонного импульса, составлявшее в экспериментах  $\tau_3 = 0,89 \text{ мксек}$  и длительность "ворот", составлявшая  $\tau_B = 2,82 \text{ мксек}$ . Калибровка времен  $\tau_3$  и  $\tau_B$  производилась с точностью 4% и была проверена в контрольном опыте, в котором с помощью этой же аппаратуры было измерено время жизни мюонов в углероде. Измеренное время жизни  $\tau_c = (2,07 \pm 0,09) \text{ мксек}$  хорошо совпадает с точным значением  $\tau_c = 2,043 \pm 0,003 \text{ мксек}$  <sup>18/</sup>.

2. Были введены антисовпадения импульсов счетчика 4 с импульсом мониторного телескопа 1,2,3 в интервале времени 0-100 нсек.

3. Применялась блокировка канала для регистрации электронов при появлении в интервале времени  $\tau_3 + \tau_B$  второго импульса мониторного телескопа.

4. Использовались схемы совпадений с разрешающим временем 3 нсек <sup>17/</sup>, чув-

ствительность которых была повышена до 0,2 в. путем двойного формирования входных импульсов туннельными диодами.

5. Применялся дополнительный фильтр из алюминия толщиной 1,5 см, располагавшийся между 4 и 5 счетчиками, устранявший низкоэнергичный фон заряженных частиц.

6. Установка имела круговую защиту слоем свинца толщиной не менее 20 см; легкие вещества, включая воздух, из объема вблизи мишени были удалены.

Измерения фона, часто чередовавшиеся с измерением эффекта, производились с помощью сосуда, откаченного до вакуума  $10^{-2}$  мм рт.ст. и являющегося точной копией рабочей мишени. Отношение скорости счета электронов с пустой мишенью к счету с мишенью, наполненной чистым водородом до давления 45 атм, составляло 35%. При этом скорость счета электронов была 10 имп/мин на  $10^5$  имп/мин мониторного телескопа.

Мишень заполнялась водородом, который предварительно очищался от примесей других газов до концентрации  $10^{-4}$  ат%. Концентрация дейтерия составляла  $0,7 \cdot 10^{-2}$  ат.%<sup>1,2/</sup>. В качестве добавок к чистому водороду использовались газы, приведенные в таблице 1. Добавление исследуемого газа в мишень производилось из дополнительного объема, давление газа в котором превышало на 5–10 атм давление в мишени. Концентрация атомов того или иного элемента в водороде мишени определялась по известному соотношению объема мишени и дополнительного объема и по известной разности давлений в этих двух объемах.

Для лучшего перемешивания и более точного определения концентраций исследуемый газ предварительно разбавлялся водородом в отношении  $C_z/C_H = 1\% - 10\%$  и выдерживался в специальных баллонах в течение нескольких суток. Средняя точность задания концентраций  $C_z$  в объеме мишени, которая определяется как отношение числа атомов элемента  $Z$  к числу атомов водорода, составляла 5%. Измеренные скорости счета электронов  $N_e$  (отношение числа импульсов, регистрируемых телескопом счетчиков 4, 5, 6 к числу отсчетов мониторного телескопа) в зависимости от концентраций  $C_z$  приведены на рис. 2–6. На каждой из этих кривых нанесены суммарные результаты, относящиеся к нескольким сеансам измерений. Для определения скорости перехода мюона от  $\mu$  – атома к ядрам производился совместный анализ всех экспериментальных зависимостей, приведенных на рис. 2–6.

Аналитическое выражение зависимости скорости счета электронов  $N_e$  от концентраций  $C_z$  для случая, когда в водороде присутствуют атомы нескольких элементов, можно найти, решая систему дифференциальных уравнений, описывающих временную зависимость процессов распада (скорость  $\lambda_0$ ), образования мезомолекул  $\mu p \mu$  (скорость  $\lambda_{\mu p \mu}$ ), перехода к ядру с зарядом  $Z$  (скорость  $\lambda_z C_z$ ) и ядерного захвата мюона (скорость  $\lambda_{зах}$ ). Решение этой системы для  $n$ -ого числа  $Z$ -элементов, проинтегрированное в интервале времени, равном длительности "ворота", имеет вид:

$$N_z \left[ k + \frac{\lambda_{\text{ppm}}}{\lambda_0 - \alpha} (k - a) + \sum_{i=1}^n \frac{(\lambda_{zC})_i}{\beta_i - \alpha} (k - b_i) \right], \quad (2)$$

где

$$k = \frac{1}{\alpha} [ \exp(-\alpha r_1) - \exp(-\alpha r_2) ]$$

$$\alpha = \lambda_0 + \lambda_{\text{ppm}} + \sum_{i=1}^n (\lambda_{zC})_i$$

$$a = \frac{1}{\lambda_0} [ \exp(-\lambda_0 r_1) - \exp(-\lambda_0 r_2) ]$$

$$b_i = \frac{1}{\beta_i} [ \exp(-\beta_i r_1) - \exp(-\beta_i r_2) ]$$

$$\beta_i = (\lambda_0 + \lambda_{\text{зах}})_i$$

$$r_1 = r_{\text{э}} + r_{\text{в}}$$

$$r_2 = r_{\text{э}} + r_{\text{в}}$$

Используемые при анализе суммарные значения скоростей ядерного захвата и распада для каждого из изучавшихся элементов, приведены в таблице 1. Данные о скорости ядерного захвата в углероде  $\lambda_{\text{зах}}(\text{C})$  были заимствованы из работы /8/. Значения  $\lambda_{\text{зах}}(\text{A})$  и  $\lambda_{\text{зах}}(\text{Xe})$  находились путем интерполирования измерений для ядер с близкими  $Z$  /8/. Для скорости образования мезомолекул принималось значение  $\lambda_{\text{ppm}} = 0,11 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ , определявшееся на основании данных для жидкого водорода путем пересчета по плотности /5,10,11/. Совместный анализ всех экспериментальных зависимостей по выражению /2/ производился методом наименьших квадратов. При ожидавшемся значении  $\chi^2 = 42$  была получена величина  $\chi^2_{\text{min}} = 51$ . Значения найденных параметров  $\lambda_{\text{с}}$ ,  $\lambda_{\text{л}}$  и  $\lambda_{\text{х}}$  для условий настоящих опытов ( $P_{\text{н}} = 44,2 \text{ атм}$ ) приведены в таблице 1. Здесь же для сравнения с другими данными приведены скорости перехода для плотности водорода в жидководородной камере ( $N_z = N_p = 3,5 \cdot 10^{22} \text{ атом/см}^3$ ) и для плотности нормального жидкого водорода ( $N_z = N_p = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ атомов/см}^3$ ). В окончательные результаты введены поправки ( $\leq 10\%$ ), учитывающие образование  $d\mu$ -атомов /1/ и различие в скорости перехода к ядрам от  $p\mu$  и  $d\mu$ -атомов /12/. В последней колонке таблицы 1 приведены значения сечений перехода  $\sigma_{p\mu z}$ , которые определяются выражением:

$$\lambda_z = N_z \sigma_{p\mu z} v_{p\mu}, \quad (3)$$

где  $v_{p\mu}$  - относительная скорость  $p\mu$ -атома, равная в условиях наших опытов скорости теплового движения  $2,2 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ . Сравнение с данными других работ, в которых определялись скорости перехода к легким ядрам, показывает, что полученные в этих

Таблица 1

Элемент	Используемый газ	Z	Принимавшееся значение $\lambda_0 + \lambda_{зах}$ , (10 сек <sup>-1</sup> )	$\lambda_Z$ (10 <sup>10</sup> сек <sup>-1</sup> )		$\sigma_{рцз}$ (10 <sup>-17</sup> см <sup>2</sup> )	
				$N_z = N_p = -2,4 \cdot 10^{21}$ см <sup>-3</sup>	$N_z = N_p = -3,5 \cdot 10^{22}$ см <sup>-3</sup> $N = N_p = -4,25 \cdot 10^{22}$ см <sup>-3</sup>		
С	Метан CH <sub>4</sub>	6	0,489	0,28±0,05	4,2±0,7	5,1±1,0	0,54±1,0
	Этан C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>						
А	Химически чистый аргон	18	2,32	0,68±0,11	9,9±1,5	12,1±1,8	1,8±0,2
Хе	Химически чистый ксенон	54	12,1	2,52±0,21	3,68±3,1	44,6±3,5	4,75±0,38



работах значения  $\lambda_{c,0} = (2,2 \pm 0,8) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1/2/}$ ,  $\lambda_{c,0} = (2,6 \pm 1,2) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1/3/}$ ,  
 $\lambda_{N_0} = (2,78 \pm 0,88) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1/5/}$  (приведенные к плотности  $3,5 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3$ ) согласуются  
с величиной, найденной в настоящей работе  $\lambda_c = (4,2 \pm 0,7) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ . Однако  
среднее значение скорости перехода мюона к легким ядрам, полученное в более ран-  
них работах, несколько занижено. Как отмечалось ранее, причиной этого, по-видимому,  
является то, что в действительности концентрации примесей в указанных работах <sup>/1-4/</sup>  
были несколько меньшими, чем считалось.

В связи с этим можно указать, что влияние  $Z$ -примесей в опытах по исследо-  
ванию целого ряда мезоатомных процессов, выполненных с диффузионной камерой <sup>/10/</sup>,  
учитывалось достаточно правильно. Например, для интересного процесса рассеяния  
мезоатомов на протонах, сечение рассеяния которого, как было обнаружено в <sup>/2/</sup>, но-  
сит резонансный характер, использование полученного в настоящей работе результата  
для  $\lambda_c$  может уменьшить величину сечения не более чем на 10%.

На рис. 7 приведена зависимость скорости перехода  $\lambda_z$  от заряда ядра  $Z$ .  
Из рисунка видно, что экспериментальные точки хорошо аппроксимируются зависимостью  
 $\lambda_z$  пропорционально  $Z$ . Как показывают расчеты, выполненные С.С.Герштейном <sup>/6/</sup>,  
механизм пересечения молекулярных термов, ответственных за переход, дает зависи-  
мость, близкую к найденной экспериментально, если в основу расчета положить условие:

$$E_{\mu} \ll 8 / Z^2, \quad (4)$$

т.е. если принять, что энергией  $\mu$ -атома можно пренебречь по сравнению с величиной  
потенциала  $V = -\frac{9Z^2}{4R^4}$  действующего на больших расстояниях  $R$  мюона от ядра  $Z$ .  
Сечение перехода (в мезоатомных единицах) имеет вид:

$$\sigma_{\mu Z} = 3\pi \sqrt{\frac{2}{M}} \frac{Z}{v_{\mu}} w_t, \quad (5)$$

где  $M$  - приведенная масса  $\mu$ -атома и ядра  $Z$  и  $w_t$  - безразмерная вероятность  
перехода, слабо зависящая от  $Z$  (например, для кислорода  $w_t = 0,32$ ).

В наших экспериментах  $E_{\mu} = 0,025 \text{ эв}$  и условие (4) хорошо выполняется для  
малых  $Z$ . Рассчитанная по выражениям (3) и (5) скорость перехода к углероду ока-  
зывается равной  $\lambda_z = 3 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$  и согласуется с экспериментальным значением.  
Для больших  $Z$  условие (4) перестает выполняться. Например, для ядра ксенона  
 $E_{\mu} \gg 8 / Z^2$ . Для этого крайнего случая сечение перехода принимает вид

$$\sigma_{\mu Z} = \pi \lambda^2 w_t \quad (6)$$

и почти не зависит от  $Z$ .

Однако следует отметить, что при выводе выражений (4) - (6) фактически не учи-  
тывалась экранировка заряда ядра орбитальными электронами. Как показывают расчет



и эксперимент<sup>12/</sup>, переходы происходят преимущественно на энергетические уровни  $Z_{\mu}$  - атома с главным квантовым числом  $n \sim Z$ . Для ядра ксенона мезоатомный уровень  $n = Z_{\mu}$  лежит вблизи электронного уровня с  $n_e = 3$ . Поэтому условие (4) при учете эффекта экранировки будет слабее нарушаться для тяжелых ядер и тем самыми сечение перехода будет описываться зависимостью, близкой к (5).

Полученные в настоящей работе скорости перехода от мезоводорода к ядрам в совокупности со всеми характеристиками этого процесса, изучавшимися ранее, находятся в удовлетворительном согласии с теорией. Единственным, пожалуй, исключением являются результаты опытов<sup>4,12/</sup>, в которых наблюдалось превышение в несколько раз скорости перехода от  $d_{\mu}$  -атомов к легким ядрам по сравнению с аналогичными переходом от  $p_{\mu}$  -атомов. Как было показано в работе<sup>12/</sup>, в условиях этих опытов энергии  $d_{\mu}$  -атомов существенно превышают энергии  $p_{\mu}$  -атомов. Поэтому изучение скорости перехода мюонов от  $d_{\mu}$  -атомов интересно с точки зрения получения сведений о ее зависимости от энергии мезоатома.

Авторы пользуются случаем выразить искреннюю благодарность В.П.Джелепову за содействие и постоянное внимание при выполнении настоящей работы, а также за обсуждение результатов. Авторы благодарны также С.С.Герштейну за ценные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, Е.А.Кушниренко, В.И.Москалев, С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 42, 439 (1982).
2. В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, В.В.Фильченков. Препринт ОИЯИ Д-2015, Дубна, 1985.
3. О.А.Займидорога, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, В.М.Цупко-Ситников, Ю.А.Шербаков. ЖЭТФ, 44, 1852 (1983).
4. M.Schiff. Nuovo Cim., 22, 66 (1961).
5. G.Conforto, C.Rubbia, E.Zavattini, S.Focardi. Nuovo Cim., 33, 1001 (1961).
6. С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 43, 706 (1982).
7. А.Ф.Дунайцев. ПТЭ, № 6, 77 (1984).
8. M.Eckhause, T.A.Filippas, R.V.Sutton and R.E.Welsh. Phys. Rev., 132, 422 (1963).
9. А.О.Вайсенберг. Мю-мезон. Изд-во "Наука", 1984 г.
10. В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, В.И.Москалев, В.В.Фильченков, М.Фримл. Труды Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1984 г.
11. E.J.Bleser, E.W.Anderson, L.M.Lederman, J.L.Rosen, J.E.Rothberg and I.T.Wang. Phys. Rev., 132, 2679 (1963).
12. В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, В.И.Москалев, В.В.Фильченков, М.Фримл. ЖЭТФ, 47, 1243 (1984).

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 апреля 1985 г.

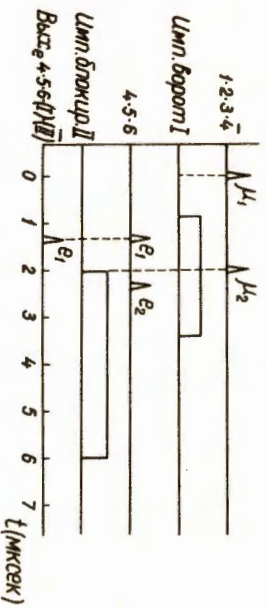
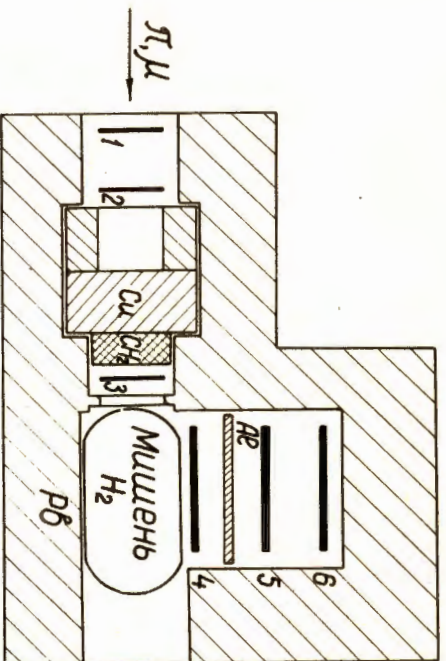


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и временная диаграмма импульсов.

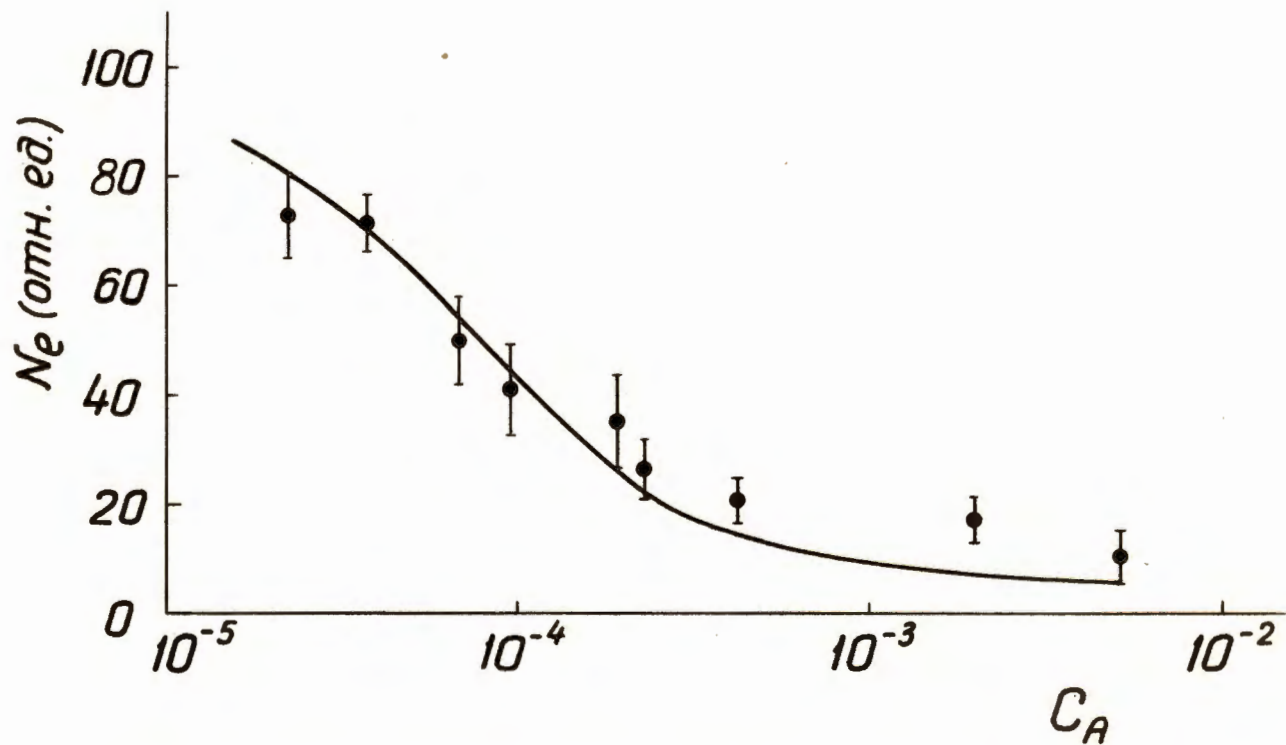


Рис. 2. Зависимость скорости счета электронов  $N_e$  (в относительных единицах) от концентрации атомов аргона в водороде.



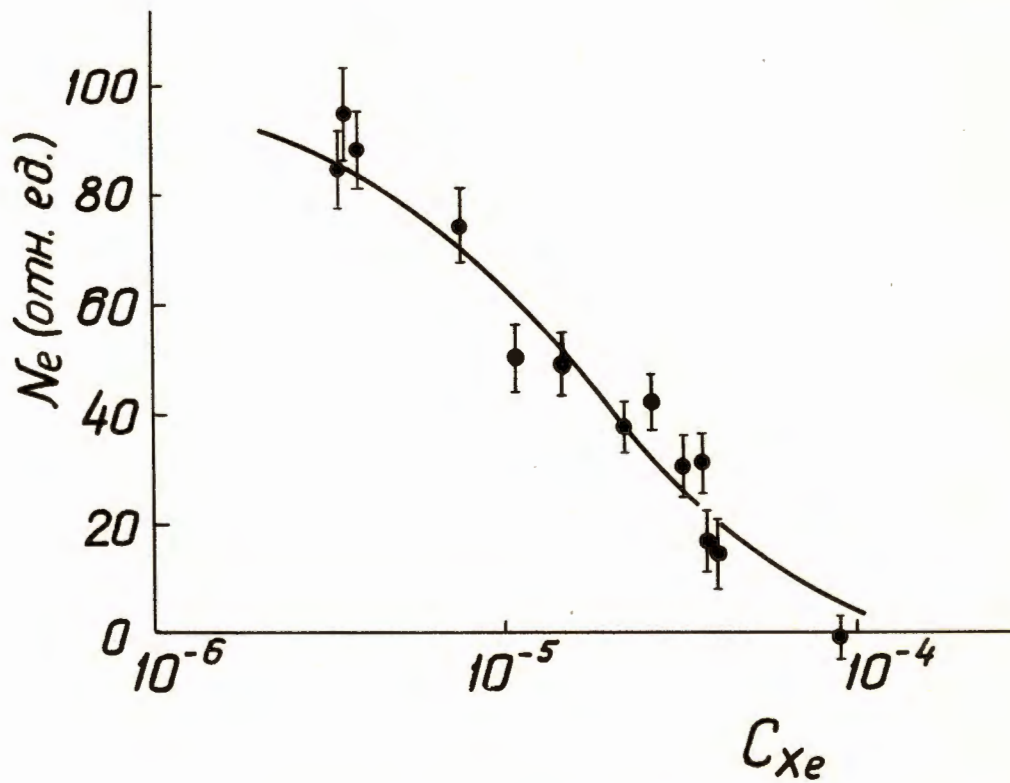


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для ксенона.

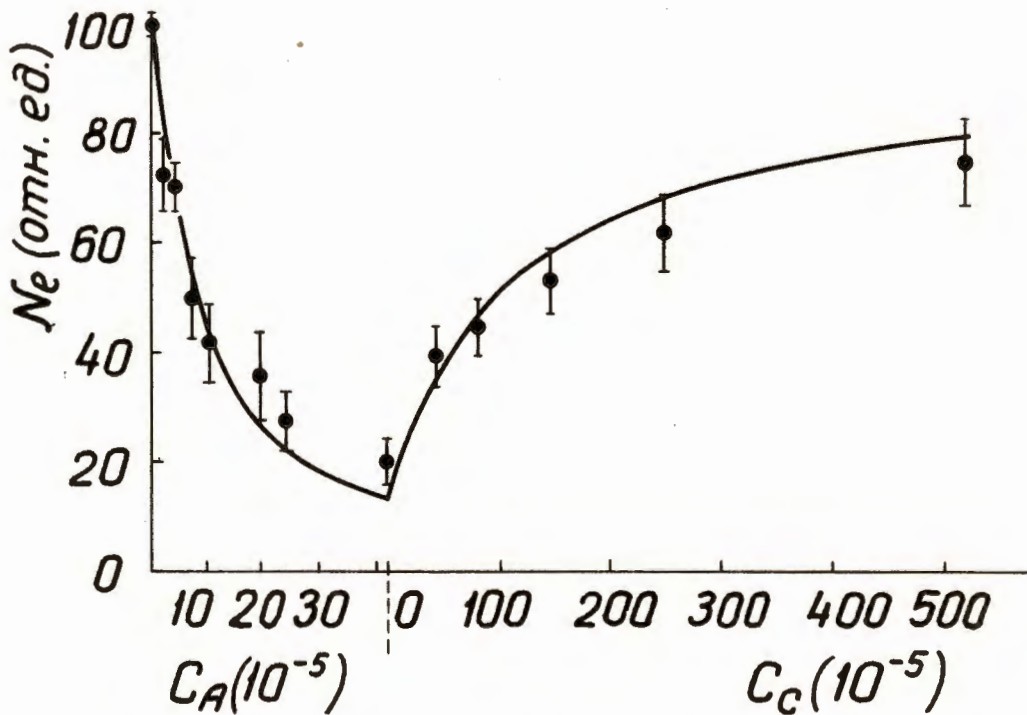


Рис. 4. Зависимость скорости счета электронов от концентрации атомов аргона и при концентрации аргона  $C_A = 4,2 \cdot 10^{-4}$  от концентрации атомов углерода.

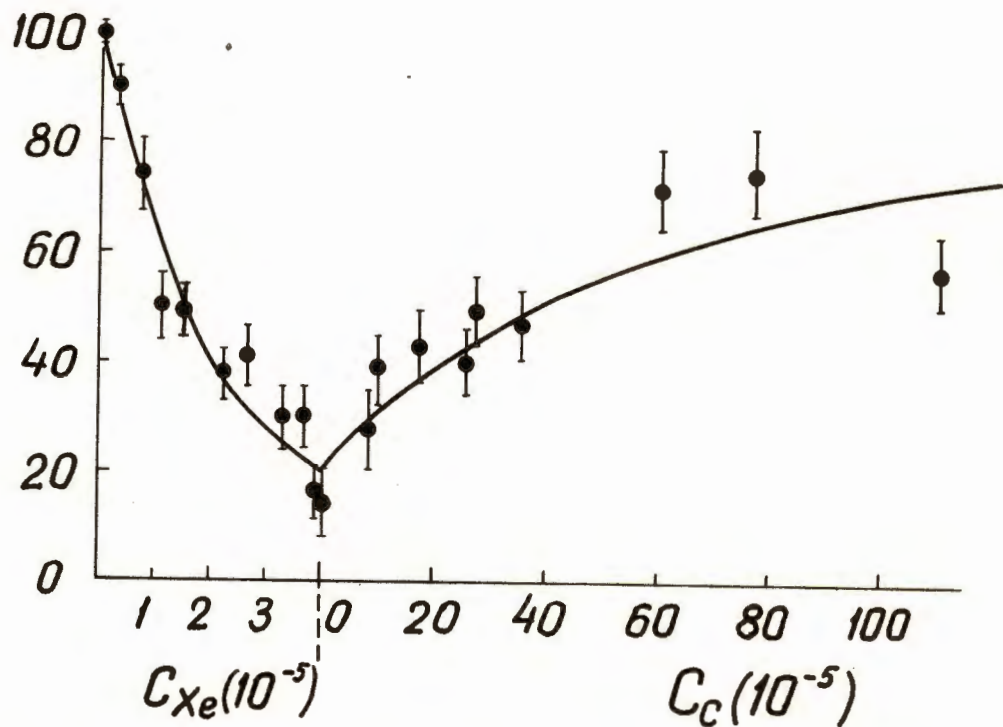


Рис.8. Зависимость скорости счета электронов от концентрации атомов ксенона и при концентрации ксенона  $C_{Xe} = 4,03 \cdot 10^{-5}$  от концентрации атомов углерода.



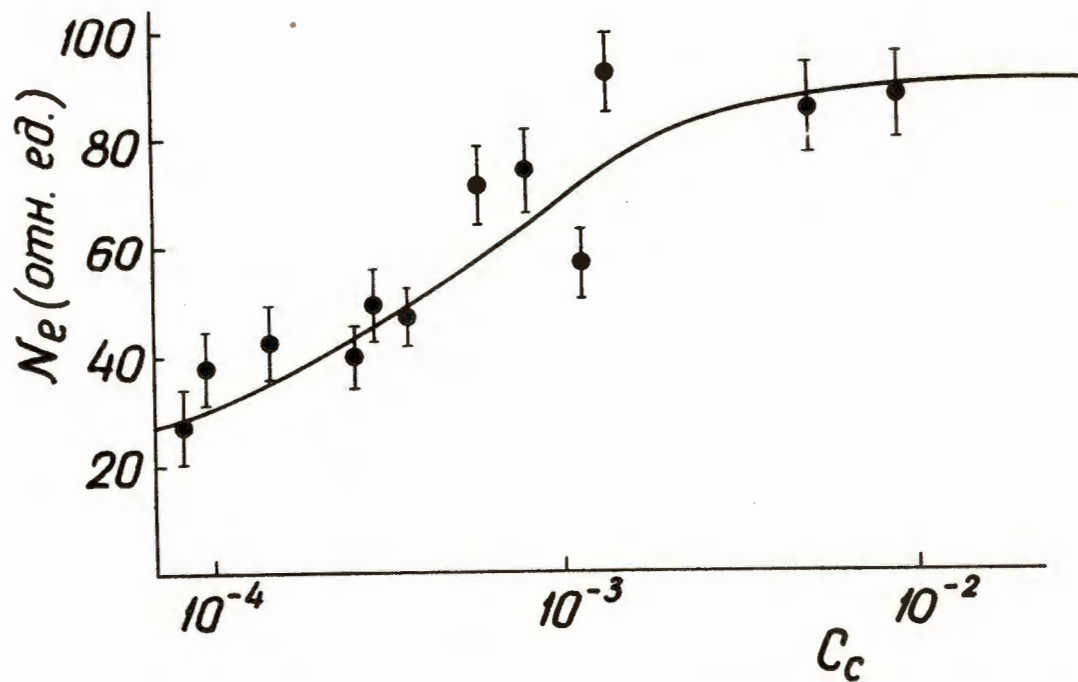


Рис. 6. То же, что и на рис. 5 (при  $C_{x_0} = 4,03 \cdot 10^{-6}$ ) для больших концентраций атомов углерода.

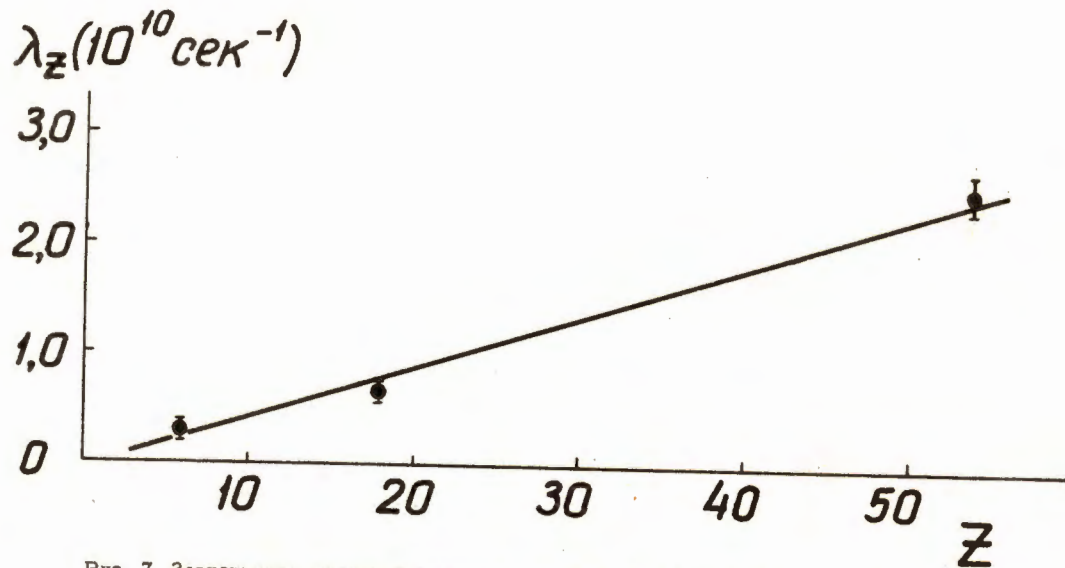


Рис. 7. Зависимость скорости перехода  $p\mu + Z \rightarrow Z_{\mu} + p$  от заряда ядра  $Z$  в водороде при давлении 44,2 атм.