

## Экспериментальная проверка поведения заряженных частиц в адиабатической ловушке

С. Н. Родионов

В настоящей работе изучалось движение  $\beta$ -частиц трития в адиабатической ловушке. Показано, что при определенных условиях число отражений  $\beta$ -частицы от областей с сильным магнитным полем (магнитных пробок) превышает  $10^7$ . Получена зависимость времени жизни  $\beta$ -частиц в ловушке от давления газа, конфигурации магнитного поля и степени его однородности.

Важной характеристикой адиабатической ловушки является время жизни в ней заряженных частиц. Основным фактором, определяющим время жизни, является кулоновское рассеяние частиц. Этот эффект был подробно рассмотрен Г. И. Будкером [1]<sup>1</sup>. Расчет производился в адиабатическом приближении, т. е. считалось, что отдельная заряженная частица (не испытывающая столкновений с другими частицами) существует в ловушке как угодно долго вследствие сохранения магнитного момента  $\mu$ .

Так как магнитный момент заряженной частицы в магнитном поле является лишь приближенным (адиабатическим) инвариантом, то он может медленно изменяться. Проведенные теоретические оценки этого изменения [2] показывают лишь, что при  $\rho/R \rightarrow 0$   $\Delta\mu/\mu$  стремится к нулю быстрее любой степени  $\rho/R$  ( $\rho$  — ларморовский радиус частицы,  $R$  — радиус кривизны магнитной силовой линии). Значение  $\Delta\mu/\mu$  при конечном отношении  $\rho/R$  остается совершенно неопределенным. Между тем в практически интересных случаях (например, в установках типа «Отры») отношение  $R/\rho$  составляет всего несколько единиц, а число отражений от

магнитных пробок должно быть порядка  $10^5$ — $10^6$ .

При таком большом числе отражений накопление даже самых незначительных изменений  $\mu$  может привести к выходу частицы из ловушки. В частности, подобным образом могут действовать азимутальные неоднородности магнитного поля [1]. Поэтому экспериментальное изучение поведения заряженных частиц в адиабатических ловушках представляется совершенно необходимым.

В работах [3, 4] предпринимались попытки провести такие эксперименты, основной особенностью которых являлась внешняя инжекция частиц в ловушку, однако вследствие неопределенностей, связанных с «отрывом» частиц от инжектора, авторам не удалось получить четких результатов.

Для преодоления указанных трудностей в настоящей работе использовались  $\beta$ -частицы, образующиеся внутри ловушки, наполненной тритием. Плотность заряженных частиц не превышала  $10^4$  см<sup>-3</sup>, так что можно было полностью пренебречь коллективными взаимодействиями.

**Постановка эксперимента.** При движении внутри ловушки  $\beta$ -частица, образовавшаяся в ней вследствие распада трития, ионизирует атомы газа. Образующиеся ионы и медленные электроны могут быть собраны слабым электрическим полем, не влияющим

<sup>1</sup> В работе рассматривались лишь парные столкновения. Вопрос о влиянии коллективных взаимодействий на уход частиц из ловушки до сих пор не решен.

на движение  $\beta$ -частиц (как это делается в ионизационной камере). Величина измеряемого таким образом ионизационного тока пропорциональна количеству образующихся в единицу времени  $\beta$ -частиц (т. е. давлению трития) и числу образованных каждой  $\beta$ -частицей пар ионов. Последнее в свою очередь пропорционально давлению трития и времени жизни  $\beta$ -частицы в ловушке.

Если уход  $\beta$ -частиц определяется рассеянием их на атомах трития, то время жизни обратно пропорционально давлению, поэтому ионизационный ток должен быть прямо пропорциональным первой степени давления трития. Если же имеется какой-то дополнительный механизм ухода  $\beta$ -частиц из ловушки, то при уменьшении давления ниже некоторого значения время жизни  $\beta$ -частиц перестает зависеть от давления трития и, следовательно, ионизационный ток становится пропорциональным квадрату давления. В соответствии с этим эксперимент заключался в измерении зависимости ионизационного тока от давления трития. По величине давления, при котором имеет место переход от квадратичной зависимости к

линейной, можно определить время жизни  $\beta$ -частицы в адиабатической ловушке, не связанное с рассеянием на атомах трития.

**Описание установки.** Магнитное поле ловушки создавалось при помощи электромагнита панцирного типа 9 и дополнительных обмоток 11 (рис. 1). Максимальное поле вблизи полюсов  $H_{пр} = 5000$  э, а поле в центре системы  $H_0 = 600$  э. Пробочное отношение  $H_{пр}/H_0 = \gamma$  могло изменяться в пределах  $1 \div 40$ .

Между полюсами магнита располагалась стеклянная камера 1, на внутренней поверхности которой были нанесены электроды из алюминия 2—4. Камера предварительно прогревалась под откачкой при температуре  $400\text{--}450^\circ\text{C}$  в течение нескольких суток, после чего отпаивалась от вакуумной системы. Затем с камерой соединялся отстойник 13, содержащий свежеприготовленный (с малой примесью  $\text{He}^3$ ) образец тритида

урана  $\text{UT}_3$  с активностью по тритию  $\sim 1$  кюри. В отстойнике находился также урановый порошок, служивший геттером для воздуха, остаточное давление которого было порядка  $10^{-7}$  мм рт.ст.<sup>1</sup>. При нагревании образца  $\text{UT}_3$  давление трития в камере повышалось (до  $\sim 10^{-3}$  мм рт.ст. при  $\sim 100^\circ\text{C}$ ), а при охлаждении — понижалось (до  $\leq 10^{-7}$  мм рт.ст. при температуре жидкого азота).

Давление газа в камере измерялось при помощи стандартных манометрических ламп,

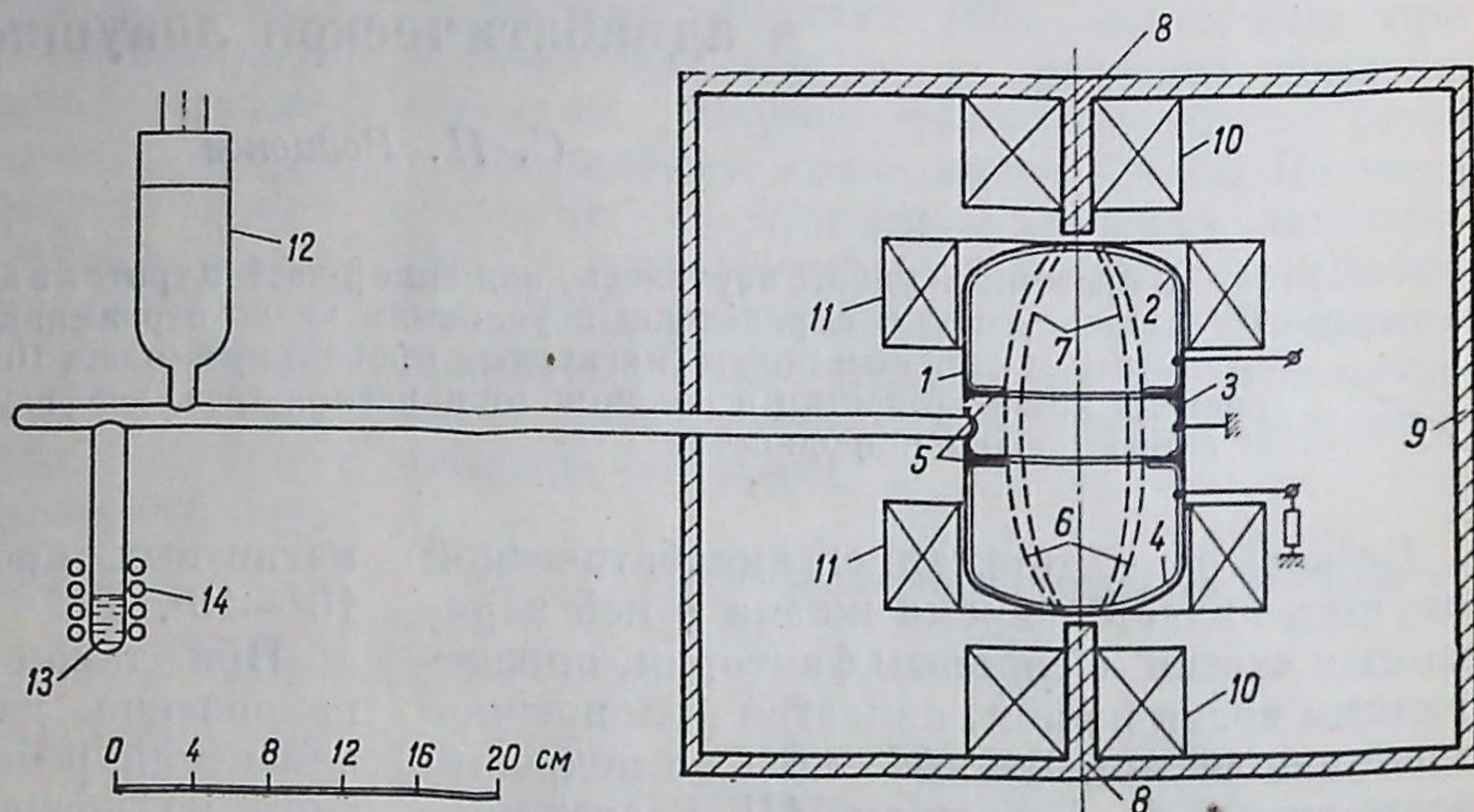


Рис. 1. Схематический разрез установки:

1—стеклянная камера; 2—высоковольтный электрод; 3—охранное кольцо; 4—коллектор; 5—стеклянные кольцевые выступы; 6—границы рабочего объема для медленных ионов и электронов; 7—границы рабочего объема для быстрых  $\beta$ -частиц; 8—полюса электромагнита; 9—ядро; 10, 11—катушки; 12—манометрическая лампа; 13— $\text{UT}_3$ ; 14—нагреватель  $\text{UT}_3$ .

проградуированных по тритию. Градуировка производилась путем измерения тока ионов  $\text{He}^{3+}$ , образующихся вследствие  $\beta$ -распада трития, в отсутствие магнитного поля ловушки (без запирания частиц в ловушке ионный ток, связанный с ионизацией газа при этих давлениях, неизмеримо мал). Ионизационный манометр служил одновременно насосом для откачки  $\text{He}^3$ .

Измерения ионизационного тока велись при помощи стандартного электрометрического усилителя с порогом чувствительности  $5 \cdot 10^{-14}$  а. Измерялись токи от  $5 \cdot 10^{-13}$  до  $5 \cdot 10^{-9}$  а. Источником напряжения служили батареи, находившиеся в экранированном ящике. Все соединения были выполнены

<sup>1</sup> Автор выражает искреннюю благодарность М. Д. Сенину и Ю. В. Гагаринскому за изготовление образца  $\text{UT}_3$  и подготовку камеры к эксперименту.

экранированным проводом. Сопротивление по стеклу между коллектором и охранным электродом, равное  $\sim 10^{11} \Omega$ , не шунтировало входное сопротивление усилителя ( $10^8 - 10^{10} \Omega$ ).

**Определение фоновых токов.** Имеются три основных источника фоновых токов: ток ионов  $He^{3+}$ , вторичная электронная эмиссия с катода под действием  $\beta$ -частиц, вылетающих со стенок камеры, и вторичная эмиссия под действием  $\beta$ -частиц, попадающих на катод из объема камеры.

При наличии магнитного поля ток ионов  $He^{3+}$  вызывается лишь теми ионами, которые образовались внутри объема  $b$  (см. рис. 1), ограниченного силовыми линиями, касающимися внутренних кольцевых выступов  $b$  камеры. Этот объем вычисляется по известной конфигурации магнитного поля.

В процессе экспериментов было замечено, что значительное количество трития ( $\sim 10$  мкюри) осело на стенки камеры. Время оседания составляло несколько суток, так что в процессе проведения отдельного эксперимента, который длился несколько часов, концентрацию трития на стенках можно было считать постоянной. Возникающие при распаде этого трития  $\beta$ -частицы не захватывались в ловушку, а попадали после нескольких оборотов на стенки камеры, вызывая вторичную электронную эмиссию. Вследствие выбранной формы электродов  $2, 4$  (см. рис. 1) фоновый ток вызывали лишь те вторичные электроны, которые появлялись на участке катода, примыкающем к объему  $b$ . Измерение этого тока производилось при вымороженном тритии ( $p_T < 10^{-7}$  мм рт. ст.).

Образовавшиеся в объеме  $b$  и попавшие на катод  $\beta$ -частицы также вызывали вторичную эмиссию и фоновый ток, пропорциональный давлению трития. Для вычисления этого компонента фонового тока необходимо знать коэффициент вторичной эмиссии, который находился при помощи специальных измерений и оказался равным 1.

Во всех последующих измерениях производилось вычитание фоновых токов.

**Контрольные измерения.** Измерялась зависимость ионизационного тока от собирающего напряжения (рис. 2). Характерным являлось уменьшение тока при больших напряжениях ( $> 750$  в), когда электрическое поле начинало влиять на движение  $\beta$ -частиц. Основные измерения проводились при

собирающем напряжении  $\sim 200$  в. Фоновые токи оставались постоянными при больших собирающих напряжениях, что также свидетельствовало об отсутствии в системе таких разрядов.

Чтобы проверить, не влияют ли на результаты измерений поверхностные заряды на стекле камеры, регулярно производилось изменение знака напряжения на высоковольтном электроде. Во всех случаях ток изменял знак, оставаясь неизменным по абсолютной величине.

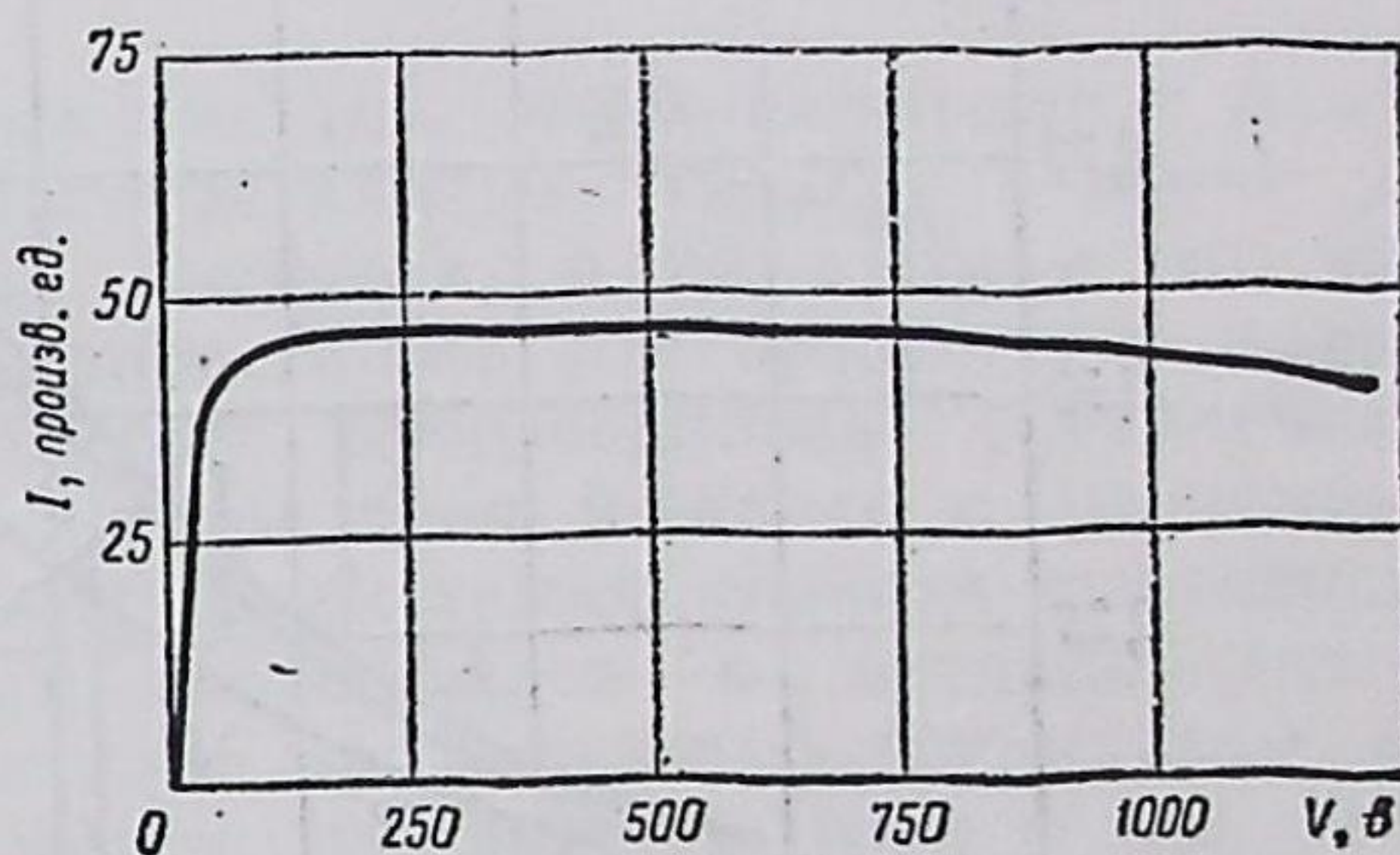


Рис. 2. Зависимость ионизационного тока  $I$  от собирающего напряжения  $V$ .

Измерялся также ионизационный ток в однородном магнитном поле ( $\gamma=1$ ). В пределах ошибок эксперимента ток оказался равным нулю, что свидетельствовало о правильном учете фоновых токов.

**Основные результаты.** Если в ловушке, кроме трития, присутствует и другой газ, то ионизационный ток на коллектор  $4$  (см. рис. 1) зависит от парциальных давлений следующим образом:

$$I \sim \frac{p_T (p_T + \alpha p_d)}{p_T + p_0},$$

где  $p_T$  — давление трития;  $p_d$  — давление постороннего газа;  $p_0$  — давление трития, при котором уход  $\beta$ -частиц из ловушки вследствие рассеяния на атомах трития сравнивается с уходом по другим причинам (в том числе вследствие рассеяния на постороннем газе);  $\alpha = \sigma_{ид} / \sigma_{iT}$  ( $\sigma_i$  — сечения ионизации).

Ток же в ионизационном манометре  $I_m \sim (p_T + \alpha p_d)$  с тем же самым значением  $\alpha$ , что и в выражении для  $I$ , так как при энергии электронов выше 200 в (анодное напряжение ионизационного манометра)

$\alpha$  практически не зависит от энергии электронов.

Таким образом, отношение ионизационных токов в ловушке и манометре пропорционально  $p_T/(p_T + p_0)$ . При  $p_T = p_0$  это отношение уменьшалось вдвое по сравнению со значением при больших  $p_T$ . Пример

последнее равно отношению ионизационного тока к удвоенному току<sup>1</sup> ионов  $\text{He}^{3+}$  из объема, ограниченного магнитными силовыми линиями, отстоящими от внутренних кольцевых выступов камеры на расстоянии  $\bar{\rho}^2$  (см. 7 на рис. 1) ( $\bar{\rho}$  — усредненный по  $\beta$ -спектру ларморовский радиус  $\beta$ -частиц

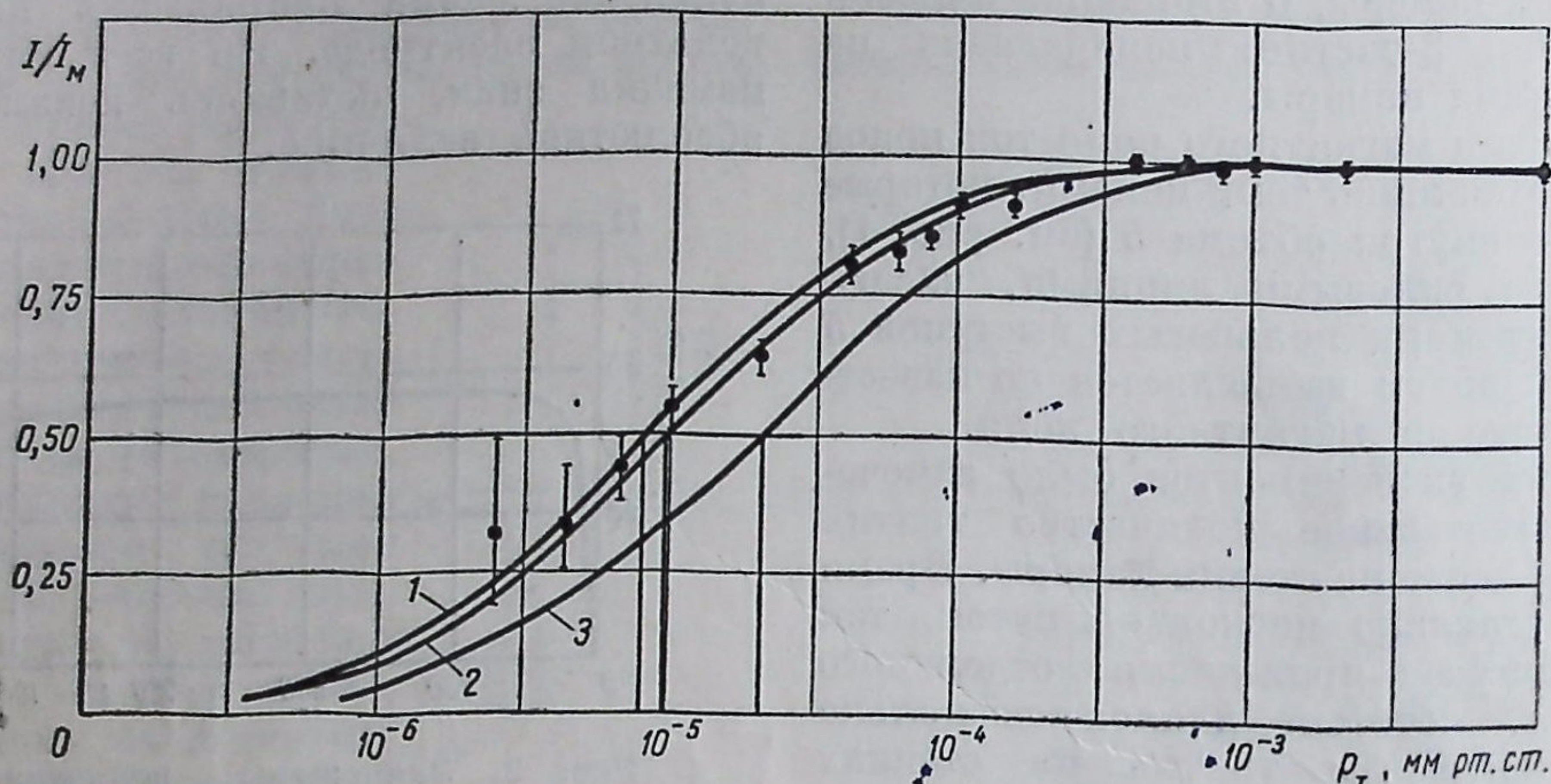


Рис. 3. Определение  $p_0$ .

Кривые представляют функцию  $p_T/(p_T + p_0)$ .  $1 - p_0 = 8 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.;  
 $2 - p_0 = 10^{-5}$  мм рт. ст.;  $3 - p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

определения  $p_0$  описанным способом представлен на рис. 3.

Основным посторонним газом в настоящих экспериментах являлся  $\text{He}^3$ . Почти вся активность трития содержалась в  $\text{UT}_3$  (в камеру переходило не более 10% трития). Поэтому образующийся  $\text{He}^3$  в значительной мере застревал в кристаллической решетке  $\text{UT}_3$  и выделялся оттуда при нагревании вместе с тритием пропорционально количеству последнего. Коэффициент пропорциональности определялся в специальных опытах при помощи вымораживания трития. Зная давление  $\text{He}^3$ , можно найти давление трития по показаниям ионизационного манометра.

Рассмотрим сначала определение времени жизни  $\beta$ -частиц в ловушке, связанного с рассеянием их на атомах трития ( $p_T \gg p_0$ ). Для этого достаточно знать потерю энергии каждой  $\beta$ -частицей в ловушке или количество образованных  $\beta$ -частицей пар ионов<sup>1</sup>;

<sup>1</sup> Принималось, что на образование одной пары ионов требуется в среднем 60 эв [5].

в магнитном поле  $H_0$ ). Рабочий объем определяется для каждой конфигурации магнитного поля.

Зная потерю энергии  $\beta$ -частицей, по обычным формулам ионизационных потерь можно вычислить время жизни  $\beta$ -частицы в ловушке, пройденный ею путь и число отражений от магнитных пробок. Для определения числа отражений вычислялся средний путь  $\beta$ -частицы между отражениями, который в зависимости от конфигурации магнитного поля изменялся в пределах 15 ÷ 20 см. Связь между потерей энергии  $\beta$ -частицей в ловушке  $\Delta E$ , числом отражений  $N$  и временем жизни  $\tau$  отражена в таблице (средняя начальная энергия  $\beta$ -частиц трития принималась равной 6 кэв).

<sup>1</sup> Ток ионов  $\text{He}^{3+}$  удваивался в связи с тем, что соответствующие им быстрые  $\beta$ -частицы с равной вероятностью попадали как на анод, так и на катод и не давали тока в измерительной цепи.

<sup>2</sup>  $\beta$ -частицы, образовавшиеся вне этого объема, после нескольких оборотов попадут на кольцевые выступы камеры.

Потери энергии, число отражений и время жизни  $\beta$ -частиц в ловушке

$\Delta E$ , кэв	$N \cdot p_T$ , мм рт. ст.	$\tau \cdot p_T \cdot 10^8$ , сек. мм рт. ст.
1	5,7	4
2	11,1	8,3
3	15,5	12
4	18,3	15
5	20,6	18,3
6	21,4	20,2

Зависимость времени жизни  $\beta$ -частицы в ловушке  $\tau$  (в единицах времени ионизационного торможения, равного  $\frac{2 \cdot 10^{-7}}{p_T}$  сек) от различных параметров ловушки при  $p_T \gg p_0$  изображена на рис. 4—6.

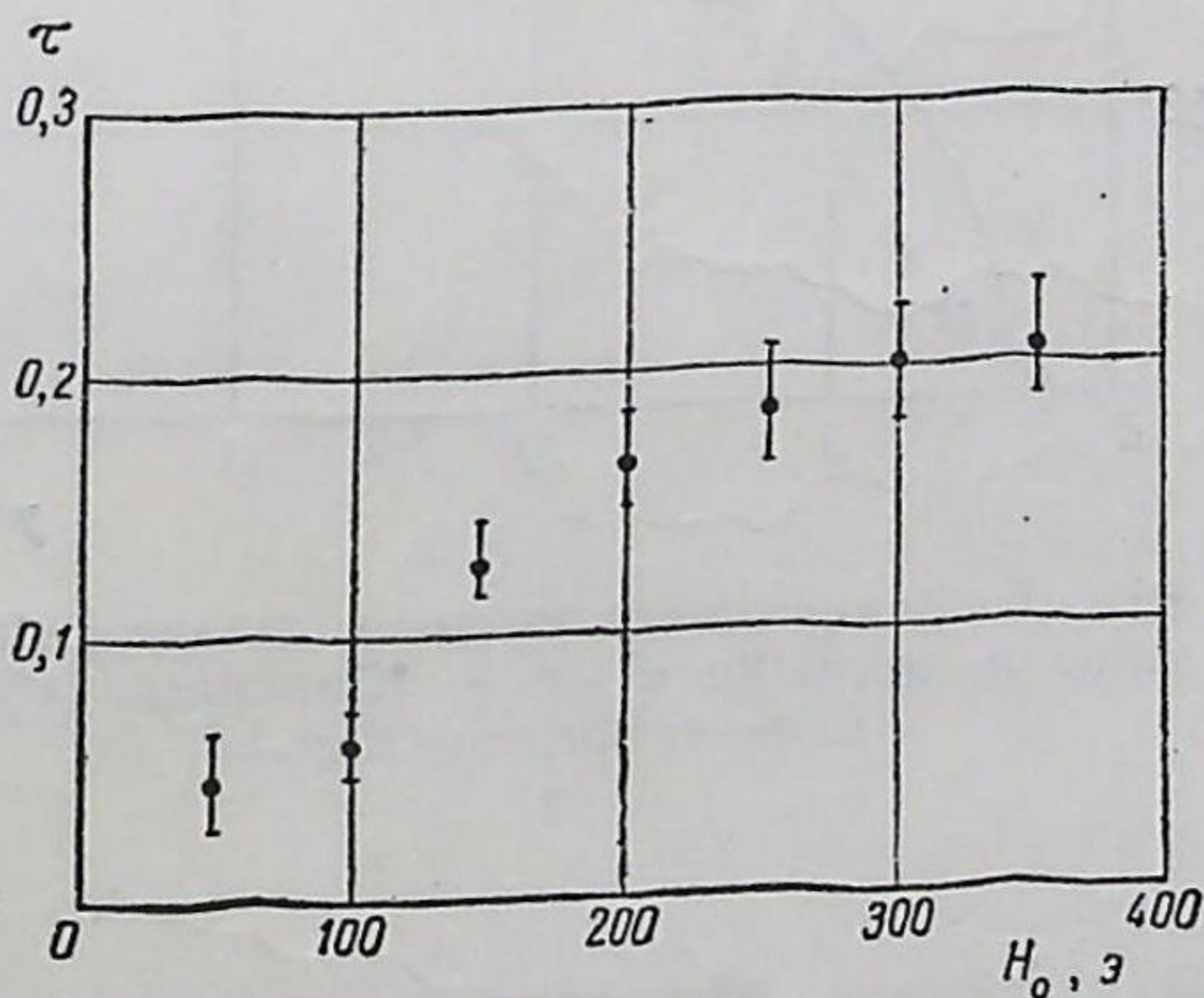


Рис. 4. Зависимость времени жизни  $\beta$ -частицы в ловушке  $\tau$  от величины магнитного поля в центре  $H_0$  при  $\gamma=5$ .

На рис. 4 приведена зависимость  $\tau$  от магнитного поля  $H_0$  при  $\gamma=5$ . Каждая точка представляет среднее шести измерений, проведенных при  $p_T \sim 10^{-3}$  мм рт. ст. Указанные ошибки (как и на остальных рисунках) только статистические.

На рис. 5 приведена зависимость  $\tau$  от  $H_0$  при заданном  $H_{пр}$ . Характерной особен-

ностью этой зависимости является наличие максимума  $\tau$ , предсказанного в работе [1]. Максимум связан с тем, что при малых  $H_0$  усиливается уход  $\beta$ -частиц поперек магнитного поля, а при больших  $H_0$  — уход через пробки (за счет уменьшения  $\gamma$ ). Местоположение максимума соответствует теоретическим оценкам.

На рис. 6 приведена зависимость  $\tau$  от  $\gamma$  при  $H_0=300$  э. Согласно работе [1] эта зависимость пропорциональна функции

$$\psi(\gamma) = -\ln \operatorname{tg} \vartheta_0/2 - \cos \vartheta_0 (\sin^2 \vartheta_0 = 1/\gamma).$$

Для  $\beta$ -частиц, образовавшихся в различных областях камеры,  $\gamma = H_{пр}/H$  имеет различные значения, а не одно и то же, как предполагалось для простоты в работе [1]. Поэтому производилось усреднение  $\psi(\gamma)$  с учетом доли  $\beta$ -частиц с различными  $\gamma$ . Полученная таким образом расчетная кривая совмещалась с экспериментальными точками при больших  $\gamma$ . Формальное использование результатов работы [1] дает для совмещенной расчетной кривой несколько заниженное значение средней энергии  $\beta$ -частиц ( $\sim 1,5$  кэв).

Чтобы найти  $N$  и  $\tau$ , соответствующие посторонним механизмам ухода  $\beta$ -частиц из ловушки (не связанным с рассеянием на атомах трития), можно использовать данные таблицы, заменив  $p_T$  на  $p_0$ . Как уже отмечалось, главным таким механизмом является рассеяние  $\beta$ -частиц на атомах  $\text{He}^3$ . Из опытов было найдено, что зависимость между  $p_0$  и  $p_{\text{He}}$  выражается следующим образом:

$$p_0 = a p_{\text{He}} + b.$$

Остаточное значение  $p_0$ , равное  $b$ , может быть связано как с наличием следов воздуха в ловушке, так и с возможным изменением магнитного момента отдельной  $\beta$ -частицы (без столкновений).

Для определенных конфигураций магнитного поля ( $H_0 > 200$  э,  $\gamma < 15$ )  $b$  не превосходило  $2 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Предполагая, что воздух в ловушке отсутствует, можно получить нижнюю границу числа отражений от магнитных пробок, связанную с изменением  $\mu$  отдельной  $\beta$ -частицы. В частности, при  $H_0=400$  э,  $H_{пр}=4500$  э  $N > 10^7$  и  $\tau > 0,07$  сек (в этих условиях

$\beta$ -частица образует 65 пар ионов и теряет около 4 кэв энергии до выхода из ловушки)<sup>1</sup>.

При некоторых конфигурациях магнитного поля найденное значение величины  $b$  существенно превышало  $2 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст., что может быть объяснено лишь изменением  $b$  отдельной  $\beta$ -частицы. Так, например, при уменьшении  $H_0$  до 90 э и увеличении  $\gamma$  до 40 уход  $\beta$ -частиц из ловушки сильно увеличивался ( $N = 2 \cdot 10^5$ ).

Уход  $\beta$ -частиц из ловушки увеличивался также при введении азимутальной асимметрии. В нормальных условиях азимутальная асимметрия не превышала 0,5 % в центре ловушки и 4% у полюсов. Искусственная неоднородность создавалась при помощи катушки, расположенной в медианной плос-

$H_0$	$H_{пр}$	$\gamma$	$\Delta H/H, \%$	$N$
300	4000	13	{ 0 3	$> 6 \cdot 10^6$ $> 6 \cdot 10^6$
90	3600	40	{ 0 9 15	$2 \cdot 10^5$ $2 \cdot 10^4$ $2 \cdot 10^4$
200	960	5	{ 0 4	$> 3 \cdot 10^6$ $> 3 \cdot 10^6$

**Заключение.** Примененная методика позволила получить количественные данные о поведении заряженных частиц в адиабати-

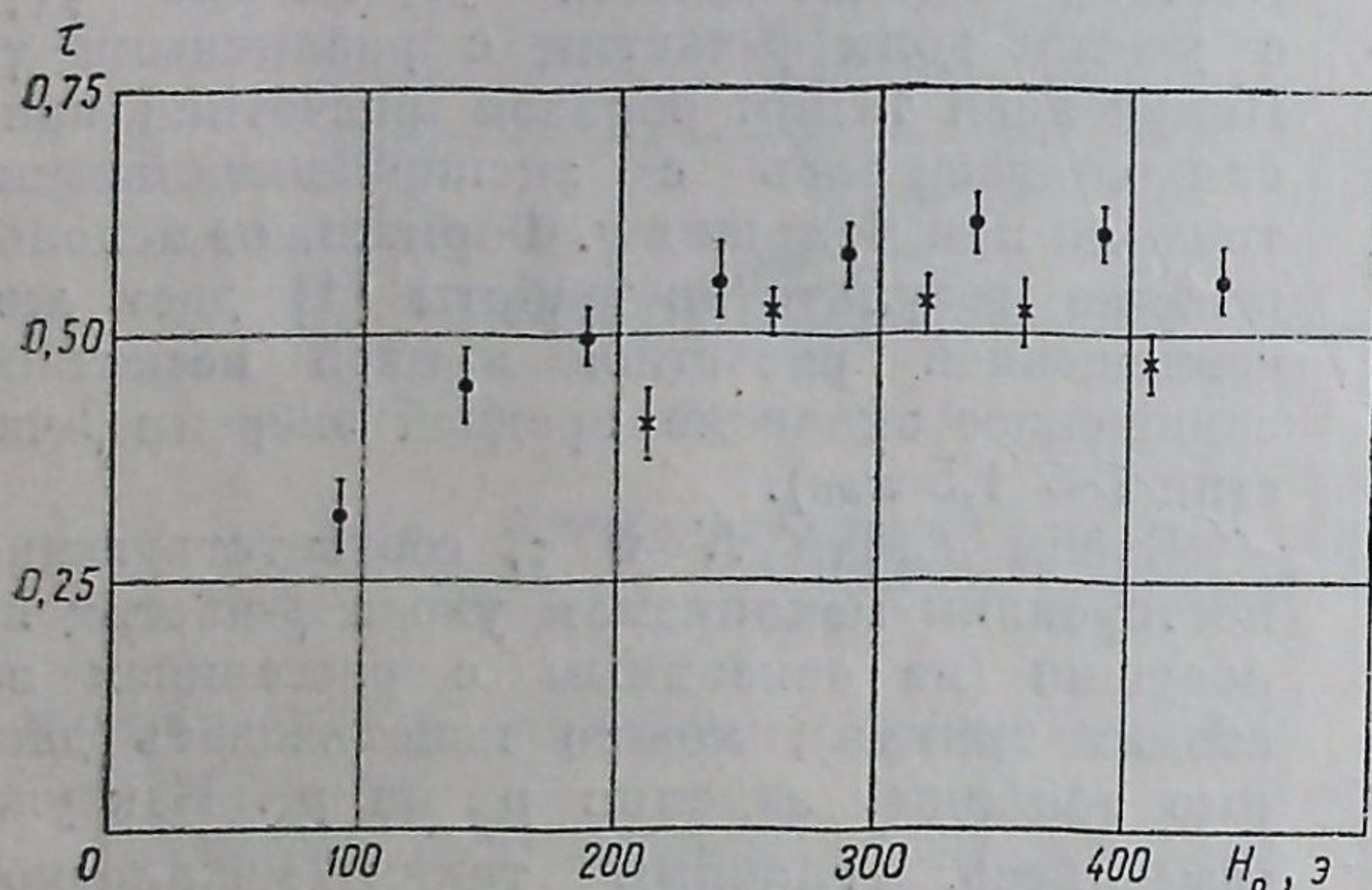


Рис. 5. Зависимость времени жизни  $\beta$ -частицы в ловушке  $\tau$  от величины магнитного поля в центре  $H_0$

при  $H_{пр} = 4000$  э ( $\bullet$ ),  $H_{пр} = 3000$  э ( $\times$ ).

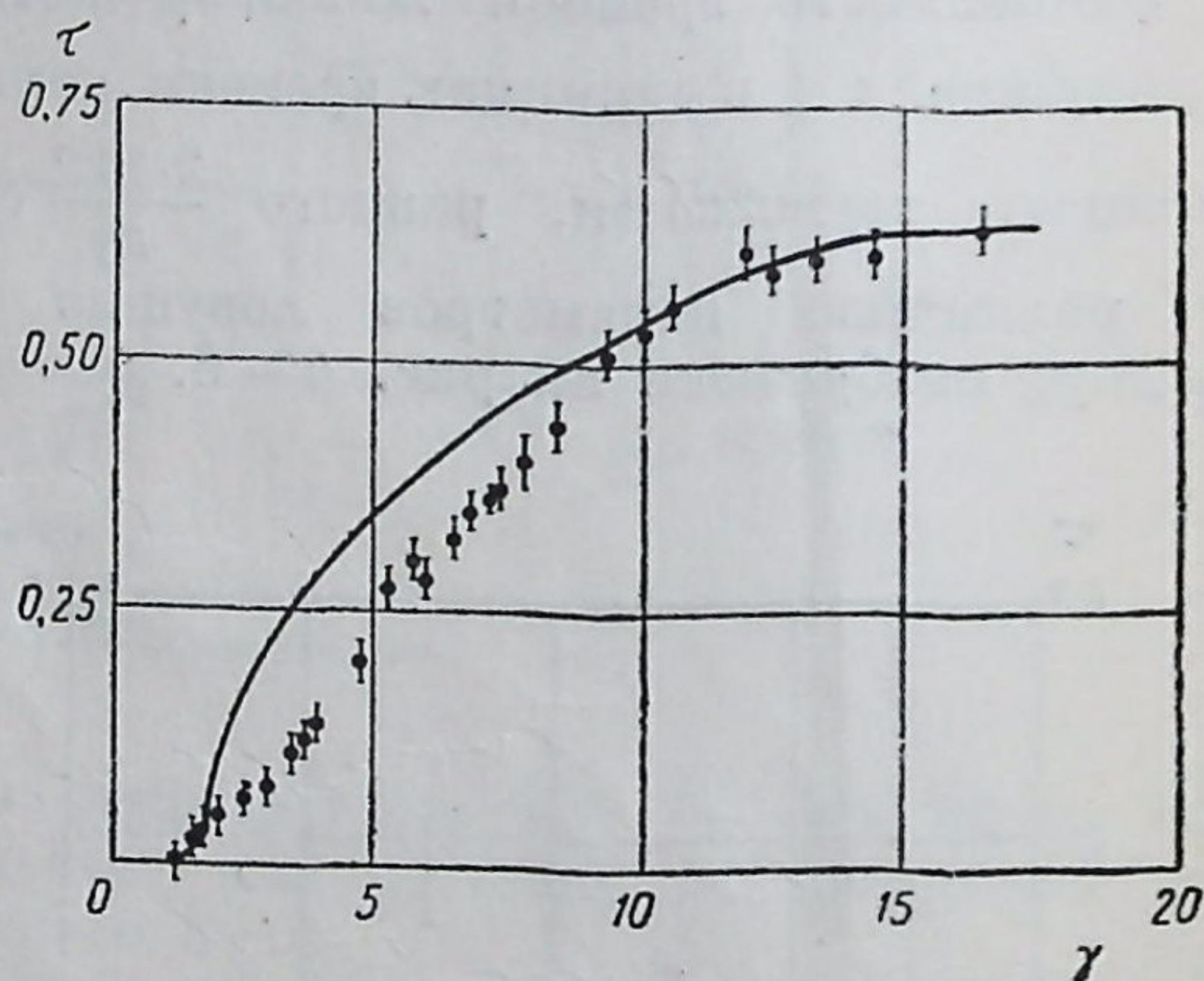


Рис. 6. Зависимость времени жизни  $\beta$ -частицы в ловушке  $\tau$  от  $\gamma$ . (Сплошная кривая—теоретическая.)

кости магнитного поля вне камеры. Во всех случаях введения азимутальной асимметрии наблюдалось уменьшение понизационного тока, связанное, по-видимому, с изменением рабочего объема в ловушке. Результаты измерений при наличии азимутальной асимметрии приведены ниже (указана величина дополнительной азимутальной асимметрии  $\Delta H/H$ ):

<sup>1</sup> Так как сечение рассеяния  $\beta$ -частиц атомами воздуха в  $Z(Z+1)/2$  раза больше, чем атомами трития, то остаточное давление воздуха, необходимое для объяснения найденного значения  $b$ , составляет всего  $\sim 7 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. Парциальное давление воздуха в наших опытах непосредственно не измерялось.

ческой ловушке, представляющие практический интерес для всех рассматриваемых в настоящее время ловушек с магнитными пробками.

Время жизни  $\beta$ -частиц в ловушке, связанное с кулоновским рассеянием на атомах газа, удовлетворительно согласуется с теорией работы [1] вплоть до  $10^7$  отражений от магнитных пробок. Обнаруженное влияние азимутальных неоднородностей магнитного поля, по-видимому, не противоречит результатам проделанного в самое последнее время расчета [6].

Пользуюсь случаем выразить глубокую благодарность за постоянное внимание и

ценные советы Г. И. Будкеру, которому принадлежит также идея данной работы, и П. Е. Спиваку, оказавшему большую помощь в начальной стадии экспериментов.

*Прим. при корректуре.* Как нам стало известно, аналогичные эксперименты проводились Гибсоном и Лауэром (Bull. Amer. Phys. Soc., 3, 412, 1958). Подробности работы не опубликованы.

Поступила в Редакцию 11/IV 1959 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер. Сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. III. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 3.
2. R. Kulsrud. Phys. Rev., 106, 205 (1957).
3. A. Bishop. Project Sherwood. U.S.A., Massachusetts, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1958.
4. Г. М. Антропов, В. А. Беляев,

- М. К. Романовский. Сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. III. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 250.
5. Н. Мотт, Г. Месси. Теория атомных столкновений. Изд-во иностр. лит., 1951.
6. Б. В. Чириков. Атомная энергия, 6, № 6, 630 (1959).

