

20

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

И Я Ф 33 - 72

Б.П.Санников

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ
ЧЕРЕЗ ГАЗЫ**

Новосибирск

1972

Б.П.Саников

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ ЧЕРЕЗ ГАЗЫ

А Н Н О Т А Ц И Я

Исследуется прохождение позитронов через газовые мишени, помещенные в магнитное и электрическое поля, выбирается сорт газа для замедлителя и накопителя позитронов. Показано, что для газового замедлителя и накопителя позитронов наиболее подходит чистый гелий.

При изучении электрического дрейфа медленных позитронов в гелии и неоне, удалось подтянуть медленные позитроны к краю мишени с толщины $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ г/см².

За счет большей подвижности медленных позитронов в гелии из гелиевой мишени можно вытянуть в 5 раз больше медленных позитронов, чем из неоновой.

Методом электрического дрейфа измерено сечение столкновения медленных позитронов с атомами гелия и неона.

Сечение столкновения позитронов в гелии зависит от энергии. При энергии позитронов около $\frac{1}{2} \div 5$ эв в сечении наблюдается минимум равный $(2.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-18}$ см². В районе ~ 6 эв значение сечения удваивается и затем с ростом энергии позитронов слабо растет до энергии образования позитрония.

В неоне сечение практически не зависит от энергии позитронов и соответствует значению $(3 \pm 0.5) \cdot 10^{-18}$ см².

1. Введение

Для создания позитронных ускорителей и позитронных пучков в накопителях необходимы сильноточные источники позитронов с заданной энергией и малым фазовым объемом.

Получение сгустков позитронов большой интенсивности представляет интерес для исследования прохождения позитронов через вещество, изучения химии позитронов и позитрония, диагностики плазмы и т.д. /1/.

В настоящее время получают позитроны малой интенсивности от радиоактивных источников (Na^{22} или Cu^{64}) или путем конверсии электронов в позитроны на специальных мишенях - конверторах /2,3/.

Г.И.Будкер предложил метод получения сильноточного источника позитронов /4/, который заключается в следующем:

Позитроны, полученные на конверторе от пучка электронов сравнительно небольшой энергии (5-10 Мэв) в широком диапазоне энергий и углов, замедляются в специальной мишени до тепловых или околотепловых скоростей, вытягиваются электрическим полем из мишени и затем ускоряются до требуемой энергии.

Возможны два варианта осуществления этой идеи, а также их комбинации.

Первый вариант - непрерывного действия - состоит в том, что к мишени (как правило газовой) прикладывается электрическое поле, которое за счет подвижности подтягивает медленные позитроны к краю мишени.

Так как все позитроны подходят к краю мишени практически с нулевой энергией, то, ускоряясь в дальнейшем однородным электрическим полем, они образуют параллельный монохроматический пучок.

Во втором импульсном варианте позитроны из газового замедлителя вытягиваются слабым электрическим полем в магнитную и электростатическую ловушку, запутывающую быстрые позитроны и не выпускающую медленные.

Ловушка представляет собой разреженную газовую мишень, помещенную в пробкотрон /5/ с электростатическими зеркалами на концах для удержания в пробкотроне медленных позитронов. Позитроны в ловушке накапливаются в течение времени порядка времени жизни (например, при давлении гелия-1 тор это время составляет 10^{-3} сек). Затем коротким импульсом продольного электрического поля позитроны вытягиваются из накопителя. Это позволяет увеличить импульсное значение позитронного тока в отношении времени накопления к времени вытягивания.

В течение нескольких лет в ИЯФ СО АН СССР проводились работы по изучению возможности создания сильноточного позитронного источника. Целью данного обзора является систематическое изложение результатов этих работ. В обзоре использованы результаты, опубликованные автором совместно с С.Н. Родионовым и Е.П. Солодовым, а также неопубликованные материалы.

Г Л А В А 1

ГАЗОВЫЙ ЗАМЕДЛИТЕЛЬ ПОЗИТРОНОВ

1. Процесс замедления позитронов в веществе

Подобно другим заряженным частицам позитроны, проходя через вещество, теряют свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов и молекул этой среды и на излучение при торможении. Кроме того, упругие столкновения позитронов с атомами среды приводят к перераспределению кинетической энергии между сталкивающимися частицами. Однако, при торможении позитронов в веществе появляется возможность нового процесса - аннигиляции.

Сечение аннигиляции с испусканием двух квантов при столкновении свободных позитрона и электрона было рассчитано Дираком и равняется

$$\sigma_{2\gamma} = \frac{\pi r_0^2}{\gamma+1} \left[\frac{\gamma^2+4\gamma+1}{\gamma^2-2} \ln(\gamma+\sqrt{\gamma^2-1}) - \frac{\gamma+3}{\sqrt{\gamma^2-1}} \right] \quad (1)$$

где

$$\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}; \quad \beta = \frac{v}{c}; \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$$

При $\beta \ll 1$, (1) преобразуется в простую формулу

$$\sigma_{2\gamma} = \frac{\pi r_0^2}{\beta} \quad (2)$$

Сечение трехфотонной аннигиляции позитронов в $1/\alpha$ раз меньше $\sigma_{2\gamma}$, где $\alpha = \frac{1}{137}$ - постоянная тонкой структуры.

Число актов аннигиляции в единицу времени в веществе атомного номера Z и с n атомами в единице объема составляет

$$\lambda = Z n \sigma_{2\gamma} v = n Z \pi r_0^2 c \quad \text{сек}^{-1} \quad (3)$$

и не зависит при малых скоростях позитронов от скорости.

Время замедления позитронов в веществе можно определить как

$$t = \int_{W_{\text{нач}}}^{W_{\text{кон}}} \frac{dW}{v(-\frac{dW}{dx})} \quad (8)$$

где

$$-\frac{dW}{dx} \approx \frac{2\pi e^4 n Z}{W} \ln \frac{W}{W_i}$$

или

$$t = \frac{\sqrt{\frac{m}{2}}}{2\pi e^4 n Z} \int_{W_{\text{нач}}}^{W_{\text{кон}}} \frac{\sqrt{W} dW}{\ln \frac{W}{W_i}} \quad (8^1)$$

Так как логарифм под интегралом медленная функция, то можно вынести среднее значение его и приближенно записать

$$t \approx \sqrt{\frac{m}{2}} \cdot \frac{[W_{\text{нач}}^{3/2} - W_{\text{кон}}^{3/2}]}{3\pi e^4 n Z \ln \frac{W}{W_i}} \quad (9)$$

Среднее значение $\ln \frac{W}{W_i}$ для широкого диапазона начальных энергий позитронов имеет порядок 10.

Отсюда время замедления в газе позитронов от начальной энергии $W_{нач} \gg 1$ кэв до энергии в несколько кэв, т.е. пока выполняется первое борновское приближение, запишется в виде

$$t \approx \sqrt{\frac{m}{2}} \cdot \frac{W_{нач}^{3/2}}{10 \cdot 3\pi e^2 n z} \approx \frac{10^{-16} \cdot W_{нач}^{3/2}}{\rho z} \quad (10)$$

где $W_{нач}$ - начальная энергия позитронов в эв

ρ - давление газа в атмосферах;

Время замедления позитронов от нескольких кэв до потенциала ионизации можно грубо оценить, если считать, что за соударение теряется энергия, равная потенциалу ионизации W_i

$$- \frac{dW}{dx} \approx \frac{W_i}{\lambda_i} \quad (11),$$

где $\lambda_i = (n \sigma_i)^{-1}$

σ_i - сечение ионизации для позитронов.

Для σ_i приближенно можно взять электронные сечения ионизации, т.к. для позитронов нет ни экспериментальных, ни теоретических данных о сечениях ионизации.

Для электронов сечение ионизации, приблизительно, обратно пропорционально энергии

$$\sigma_i \sim \frac{\sigma_0(W_0)}{W} \quad (12)$$

$\sigma_0(W_0)$ порядка 10^{-16} см².

Подставив (12) и (11) в (8), получим время замедления позитронов от энергии в несколько кэв до потенциала ионизации

$$t \approx \frac{10^{-13} \cdot W_{нач}^{3/2}}{\rho} \quad \text{сек} \quad (13)$$

Так как $W_{нач}$ в (10) $\gg W_{нач}$ в (13), то

$t(10) \gg t(13)$, и, следовательно, время замедления позитронов от энергии, в несколько Мэв до потенциала ионизации будет определяться формулой (10) и составляет, примерно,

$$t \approx 10^{-7} \frac{1}{\rho z} \quad \text{сек} \quad (14)$$

Если сечение аннигиляции описывать упрощенной формулой Дирака (2), то получается не зависящее от скорости позитронов "дираковское" время их жизни в веществе

$$\tau_D = \frac{1}{\sigma_{2\gamma} \cdot v n z} \approx \frac{5 \cdot 10^{-6}}{\rho z} \quad (15)$$

Сравнивая (15) и (14), видно, что время замедления позитронов от энергии в несколько Мэв до потенциала ионизации почти на два порядка меньше времени их жизни в веществе.

Таким образом, почти все позитроны замедлятся, не успев проаннигилировать в процессе замедления.

По расчетам Гайтлера и Бете [8,9], вероятность аннигиляции при замедлении позитронов от 5 Мэв до энергии, пока энергетически возможны процессы ионизации и возбуждения, составляет около 5%.

После того, как позитроны замедлятся до энергии порядка потенциала ионизации замедляющей среды, существенную роль приобретает процесс образования позитрония (Ps) в синглетном (парапозитроний) или в триплетном (ортопозитроний) состоянии.

Энергия связи позитрона и электрона в основном состоянии системы позитрония (15) равняется половине потенциала ионизации атома водорода:

$$W_{св} = \frac{e^4 m \cdot z^2}{2 \hbar^2 n^2} \approx 6,8 \text{ эв}$$

Лишь позитроны с кинетической энергией $W > (W_i - 6,8 \text{ эв})$ способны образовывать атомы позитрония, где W_i - потенциал ионизации атома [10].

Позитроны с энергией меньше 1 эв могут образовывать связанные химические соединения с молекулами многоатомного газа /1/.

Отсюда, для газового накопителя медленных позитронов, очевидно, необходимо выбрать инертные газы.

2. Определение наличия медленных позитронов в разреженной газовой мишени

Очень немного известно о медленных позитронах и их взаимодействиях с атомами вещества.

Попытка выявить существование медленных позитронов путем сбора их на отрицательно заряженный электрод была предпринята Маданским и Разетти /13/. Доказательств существования медленных позитронов не было обнаружено.

В работе /14/ с помощью спирального β -спектрометра были замечены позитроны с энергией около 20 эв, выходящие из полиэтиленовой пленки с волокнистой структурой. В сообщениях /15/ говорится о замеченных по времени пролета позитронах с энергией около 2 эв, выходящих из позолоченных слюдяных пластинок.

О наличии медленных позитронов в газах обычно судят по долгоживущей компоненте в временном спектре /1,16,17/.

Измерения времени жизни позитронов в газах проводится, как правило, при давлениях, значительно больше атмосферного. Наблюдается запаздывание между появлением аннигиляционных γ -квантов и γ -квантом с энергией 1,28 Мэв, который сопровождает процесс β -распада в радиоактивном источнике Na^{22} и который испускается практически одновременно с рождением позитрона.

Регистрация момента рождения позитрона по 1,28-мэвному γ -кванту, который не скоррелирован по углу с родившимся позитроном, имеет малую эффективность, т.к. незначительное количество позитронов, из всех родившихся в радиоактивном источнике, летит в нужном телесном угле.

При давлениях $p \gg 1$ атм время жизни не связанных позитронов много меньше времени жизни ортопозитрония, которое составляет $\sim 1,4 \cdot 10^{-7}$ сек. Поэтому не исключено, что в долгоживущую компоненту временного спектра при $p \gg 1$ атм дают вклад позитроны, аннигилирующие в связанном состоянии.

Совершенно нет данных о долгоживущей компоненте в временном спектре при давлениях, меньших атмосферного, когда время жизни позитронов в свободном состоянии заведомо больше времени жизни ортопозитрония.

При таких давлениях основная часть спектра позитронов, вылетающих из Na^{22} , замедляется на расстояниях в несколько десятков сантиметров и эффективность регистрации моментов аннигиляции позитронов из большого объема становится малой величиной из-за телесного угла.

Так как газовый замедлитель позитронов предполагается выполнить при давлениях, значительно меньших атмосферного, а при таких давлениях не исследовалось время жизни позитронов и неизвестно имеются ли в разреженных газах медленные позитроны, то нами была разработана методика по определению наличия долгоживущей компоненты в временном спектре позитронов в газах при низких давлениях /18/.

Регистрация позитронов, вылетающих из радиоактивного источника Na^{22} в нужном направлении производилась с помощью тонкой сцинтилляционной пластинки, располагаемой между р/а источником и цилиндрической камерой, которая заполнялась исследуемым газом и помещалась в продольное магнитное поле с напряженностью до 600 гс. Магнитное поле уменьшало рассеяние позитронов на стенки камеры в процессе замедления.

Тонкие сцинтилляционные пластинки изготавливались путем ставивания и полировки сцинтилляционной пластмассы. Без особых трудов удавалось получить сцинтилляторы толщиной до 70 мк, при диаметре 25 мм.

Эти пластинки вставлялись в световод из оргстекла диаметром 50 мм, внутри которого располагался радиоактивный источник (рис.2). Для увеличения светосбора полированный торец световода имел сферическую форму.

Измерение эффективности регистрации позитронов тонким сцинтиллятором проводилось на установке, блок схема которой приведена на рис.3. На этой же установке производилось определение наличия долгоживущей компоненты в временном спектре позитронов.

Световод с радиоактивным источником Na^{22} (2) и сцинтилляционной пластинкой (3) вставляя в вакуумную камеру (4). Позитроны аннигилировали на алюминизированной полиэтиленовой мише-

ни (5), расположенной на расстоянии 60 см от источника.

Световые вспышки в тонком сцинтилляторе (3) регистрировались фотоумножителем (1). Аннигиляционные γ -кванты регистрировались сцинтилляционными счетчиками (6) и (7), расположенными друг против друга по обе стороны от мишени и включенными в схему двойных совпадений с разрешающим временем $\tau_p = 3 \cdot 10^{-9}$ сек.

Для определения эффективности регистрации позитронов сцинтилляторов (3) сигналы со схемы совпадений (6 + 7) включались на совпадение с счетчиками (1).

На рис.4 показана зависимость эффективности регистрации позитронов тонким сцинтиллятором (3) в зависимости от его толщины и напряжения на фотоумножителе (1). Эффективность определялась как отношение скорости счета тройных совпадений (1 + 6 + 7) к скорости счета двойных (6 + 7).

Пропускающая способность сцинтиллятора (3) от его толщины приведена на рис.5.

Видно, что эффективность регистрации позитронов тонким сцинтиллятором может достигать практически, 100% при коэффициенте пропускания позитронов сцинтилляционной пластинкой $20 \div 30\%$.

При увеличении напряжения на ФЭУ (1) возрастает нагрузка канала N_1 , связанная с тем, что при малом напряжении регистрируются "медленные" позитроны, которые имеют наибольшие ионизационные потери энергии, и, следовательно, дают наибольшие вспышки в сцинтилляторе, а с увеличением напряжения ФЭУ (1) начинают регистрироваться слабые световые вспышки от "быстрых" позитронов (рис.6).

Следовательно, применив амплитудный дискриминатор, можно регистрировать те позитроны, которые выйдут из тонкого сцинтиллятора с такой энергией, что смогут замедлиться в газе при малом давлении на расстоянии в несколько сантиметров и затем диффундировать вдоль магнитного поля и мишени, и не регистрировать позитроны с большой энергией, не замедляющиеся в газовой мишени, от которых в сцинтилляторе возникают слабые световые вспышки.

Запуская развертку осциллографа сигналами от фотоумножителя (1) (рис.3) и подавая на пластины "у" сигнал от схемы двойных совпадений, получим распределение моментов аннигиляции позитронов на твердой мишени относительно начала развертки, т.е. относительно момента влета позитрона в установку.

Чтобы исключить сигналы от позитронов, быстро пролетающих расстояние до мишени, на пластины осциллографа подавался сигнал от схемы совпадений (6 + 7), включенный на антисовпадение с сигналом от фотоумножителя (1), т.е. подавался сигнал на пластины осциллографа со схемы совпадение - антисовпадение (6 + 7 - 1).

Разрешающее время схемы совпадение-антисовпадение было 10^{-6} сек, что значительно больше времени жизни ортопозитрония.

Таким образом, на пластины осциллографа подавались сигналы от позитронов, проаннигилированных спустя 10^{-6} сек после попадания их в камеру.

Экран трубки осциллографа был закрыт диском из непрозрачной бумаги с пятью прорезями, шириной в 1 см каждая, расположенными вдоль развертки через 1 см. В эти прорези можно было наблюдать верхушки импульсов, длительностью $\sim 10^{-7}$ сек поступающих от схемы (6+7-1). Длительность развертки соответствовала 10 мксек при длине развертки 10 см. Следовательно, разрешающее время такого 5-ти канального временного анализатора равносильно 1,1 мксек. Считывание импульсов с экрана осциллографа производилось с помощью фотоумножителей, от которых шли световоды к окнам в экране. Световоды были слабоизогнуты [19], так что потери света в световодах; практически, отсутствовали. Общий вид временного анализатора показан на рис.7.

Случайные совпадения при длительности развертки осциллографа 10 мксек и при нагрузке канала, запускающего развертку осциллографа, $N_1 = 3 \cdot 10^3$ сек⁻¹, при которой производились измерения (при этой нагрузке мертвое время временного анализатора было меньше 1%), будут составлять около 3% от импульсов, зарегистрированных всеми фотоумножителя с экрана осциллографа.

На рис.8 приведены результаты измерений при различных давлениях гелия в камере за одно и тоже время эксперимента, которое составляло 9 часов.

Первый канал регистрирует позитроны, пролетающие газовую мишень толщиной 60 см за время от 10^{-6} сек до $2 \cdot 10^{-6}$ сек. В остальные каналы регистрируются позитроны, проходящие газовую мишень за время, большее $2 \cdot 10^{-6}$ сек.

Видно, что при давлении в камере $\sim 10^{-3}$ тор за время от $2 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-5} сек зарегистрировано $11 \pm 3,3$ событий, которые составляют, примерно, 3% от всех зарегистрированных на осциллографе

сигналов и, вероятно, соответствуют случайным событиям.

При давлениях гелия 200 тор и 500 тор счет в первые каналы несколько уменьшился, но зато в интервал времени от $2 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-5} сек, соответственно давлениям, выпало 36 ± 6 и $21 \pm 4,6$ событий. Случайные события в этих случаях составляют не более 10 событий.

Следовательно, в гелии имеются замедленные позитроны, которые за время жизни диффундируют к твердой мишени. О количестве медленных позитронов относительно всех позитронов падающих на твердую мишень, говорить нельзя, так как в этом эксперименте не определялось сколько позитронов дошло до твердой мишени.

О том, что позитроны замедляются в разреженной газовой мишени до малых энергий подтверждает также эксперимент по исследованию дрейфа позитронов под действием слабого электрического поля [22, 23, 38, 39].

В этом эксперименте позитроны от радиоактивного источника Na^{22} влетали в цилиндрическую камеру, наполненную исследуемым газом и помещенную в продольное электрическое поле (рис. 23). Изучалось изменение скорости счета позитронов, дошедших до твердой мишени (7), расположенной на расстоянии 40 см от радиоактивного источника в зависимости от давления газа, величины и направления продольного электрического поля.

Результаты измерений скорости счета позитронов, дошедших до твердой мишени под действием электрического поля для гелия, приведены на рис. 8.

Видно, что слабое ускоряющее электрическое поле приводит к увеличению скорости счета позитронов. Качественно этот результат может быть объяснен тем, что сечение рассеяния околотовольтовых позитронов в гелии имеет минимум аналогично эффекту Рамзауэра-Таунсенда для электронов.

Подробное исследование электрического дрейфа позитронов в газах и обсуждение полученных результатов приводится во второй главе.

3. Расчет замедления позитронов в газовой мишени

Измерение прохождения позитронов через газы

Зная спектр позитронов, испускаемый радиоактивным источником Na^{22} , можно оценить количество замедлившихся позитронов в газовой мишени.

Энергетический спектр позитронов от р/а источника в соответствии с работами [20, 21] представлен на рис. 10. Если пересчитать этот спектр в пробежный, то получится зависимость количества позитронов, вылетающих из радиоактивного источника, относительно их пробегов (рис. 10А).

Необходимо оценить количество позитронов, замедлившихся в газовой мишени, помещенной в продольное магнитное поле, с учетом ухода позитронов в процессе замедления на стенку цилиндрической камеры поперек магнитного поля.

Процесс прохождения позитронов через газовую мишень, помещенную в магнитное поле, качественно можно представить следующим образом.

Первоначально быстрый позитрон проходит некоторый участок мишени, двигаясь по винтовой линии с ларморовским радиусом:

$$r = \frac{mc^2 v}{eH} \quad (18)$$

теряя энергию, в основном, на ионизацию и возбуждение, но испытывая лишь небольшие отклонения за счет рассеяния. Радиационные потери для энергий позитронов менее 500 кэв составляют малую величину от ионизационных потерь, так что радиационными потерями можно пренебречь. Аннигиляцией позитронов в процессе замедления, как было показано выше, можно также пренебречь.

По мере того, как энергия позитронов уменьшается, роль рассеяния на атомах газовой мишени возрастает. После достаточного числа актов рассеяния перемещение позитронов можно рассматривать как диффузию.

Оценим количество позитронов, замедлившихся в газовой мишени, помещенной в продольное магнитное поле.

Вероятность, что позитрон с энергией W остается в камере радиуса ζ , пройдя расстояние x в магнитном поле напряженностью H , можно записать как

$$p(x) = \exp \left\{ - \int_0^x \frac{\rho^2}{z^2} \cdot \frac{dx}{\lambda_{\text{расс}}} \right\} \quad (19)$$

где ρ - ларморовский радиус позитронов;

$\lambda_{\text{расс}}$ - длина пробега позитрона с энергией W до рассеяния на угол $\Theta \sim 1$.

Среднеквадратичный угол $\bar{\Theta}^2$, на который уйдет частица с полным пробегом R на расстоянии x будет равен

$$\bar{\Theta}^2 = \frac{z}{2} \ln \frac{1}{1 - \frac{x}{R}}$$

Найдем длину пробега $\lambda_{\text{расс}}$ позитрона до рассеяния на угол $\bar{\Theta} \sim 1$:

$$\lambda_{\text{расс}} \approx (1 - e^{-\frac{2}{z}}) R \quad (25)$$

Выразив скорость позитрона из формулы потерь (8), найдем значение ларморовского радиуса

$$\rho^2 \approx \frac{z \sqrt{R-x} \cdot \sqrt{z}}{H^2} \quad (26)$$

где H - магнитное поле, кгс;

A - атомный вес газа - замедлителя;

R и x - выражены в г/см².

Подставив (25) и (26) в (19), получим вероятность остаться в газовой мишени для позитрона с полным пробегом R , прошедшего расстояние x в камере радиуса ζ , помещенной в магнитное поле напряженностью H кгс

$$p(x) = \exp \left\{ - \frac{z \sqrt{\frac{z}{A}} \cdot \sqrt{R}}{1 - e^{-\frac{2}{z}}} \left[1 - \left(1 - \frac{x}{R} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad (27)$$

Учитывая пробегный спектр позитронов (рис.10А) и вероятность остаться в газовой мишени для позитрона в процессе замедления (27), рассчитаем зависимость прохождения позитронов через газовую мишень толщиной 60 см, находящейся в цилиндрической камере $\emptyset 50$ мм, помещенной в магнитное поле напряженностью 0,5 кгс, для He , Ne , Ar и Xe при различных давлениях.

На рис.11 сплошными линиями представлены эти зависимости. Там же показано экспериментально измеренное относительное количество позитронов, прошедших 60 см в различных газах, заполняемых цилиндрическую камеру $\emptyset 50$ мм, помещенную в продольное магнитное поле напряженностью 500 гс. За единицу принято то количество позитронов, которое регистрируется на твердой мишени двумя счетчиками, расположенными по обе стороны от мишени и включенными на совпадение, при давлении в камере $\sim 10^{-4}$ тор. Видно хорошее согласие расчетных и экспериментальных кривых.

Если бы только замедление влияло на потери позитронов при прохождении их через газовую мишень, то эти кривые, представленные на рис.12 в зависимости от произведения давления на порядковый номер газа в таблице Менделеева - $p \cdot z$, должны были бы совпасть, т.к. потери пропорциональны $p \cdot z$, однако из рис.12 видно, что кривые для легких газов идут выше, чем для тяжелых. Это объясняется, очевидно, тем, что замедление позитронов идет на электронах и пропорционально z^2 , в то время как рассеяние зависит от z^2 , т.е. рассеяние позитронов и уход их на стенки в процессе замедления с ростом z растет быстрее, чем замедление.

Отсюда для газового замедлителя и накопителя медленных позитронов необходимо выбирать газы с малым z , чтобы уменьшить уход позитронов на стенки камеры в процессе замедления.

Водород для газового накопителя, несмотря на то, что это наиболее легкий газ, очевидно, не подойдет, т.к. медленные позитроны будут вступать в химическое взаимодействие с молекулами и атомами водорода.

Наиболее подходящими газами для накопителя разумно взять легкие инертные газы: гелий или неон.

Рассчитаем количество замедлившихся позитронов в гелиевой мишени.

Пробегный спектр позитронов в гелии с учетом рассеяния в процессе замедления на стенки камеры диаметром 70 см в магнит-

ном поле напряженностью 500 гс показан на рис. 13.

Учитывая этот спектр, рассчитаем зависимость прохождения позитронов через гелиевую мишень толщиной 60 см, для различных давлений газа.

На рис. 14 пунктирной линией представлена эта зависимость. Там же показаны экспериментально снятые точки, показывающие прохождение позитронов через цилиндрическую камеру $\varnothing 70$ мм, заполненную гелием и помещенную в магнитное поле $H=0,5$ кгс. Расстояние между радиоактивным источником и твердой мишенью 60 см.

Сплошной линией внизу представлена рассчитанная зависимость, показывающая долю замедлившихся позитронов в гелиевой мишени от давления гелия при толщине мишени 60 см.

Видно, что в магнитном поле $H=500$ гс на расстоянии 60 см от радиоактивного источника при давлении гелия 1 атм в камере $\varnothing 70$ см замедлится около 10% позитронов, относительно всех вышедших.

Г Л А В А П

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДРЕЙФ ПОЗИТРОНОВ В ГЕЛИИ И НЕОНЕ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ СТОЛКНОВЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ ПОЗИТРОНОВ С АТОМАМИ ГЕЛИЯ И НЕОНА

Замедлившиеся до околорольтовых энергий позитроны можно подтянуть к краю газовой мишени за счет дрейфа под действием электрического поля /22/.

Измеряя количество позитронов, поддрейфовывавших к краю гелиевой или неоновой мишени за время жизни, и длину дрейфа позитронов, а также зная давление газа и напряженность электрического поля, можно определить транспортное сечение медленных позитронов /23, 38, 39/.

1. Методы определения сечения столкновения позитронов

в газах

В настоящее время имеется несколько работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию процесса столкновения медленных позитронов с атомами и молекулами газов /24, 26-29, 31-34/.

Первые экспериментальные работы по определению сечения столкновения медленных позитронов в гелии, неоне и аргоне были выполнены Хьюзом, Мардером и др /24/. Они определяли сечение столкновения позитронов, первоначально замедленных в газе в результате неупругих столкновений, по увеличению образования позитрония под действием электрического поля.

Метод заключался в том, что позитроны, вылетающие из радиоактивного источника Cu^{64} , попадали в цилиндрическую камеру диаметром 10 см и длиной 4 см, заполненную исследуемым газом и помещенную в продольное магнитное поле с напряженностью до 7500 гс. Вдоль магнитного поля прикладывалось электрическое поле.

С помощью сцинтилляционного счетчика с кристаллом $NaI(Tl)$ снимался энергетический спектр аннигиляционных γ -квантов. Типичный энергетический спектр, снятый без электрического поля и с включенным электрическим полем, показан на рис. 15.

Позитроны, аннигилирующие в свободном и в синглетном состоянии (парапозитроний), дают два аннигиляционных γ -кванта с энергией 510 кэв. Аннигиляция ортопозитрония происходит трехквантово с средней энергией γ -квантов 340-360 кэв /25/.

Было замечено, что с увеличением электрического поля растет в энергетическом спектре относительное количество γ -квантов с энергией 340-360 кэв (рис. 16).

Этот эффект был объяснен тем, что первоначально замедленные ниже щели Оре позитроны под действием электрического поля за время жизни ускоряются, попадают в щель Оре и образуют позитроний в синглетном или триплетном состоянии. Образование ортопозитрония и аннигиляция позитронов на три γ -кванта дает вклад в спектр энергии в районе 340-360 кэв.

Принимая условие независимости от энергии сечения столкновения позитронов с атомами гелия, т.е. драйвстейновское энергетическое распределение позитронов в электрическом поле, и счи-

тая, что время жизни позитронов также не зависит от энергий, по величине ϵ/ρ в/см.атм, при которой происходило насыщение образования позитрония, т.е. считая, что при этом электрическом поле средняя энергия позитронов достигает нижней границы щели. Оре, можно было рассчитать величину сечения столкновения позитронов с атомами исследуемого газа, которое оказалось равным для гелия $0,02 \cdot 10^{-16}$ см², для неона $0,1 \cdot 10^{-16}$ см² и аргона $1,3 \cdot 10^{-16}$ см². В расчетах принималось, что дираковское время жизни точно соответствовало формуле (15), т.е. для гелия $Z=2$, для неона $Z=10$ и для аргона $Z=18$.

Как было показано в более поздних экспериментальных и теоретических работах (29 ÷ 34), это предположение оказалось не верным. Так, например, для гелия $Z \approx 2$, которое необходимо подставить в формулу (15), чтобы получить время жизни позитронов, зависит от энергии и должно быть порядка $3 \div 4$ (29 ÷ 34).

Месси и Мусса (26) рассчитали сечение упругого рассеяния позитронов на атомах гелия, используя приближение статического поля при самосогласованных полях атомов. Они получили для позитронов энергии 13,6 эв значение сечения $0,46 \cdot 10^{-16}$ см².

Аллисон и др. (27), используя вариационный метод, показали, что в случае рассеяния на атомах гелия введение слагаемого, соответствующего дипольной поляризации, меняя знак длины рассеяния, уменьшает абсолютную величину сечения. Они получили значение сечения упругого рассеяния для позитронов нулевой энергий $0,87 \cdot 10^{-17}$ см², что однако больше найденного экспериментально Хьюзом и др. (24).

В более поздних работах Месси и др. (28) рассчитали сечение столкновения позитронов с атомами гелия, учитывая поляризацию методом Темкина-Ламкина. Они получили значение сечения, представленное на рис.17, зависящее от энергии позитрона и имеющее в минимуме значение $\sigma \approx 1,7 \cdot 10^{-18}$ см² при энергии ~ 1 эв.

Драхман (29) подошел к этой проблеме расчета сечения столкновения позитронов с атомами гелия, учитывая точный поляризационный потенциал второго порядка Долгарно-Линна (30). Результаты его расчетов также приведены на рис.17.

Видно, что у Драхмана, также, как и у Месси, вычисленное сечение столкновения медленных позитронов не постоянно, а имеет минимум в значении, равный $\sim 3 \cdot 10^{-18}$ см² при энергии позитронов ~ 4 эв.

Драхман в своей работе рассчитал также значение Z эфф для гелия, которое необходимо подставить в формулу Дирака (15), чтобы определить время жизни позитронов в веществе. Это значение Z эфф для гелия показано на рис.18 и, как видно, зависит от энергии позитронов и отличается от 2 для гелия.

Экспериментально Z эфф определялось в нескольких работах по скорости аннигиляции позитронов в гелии (31;34).

В последних работах Тао и Келли (31) определили время жизни позитронов при температурах 4,2°к, 77°к и 300°к при давлении около 50 атм.

На рис.19 точками показаны полученные ими результаты по скорости свободной аннигиляции позитронов в гелии. Они получили два значения Z эфф для "плеча" и "хвоста" в спектре времени жизни, которые соответственно оказались равными 3,04 и 3,84.

Считается, что "плечо" обусловлено замедлением позитронов в результате упругих столкновений с энергией меньше нижней границы щели Оре; "Хвост" характеризует аннигиляцию тепловых позитронов.

На рис.19 сплошными линиями проведены расчетные спектры времени жизни позитронов. Эти спектры рассчитаны с использованием сечений столкновения, вычисленных Драхманом (верхняя кривая) и Месси (нижняя кривая). Видно небольшое расхождение временных спектров экспериментального и теоретических.

В одной из последних работ Лоунг и Пауль (32) изучали по спектрам времени жизни аннигиляцию и диффузию позитронов в гелии при давлении 20 и 30 атм и температуре жидкого гелия.

Было замечено "плечо" длительностью $1300 \frac{\text{нсек}}{\text{атм}}$, которое, как они считают, может быть объяснено наличием минимума в сечении столкновения позитронов с атомами гелия, подобно эффекту Рамзауэра-Таунсенда. Это значение сечения оказывается порядка $3,5 \cdot 10^{-18}$ см².

В этой же работе было найдено значение Z эфф, которое оказалось равным $3,68 \pm 0,025$ при тепловой энергии позитронов и $3,3 \pm 0,02$ при энергии позитронов около 1 эв.

Имеется сообщение (15), в котором говорится о методике прямого измерения сечения столкновения позитронов с газами, заключающейся в следующем.

С помощью электронного пучка от ускорителя с энергией 50 Мэв и длительностью импульса ~ 10 нсек получают электрон-позитронные пары. Затем по времени пролета позитронов через камеру, длиной $3 \cdot 10^2$ см выделяют медленные позитроны из всего спектра. Из ториевой мишени толщиной ~ 1 мм, прикрытой слюдяной пластинкой толщиной ~ 100 мк с напыленным слоем золота ~ 150 Å были получены медленные позитроны, имеющие энергетический спектр, показанный на рис. 20. Максимум спектра медленных позитронов находится в районе 2 эв.

Напуская в камеру исследуемый газ, измеряется количество медленных позитронов.

По изменению интенсивности медленных позитронов, зная давление газа, можно определить сечение столкновения позитронов с атомами исследуемого газа.

Результаты измерений сечений по данной методике пока не опубликованы.

Таким образом, несмотря на значительные расхождения в величине сечения столкновения позитронов с атомами гелия в экспериментальных и теоретических работах, можно сделать вывод, что сечение столкновения позитронов с атомами гелия по величине много меньше сечения столкновения медленных электронов с гелием, которое имеет порядок 10^{-15} см² /35/.

2. Метод измерения сечения столкновения медленных позитронов в газах с помощью электрического дрейфа

Оказывается возможным измерять сечение столкновения медленных позитронов с атомами некоторых газов, в частности с атомами гелия и неона, используя дрейфы позитронов в газе под действием электрического поля и измеряя расстояние, на которое успевают продрейфовать медленные позитроны за время жизни /23/.

Рассмотрим электрический дрейф позитронов в газе к твердой мишени, вблизи которой приложено электрическое поле.

Позитроны в результате неупругих столкновений с атомами газа замедляются до энергии порядка потенциала ионизации. Энергетическое распределение позитронов в начальный момент времени в диапазоне энергий от нуля до потенциала ионизации можно считать прямоугольным, так как в этот интервал энергий позитроны попадают из области энергий, незначительно превышающих потенциал ионизации,

практически за одно или несколько столкновений.

Через некоторое время установится состояние, при котором энергия, приобретаемая позитроном под действием электрического поля за время свободного пробега, уравнивается в среднем потерей энергии при упругом столкновении с атомом газа.

Решая кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения позитронов по скоростям $f(v)$ в электрическом поле с учетом аннигиляции и образования позитрония в стационарном случае, получим:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{3} a^2 v \lambda \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{m v^4}{M \lambda} f \right] - n \sigma_a v f - n \sigma_{ps} v f + N_0 = 0 \quad (30)$$

где

$$a = \frac{eE}{m}; \quad \lambda = \frac{1}{n \sigma_e} \quad \text{— длина пробега; } \sigma_e \text{ — сечение упругого}$$

рассеяния; $\sigma_a = \frac{\pi r_0^2 c}{v}$ — сечение аннигиляции

σ_{ps} — сечение образования позитрония, при $v \geq v_*$

v_* — скорость позитрона, соответствующая нижней границе щели Оре.

$$\text{При } v < v_* \quad \sigma_{ps} = 0$$

N_0 — мощность источника позитронов.

Считаем, что при $v \geq v_*$ функция распределения позитронов по скоростям равна нулю, т.е. все позитроны со скоростями больше v_* образуют позитроний.

Тогда из (30) получим:

$$\frac{1}{3} a^2 v \lambda \frac{\partial^2 f}{\partial v^2} + \left[\frac{1}{3} a^2 \lambda + \frac{m v^4}{M \lambda} \right] \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{v^3}{\lambda \sigma_e} \left[\frac{4m}{M} \sigma_e - \sigma_a \right] f + N_0 v^2 = 0 \quad (30a)$$

Если сравнить σ_a с $\frac{4m}{M} \sigma_e$ в третьем члене уравнения (30a), то видно, что сечение аннигиляции при $v > 10^7$ см/сек пренебрежимо мало по сравнению с $\frac{4m}{M} \sigma_e$ для $\sigma_e > 2 \cdot 10^{-18}$ см², т.е. аннигиляцией позитронов в процессе установления функции распределения $f(v)$ для уравновешенного состояния можно пренебречь.

Для того, чтобы прийти к стационарному случаю, не учитывая аннигиляционный член, нужно в выражении (30,а) - положить равным нулю мощность источника N_0 .

Тогда для стационарного случая при энергии позитронов много больше тепловой функции распределения $f(v)$ с граничными условиями $f(v) = 0$ при $v \geq v_*$ будет иметь вид:

$$f(v) = \text{const} \cdot \exp \left\{ -\frac{3m}{M} \int_0^v \frac{v' dv'}{(e\epsilon\lambda)^2} \right\} \cdot \left[1 - \frac{\int_{v_*}^v v'^{-1} \exp \left\{ \frac{3m}{M} \int_0^{v'} \frac{v'' dv''}{(e\epsilon\lambda)^2} \right\}}{\int_0^{v_*} v'^{-1} \exp \left\{ \frac{3m}{M} \int_0^{v'} \frac{v'' dv''}{(e\epsilon\lambda)^2} \right\}} \right] \quad (31)$$

При $b_e = \text{const}$ получим

$$f(v) = \text{const} \cdot \exp(-bv^4) \left[1 - \frac{\int_{v_*}^v v'^{-1} \exp(bv'^4)}{\int_0^{v_*} v'^{-1} \exp(bv'^4)} \right] \quad (31,а)$$

где

$$\text{const} = \frac{b^{3/4}}{\pi \Gamma(3/4)} ; \quad b = \frac{3m^3}{M} \cdot \frac{1}{(e\epsilon\lambda)^2} \quad (32)$$

Если выразить давление газа через P в атмосферах, сечение σ - см², напряженность электрического поля - E в в/см, то для гелия получим: $b = 2,3 \cdot 10^4 (\sigma/\epsilon P)^2$ (32,а)

и для неона $b = 0,46 \cdot 10^4 (\sigma/\epsilon P)^2$ (32,б)

$f(v)$ нормировано так, что $4\pi \int_0^{v_*} v^2 f(v) dv = 1$

Функция распределения при скоростях, близких к v_* для сечений $\sigma \sim 10^{-18} \div 10^{-17}$ см² быстро зануляется, так что с учетом ухода позитронов на образование позитрония функцию

$f(v) = \text{const} \cdot \exp(-bv^4)$ можно приближенно обрезать до нуля близко около v_* .

При этом ошибка в определении средней энергии позитронов для электрического поля, при котором средняя энергия приближается к нижней границе щели Оре, будет составлять несколько процентов.

Скорость дрейфа позитронов в газе равна /36/

$$u = \frac{eE}{3m} \frac{-2}{v^2} \frac{\partial(\lambda W)^2}{\partial v} = \frac{4\pi}{3} \int_0^{v_*} \frac{eE\lambda}{mv} \cdot \frac{\partial f(v)}{\partial v} \cdot v^3 dv \quad (33)$$

Для $b = \text{const}$ скорость дрейфа позитронов определяется как

$$u = \frac{2}{3} \cdot \frac{\Gamma(1/2)}{\Gamma(3/4)} \cdot \left(\frac{3m}{M}\right)^{1/4} \cdot \left(\frac{eE\lambda}{m}\right)^{1/2} \quad (34)$$

Или для гелия

$$u = 0,74 \cdot 10^{-3} \left(\frac{E}{P\sigma}\right)^{1/2} \text{ см/сек} \quad (34,а)$$

для неона $u = 0,49 \cdot 10^{-3} \left(\frac{E}{P\sigma}\right)^{1/2}$ см/сек. (34,б)

Следовательно, для $b = \text{const}$ скорость дрейфа позитронов в газе пропорциональна корню квадратному из E/P т.е.

$$u \sim \left(\frac{E}{P}\right)^{1/2}$$

Средняя энергия позитронов в электрическом поле напряженностью E будет равна

$$\bar{W} = \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{m}{2} 4\pi \int_0^{v_*} v^4 f(v) dv = \frac{m}{2} \cdot b^{-1/2} \frac{\Gamma(5/4)}{\Gamma(3/4)} \quad (36)$$

Или для гелия

$$W = 1,4 \cdot 10^{-18} \left(\frac{E}{P\sigma}\right) \Rightarrow e \quad (36,а)$$

Рассмотрим одномерное уравнение диффузии позитронов в гелии под действием электрического поля (одномерную задачу; можно рассматривать, т.к. с помощью магнитного поля удается

убрать поперечное движение медленных позитронов).

Уравнение диффузии с учетом аннигиляции запишется в виде:

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - u \frac{\partial n}{\partial x} - n \cdot \frac{1}{\tau} + N = 0 \quad (37)$$

где D - коэффициент диффузии позитронов, имеющих среднюю скорость \bar{v} .

Для постоянного сечения $\sigma = \text{const}$ имеем в гелии

$$D = \frac{\lambda \bar{v}}{3} = \frac{\lambda}{3} \cdot 4\pi \int_0^{\infty} v^3 f(v) dv = 0,8 \cdot 10^{-21} \left(\frac{\epsilon}{p\sigma} \right)^{3/2} \quad (38)$$

$N = \text{const}$ - линейная плотность замедляющихся позитронов;

τ - среднее время жизни позитронов, которое из (15) равно

$$\tau = \frac{4,8 \cdot 10^{-6}}{p \cdot Z_{\text{эфр}}^2} \text{ сек} \quad (39)$$

$Z_{\text{эфр}}$ берем из работы [32], равным 3,3 и в районе нескольких электронвольт не зависящим от энергии. Тогда среднее время жизни позитронов в гелии будет равно

$$\tau = 1,4 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{p} \text{ сек} \quad (39,1)$$

где p - давление гелия в атмосферах.

Пусть электрическое поле приложено на длине L в области II (рис.21).

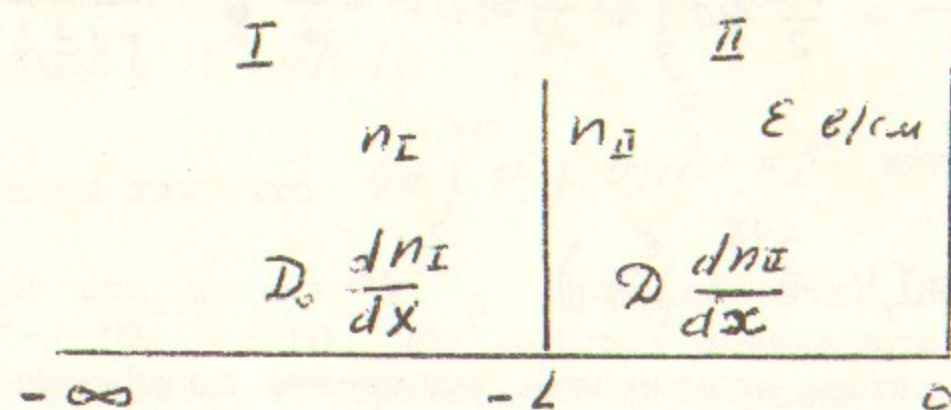


Рис.21

Решая уравнение (37), получим

$$n_I(x) = A e^{-\frac{x}{\lambda_0}} + B e^{\frac{x}{\lambda_0}} + N \tau \quad (40)$$

$$n_{II}(x) = C e^{-\frac{x}{\lambda_1}} + F e^{\frac{x}{\lambda_2}} + N \tau$$

где $n_I(x)$ - плотность позитронов в области, где нет электрического поля;

$n_{II}(x)$ - плотность позитронов в газе, где приложено электрическое поле напряженностью E ;

$$\lambda_{1,2} = -\frac{u \tau}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{u \tau}{2}\right)^2 + D \tau} \quad (41)$$

$\lambda_0 = D_0 \tau$ - длина диффузии позитронов за время жизни в области, где нет электрического поля.

Из граничных условий при $x = -L$, где L - длина области с электрическим полем, имеем

$$n_I = n_{II} \quad (42)$$

$$D_0 \frac{dn_I}{dx} = D \frac{dn_{II}}{dx}$$

При $x=0$, $n_{II}=0$; при $x=-\infty$, $n_I=0$

Тогда

$$B e^{\frac{L}{\lambda_0}} = C e^{-\frac{L}{\lambda_1}} + F e^{\frac{L}{\lambda_2}}$$

$$C + F + N \tau = 0 \quad (43)$$

$$\frac{B D_0}{\lambda_0} e^{\frac{L}{\lambda_0}} = -\frac{D C}{\lambda_1} e^{-\frac{L}{\lambda_1}} + \frac{D F}{\lambda_2} e^{\frac{L}{\lambda_2}} - C u \tau e^{-\frac{L}{\lambda_1}} - F u \tau e^{\frac{L}{\lambda_2}} - N u \tau$$

Решая эти уравнения получим ток позитронов на мишень

$$j = -D \frac{\partial n_{II}}{\partial x} \Big|_{x=0}$$

$$j = \frac{D \mu \tau \left[u(\lambda_2 - \lambda_1) + \frac{D_0}{\lambda_0} (\lambda_2 e^{-\frac{L}{\lambda_2}} - \lambda_1 e^{-\frac{L}{\lambda_1}}) + D(e^{-\frac{L}{\lambda_2}} - e^{-\frac{L}{\lambda_1}}) + u(\lambda_2 e^{-\frac{L}{\lambda_2}} - \lambda_1 e^{-\frac{L}{\lambda_1}}) \right]}{\lambda_1 \lambda_2 \left[e^{-\frac{L}{\lambda_1}} \left(\frac{D_0}{\lambda_0} + \frac{D}{\lambda_1} - u \right) - e^{-\frac{L}{\lambda_2}} \left(\frac{D_0}{\lambda_0} + \frac{D}{\lambda_2} - u \right) \right]} \quad (44)$$

Для электрического поля, подтягивающего медленные позитроны к мишени, имеем

$$j_+ = \frac{N \left[u(\lambda_2 - \lambda_1) + \frac{D_0}{\lambda_0} (\lambda_2 e^{-\frac{L}{\lambda_2}} - \lambda_1 e^{-\frac{L}{\lambda_1}}) + D(e^{-\frac{L}{\lambda_1}} - e^{-\frac{L}{\lambda_2}}) + u(\lambda_2 e^{-\frac{L}{\lambda_2}} - \lambda_1 e^{-\frac{L}{\lambda_1}}) \right]}{e^{-\frac{L}{\lambda_2}} \left(\frac{D_0}{\lambda_0} - \frac{D}{\lambda_2} + u \right) - e^{-\frac{L}{\lambda_1}} \left(\frac{D_0}{\lambda_0} - \frac{D}{\lambda_1} + u \right)} \quad (45)$$

В случае, когда электрическое поле препятствует попаданию позитронов на мишень, имеем

$$j_- = \frac{N \left[u(\lambda_1 - \lambda_2) + \frac{D_0}{\lambda_0} (\lambda_2 e^{-\frac{L}{\lambda_2}} - \lambda_1 e^{-\frac{L}{\lambda_1}}) + D(e^{-\frac{L}{\lambda_1}} - e^{-\frac{L}{\lambda_2}}) - u(\lambda_2 e^{-\frac{L}{\lambda_2}} - \lambda_1 e^{-\frac{L}{\lambda_1}}) \right]}{e^{-\frac{L}{\lambda_2}} \left(-\frac{D_0}{\lambda_0} - \frac{D}{\lambda_2} + u \right) - e^{-\frac{L}{\lambda_1}} \left(-\frac{D_0}{\lambda_0} - \frac{D}{\lambda_1} + u \right)} \quad (46)$$

Найдем разность тока позитронов на мишень

$$\Delta j' = j_+ - j_- \quad (47)$$

Подставив (45) и (46) в (47), получим:

$$\Delta j' = N \mu \tau \left[1 - D \gamma \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} \right) + \frac{D^2 \gamma^2}{\alpha \beta} \right] \quad (48)$$

Где $\gamma = \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}$

$$\alpha = \left(\frac{D}{\lambda_1} - \frac{D_0}{\lambda_0} - u \right) e^{-\frac{L}{\lambda_1}} - \left(\frac{D}{\lambda_2} - \frac{D_0}{\lambda_0} - u \right) e^{-\frac{L}{\lambda_2}}$$

$$\beta = \left(-\frac{D}{\lambda_2} - \frac{D_0}{\lambda_0} + u \right) e^{-\frac{L}{\lambda_2}} - \left(-\frac{D}{\lambda_1} - \frac{D_0}{\lambda_0} + u \right) e^{-\frac{L}{\lambda_1}}$$

Представим графически зависимость (48) в функции от длины L при $\rho = \text{const}$ (рис. 22, а) и в функции от давления при $L = \text{const}$ (рис. 22, б) для постоянного значения ϵ/ρ , но различных значений сечений столкновений. Видно, что меняя длину L области с электрическим полем, под действием которого происходит дрейф позитронов, можно определить расстояние, с которого успевают продрейфовать позитроны за время жизни.

В скорость дрейфа позитронов входят, как видно из (34) значение сечения упругого рассеяния позитронов на атомах гелия и величина ϵ/ρ в/см.атм.

Следовательно, измерив величину $\Delta j'$ при постоянном значении ϵ/ρ и постоянной величине τ , т.е. при постоянном давлении гелия, но изменяя длину области L с электрическим полем перед мишенью, можно найти длину дрейфа позитронов за время жизни и, подставив измеренные величины в (48), можно определить сечение столкновения позитронов с атомами гелия.

Можно измерять величину $\Delta j'$ при постоянном значении ϵ/ρ и постоянной длине области с электрическим полем, но меняя давление гелия в камере, т.е. изменяя время жизни позитронов в газе.

Можно найти такое давление, при котором длина дрейфа позитронов за время жизни будет больше длины области с электрическим полем, а отсюда, используя (48), можно определить также сечение столкновения позитронов с атомами гелия.

Как видно из (48), разность тока позитронов пропорциональна длине дрейфа позитронов за время жизни и линейной плотности медленных позитронов:

$$\Delta j' \sim \mu \tau \cdot N$$

Линейная плотность замедленных позитронов N пропорциональна электронной плотности атомов гелия, т.е. $n \tau$ (49), т.к. замедление позитронов в газовой мишени происходит на электронах. Время жизни позитронов, как это видно из (15), обратно пропорционально электронной плотности. Следовательно, величина $\Delta j'$ пропорциональна только скорости дрейфа позитронов, т.е.

$$\Delta j' \sim u$$

а) Экспериментальная установка

Для определения дрейфа позитронов в газовой мишени была собрана установка, схема которой представлена на рис. 23.

В качестве источника позитронов использовали радиоактивный Na^{22} активностью около милликюри (1), который герметически запрессовывался в медную капсулу. Позитроны от радиоактивного источника попадали в исследуемую камеру через окно в капсуле, прикрытое лавсановой пленкой толщиной 10 мк.

Камера для исследования дрейфа позитронов в газах представляла собой стеклянный цилиндр диаметром 70 мм (2) с коваровыми фланцами на концах, с помощью которых происходило присоединение камеры к вакуумной системе.

Камера предварительно откачивалась диффузионным насосом до давления $\sim 10^{-5}$ тор. Диффузионный насос отделялся от камеры азотной ловушкой. Кроме того непосредственно в исследуемую камеру вставлялась также ловушка (3), охлаждаемая жидким азотом.

Чистота используемого газа была порядка 10^{-5} .

Для уменьшения рассеяния позитронов на стенки камера помещалась в продольное магнитное поле напряженностью 550 гс, стабилизированное с помощью изготовленного стабилизатора тока с точностью $\sim 0,1\%$ с 5% однородностью по длине.

Считались позитроны, аннигилирующие на твердой мишени (7), расположенной на расстоянии 40 см от радиоактивного источника.

Аннигиляционные γ -кванты регистрировались сцинтилляционными счетчиками (5) и (6), расположенными вплотную к камере по обе стороны от твердой мишени, и включенными в схему совпадений с разрешающим временем $5 \cdot 10^{-9}$ сек.

В качестве сцинтиллятора использовали узкую сцинтилляционную пластмассу размером $150 \times 150 \times 15$ мм.

В счетчиках применялись фотоумножители типа ФЭУ-30, которые запитывались от стабилизированных выпрямителей.

Для создания равномерного электрического поля в камере был изготовлен делитель (4) из медных колец, расположенных на рас-

стоянии 10 мм друг от друга и соединенных с помощью сопротивлений. Делитель требуемой длины $-L$ вставлялся внутрь стеклянной камеры и запитывался от стабилизированного источника напряжений.

Включение электрического поля определенного направления осуществлялось с помощью реле, управляемого электронным ключом. Этот же ключ подключал выход схемы совпадений к двум пересчетным приборам поочередно через равные интервалы времени, так что на одну пересчетку поступали сигналы со схемы совпадений, когда электрическое поле подтягивало позитроны к мишени, на другой пересчетке считались позитроны при противоположном направлении электрического поля.

Обычно в экспериментах переключение полярности электрического поля и, соответственно, пересчетных приборов происходило через 10 секунд в течение всего времени эксперимента, так что внешние условия, которые как-то могли бы сказаться на счет импульсов, например: температура исследуемого газа, температура стенок камеры, уровни сигналов в каналах схемы совпадений — за этот интервал времени существенно измениться не могли и были, практически, одинаковыми при обеих полярностях электрического поля.

На твердой мишени аннигилируют как "быстрые" позитроны, не успевающие замедлиться в газе и дающие основной вклад в счете аннигиляций, так и "медленные", дрейфующие под действием слабого электрического поля.

Чтобы уменьшить влияние "быстрых" позитронов в счете аннигиляций, было предложено "отфильтроваться" от них путем использования в качестве твердой мишени тонкой лавсановой пленки, в которой будут аннигилировать позитроны, имеющие пробег меньше толщины мишени. Например, используя алюминизированную лавсановую пленку толщиной $5 \cdot 10^{-4}$ г/см² (5 микрон), можно зарегистрировать позитроны с энергией ниже $20 + 30$ кэв [37].

Счет позитронов в вакууме на лавсановую пленку составляет 14% от счета позитронов, если в качестве мишени использовать полиэтилен, на котором, как показали измерения, аннигилировали все позитроны, вылетающие из радиоактивного источника Na^{22} , т.к. альbedo позитронов в полиэтилене, практически, отсутствует.

4) Результаты экспериментов

Как уже отмечалось, на мишени регистрируется аннигиляция и от "медленных" позитронов J_M , дрейфующих под действием слабого электрического поля, и от "быстрых" позитронов дающих наибольший вклад в счете. Кроме того; регистрируются позитроны, аннигилирующие на стенках камеры и в газе против сцинтилляционных счетчиков, дающие фон - $J_{фон}$.

Обозначим ток позитронов на мишень как

$$J_{\pm} = J_M^{\pm} + J_{\delta}^{\pm} + J_{фон} \quad (49)$$

Для определения фона - $J_{фон}$ считались аннигиляции позитронов при вынутой мишени.

Как показали измерения, фон составляет около 10% от аннигиляции позитронов на лавсановой мишени. С увеличением давления гелия фон несколько возрастает вследствие рассеяния позитронов в газе и попадания их на стенки камеры (рис.24). От электрического поля, как показали измерения фон не зависит.

Таким образом, при измерениях тока позитронов на твердую мишень при изменении давления газа необходимо учитывать изменение фона от давления.

Для определения влияния электрического поля на счет аннигиляций от быстрых позитронов - J_{δ} был поставлен эксперимент в воздухе, где медленные позитроны не наблюдаются. Давление воздуха выбиралось из условия, чтобы замедление позитронов в воздухе соответствовало замедлению позитронов в гелии при давлении 1 атм.

Измерялась относительная разница числа аннигиляций позитронов в мишени при противоположных направлениях электрического поля

$$\Delta J = \frac{(J_+ - J_-) \varepsilon}{(J_+ + J_-) \varepsilon} = \frac{J_+ - J_-}{J_+ + J_-} \quad (50)$$

где ε -эффективность регистрации позитронов.

Подставив вместо J_{\pm} его значение из (49) и, считая, что в воздухе $J_M^{\pm} = 0$, а фон $J_{фон} = \omega_{фон} t$, получим

$$\Delta J = \frac{J_{\delta}^+ - J_{\delta}^-}{J_{\delta}^+ + J_{\delta}^- + 2J_{фон}} \quad (51)$$

Результаты измерений ΔJ для воздуха в зависимости от абсолютного значения ε/ρ в/см.атм при давлениях 0,05 атм, 0,1 атм и 0,2 атм приведены на рис.25.

Видно, что до значений $\varepsilon/\rho < 2.10 \frac{в}{см.атм.}$ величина ΔJ

для воздуха практически равна 0, т.е. $J_{\delta}^+ = J_{\delta}^-$. Следовательно, электрическое поле на счете аннигиляций от быстрых позитронов, практически, не сказывается.

При измерении относительной разности аннигиляции $\Delta J = \frac{J_+ - J_-}{J_+ + J_-}$

в ошибку измерений войдет статистическая ошибка в счете аннигиляций и ошибка в определении фона, если измерения проводятся при изменении давления газа.

На рис.26 приведены результаты измерений относительной разницы числа аннигиляции позитронов для чистого гелия и неона от абсолютного значения $\frac{\varepsilon}{\rho} \frac{в}{см.атм.}$

Для гелия измерения производились при давлении газа 1 атм (сплошные точки) и 0,4 атм (кружки). Для неона измерения производились при давлениях 0,1 и 0,2 атм.

Как следует из выражения (48,6) величина ΔJ , пропорциональная скорости дрейфа позитронов, не зависит от давления газа, а зависит от сорта газа.

Видно, что ток позитронов в максимуме для гелия превышает максимальный ток позитронов в неоне, примерно, в 5 раз. Так как измеряемая относительная разность аннигиляции ΔJ пропорциональна линейной плотности замедлившихся позитронов N и длине дрейфа позитронов за время жизни τ , т.е.

$$\Delta J \sim N \cdot \tau$$

а линейная плотность замедлившихся позитронов пропорциональна

электронной плотности газа, что получим

$$\frac{\Delta J_{He}}{\Delta J_{He}} = \frac{(zU\epsilon)_{He}}{(zU\epsilon)_{He}} = \frac{z}{10} \frac{(U\epsilon)_{He}}{(U\epsilon)_{He}} \quad (53)$$

Как следует из пробного спектра (рис.13) характерная длина гелиевой мишени, на которой линейная плотность медленных позитронов изменится в e раз, будет равна $0,07 \text{ г/см}^2$ или для давления гелия 1 атм ($\rho = 18 \cdot 10^{-4} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$) будет порядка $4 \cdot 10^2 \text{ см}$, т.е. значительно больше размеров камеры. Следовательно, можно считать линейную плотность медленных позитронов около мишени на расстоянии несколько сантиметров практически не зависящей от длины, т.е. $N_L = \text{const}$.

5. Обсуждение результатов

а) Определение сечения столкновения позитронов в гелии

Из рис.26 видно, что для гелия в интервале значений ϵ/ρ от 1 до 5 в/см.атм. величина $\Delta J \sim \sqrt{\epsilon/\rho}$. Так как в этом интервале выполняется условие:

$$\Delta J \sim \mu \sim \sqrt{\epsilon/\rho}$$

то это, очевидно, соответствует Драйвестейновскому энергетическому распределению позитронов при постоянном транспортном сечении. Следовательно, для этого интервала ϵ/ρ можно пользоваться формулами (31) + (48).

Величину сечения найдем из измерения длины дрейфа позитронов при постоянном значении $\epsilon/\rho = 4 \frac{\text{в}}{\text{см.атм}}$ и постоянном давлении гелия $\rho = 1 \text{ атм}$.

Результаты измерений ΔJ для этих значений ϵ/ρ и ρ приведены на рис. 27.

На этом же рисунке приведены расчетные значения σ найденные из (48) при $\epsilon/\rho = 4 \frac{\text{в}}{\text{см.атм}}$ и $\rho = 1 \text{ атм}$, для различных сечений столкновениями позитронов с гелием. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на расчетную кривую для $\sigma = 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.

На рисунке 28 показаны результаты измерений величины ΔJ от давления гелия при постоянной длине электрического поля $L = 16 \text{ см}$ и постоянной величине $\epsilon/\rho = 4 \text{ в/см.атм}$. На этом же рисунке приведены расчетные кривые $\Delta J'$, найденные из (48) при $\epsilon/\rho = 4 \frac{\text{в}}{\text{см. атм}}$ и $L = 16 \text{ см}$ для различных значений σ .

Методом наименьших квадратов можно найти, что экспериментальные точки хорошо ложатся на расчетные кривые с сечением $(2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.

Из формулы (34) можно найти диапазон энергий, соответствующий постоянному значению сечения.

Для $\epsilon/\rho = 1 \frac{\text{в}}{\text{см.атм}}$ соответствует средняя энергия позитронов $\sim 0,7 \text{ эв}$, для $\epsilon/\rho = 4 \text{ в/см}$ средняя энергия равна $\sim 3 \text{ эв}$. Следовательно, в этом интервале энергий можно считать, что сечение практически не зависит от энергии и равно $(2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.

При этом значении сечения функции распределения $f(v)$ (31) для $\epsilon/\rho = 4 \text{ в/см.атм}$ имеет полуширину $\pm 3 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, т.е. энергетический разброс позитронов составляет $\pm 0,4 \text{ эв}$. Следовательно, диапазон $\epsilon/\rho = 1 + 5 \text{ в/см.атм}$, перекрывающий интервал средних энергий позитронов от 0,7 до 3 эв, можно считать достаточно большим и в этом интервале можно пользоваться драйвестейновским распределением, т.е. формулами (31) + (36).

Принимая во внимание значение сечения $2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ можно показать, что позитроны в магнитном поле с напряженностью 550 гс при давлении 1 атм будут замагниченными.

$$\text{Действительно, т.к. } \left(\frac{r}{\rho}\right)^2 = \left(\frac{eH}{mc\nu\eta\sigma}\right)^2 \approx 10,$$

то $D_{\perp} \ll D_{\parallel}$, следовательно, радиальным движением медленных позитронов можно пренебречь.

С уменьшением средней энергии позитронов ниже 0,7 эв ($\epsilon/\rho < 1$ в/см атм) экспериментальные точки, как видно из рис. 28, уже не ложатся на кривую $\mu \sim \sqrt{\epsilon/\rho}$, а попадают ниже этой кривой. Это говорит или об увеличении значения сечения рассеяния при уменьшении энергии позитронов или об увеличении значения Z эфф, т.е. возрастании скорости аннигиляции позитронов при низких энергиях.

Из (48а) легко показать, что Z эфф должно иметь значение ~ 6 , чтобы экспериментальные точки легли на расчетную кривую при постоянном значении сечения рассеяния $\sigma = 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, но из [30 + 34] следует, что Z эфф не может быть больше 4, следовательно, с уменьшением энергии позитронов начинает возрастать сечение рассеяния позитронов на атомах гелия.

При увеличении энергии позитронов свыше 3 эв ($\frac{\epsilon}{\rho} > 4 \text{ в/см атм}$) зависимость $\Delta \gamma \sim \mu$ начинает снова отклоняться от $\sqrt{\epsilon/\rho}$.

Вероятно, при средней энергии позитронов, соответствующей $\frac{\epsilon}{\rho} \approx 5 \text{ в/см атм}$, сечение начинает увеличиваться,

Рассмотрим приближенную модель, когда в сечении столкновения позитронов при скорости v_* произошел скачок на величину $\alpha = \sigma_2/\sigma_1$ (рис. 29).

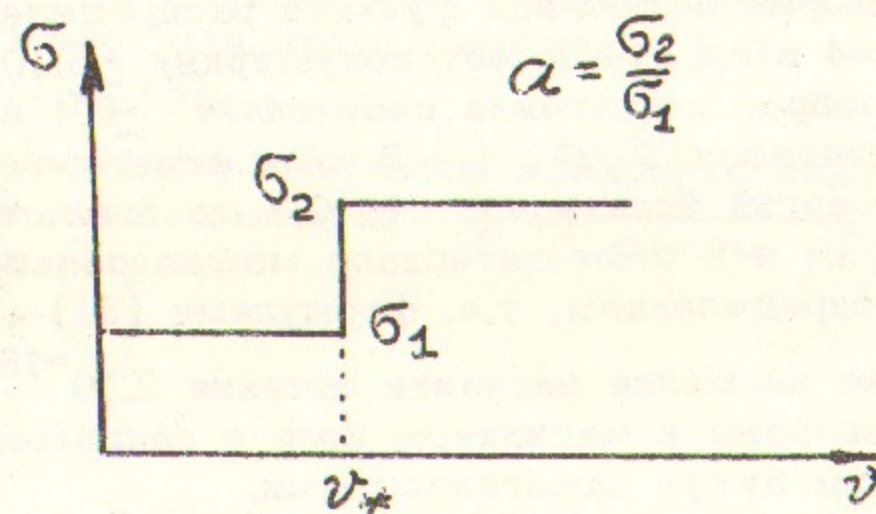


Рис. 29.

В этом случае функция распределения (30) будет иметь вид

$$f(v) = \text{const} \begin{cases} \exp(-bv^4) & 0 < v < v_* \\ \exp(-bv^4) \cdot \exp[b(a^2-1)v_*^4] & v \geq v_* \end{cases} \quad (54)$$

$$\text{const} = \frac{b^{3/4}}{\pi \left[\gamma\left(\frac{3}{4}, bv_*^4\right) + \frac{e^{b(a^2-1)v_*^4}}{a^{3/2}} \Gamma\left(\frac{3}{4}, a^2bv_*^4\right) \right]} \quad (55)$$

Скорость дрейфа позитронов (33), имеющих скачок в сечении, запишется как

$$\mu = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{3m}{M}} b^{-1/4} \frac{\gamma\left(\frac{3}{2}, bv_*^4\right) + \frac{e^{b(a^2-1)v_*^4}}{a^2} \Gamma\left(\frac{3}{2}, a^2bv_*^4\right)}{\gamma\left(\frac{3}{4}, bv_*^4\right) + \frac{e^{b(a^2-1)v_*^4}}{a^{3/2}} \Gamma\left(\frac{3}{4}, a^2bv_*^4\right)} \quad (56)$$

Обозначим

$$bv_*^4 = x$$

Тогда

$$\mu = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{3m}{M}} v_* F(x) \quad (58)$$

где

$$F(x) = x \cdot \frac{\gamma\left(\frac{3}{2}, x\right) + \frac{e^{(a^2-1)x}}{a^2} \Gamma\left(\frac{3}{2}, a^2x\right)}{\gamma\left(\frac{3}{4}, x\right) + \frac{e^{(a^2-1)x}}{a^{3/2}} \Gamma\left(\frac{3}{4}, a^2x\right)} \quad (59)$$

Рассмотрим функцию $F(x)$, которая пропорциональна μ .
 Так как $x = \beta v_*^4$, то из (32)

$$x \sim \left(\frac{\epsilon}{\rho}\right)^2 \quad (60)$$

При $\epsilon/\rho \rightarrow 0$ $x \rightarrow \infty$ и функция $F(x) \sim x^{-1/4}$
 или

$$F(x) \sim (\epsilon/\rho)^{1/2}$$

Т.е. скорость дрейфа позитронов при малых (ϵ/ρ) пропорциональна $(\epsilon/\rho)^{1/2}$.

Зависимость функции $F(x) \sim \mu$, для различных значений $\alpha_2/\alpha_1 = a$ от величины

$$z = \frac{1}{\sqrt{x}} \sim \frac{\epsilon}{\rho} \quad (61)$$

приведена на рис.30.

На рис.31 сплошной линией проведена зависимость $\mu = f(\frac{\epsilon}{\rho})$ для скачка в сечении $\alpha = 2$ и $\alpha = 10$. Видно хорошее согласие расчетной кривой и эксперимента для $\alpha = 2$.

Из рис.30 для $\alpha = 2$ перегиб в значении $F(x) \sim \mu$ произошел при $z = 0,75$ ($x = 1,8$). Этот перегиб соответствует в экспериментальной зависимости $\Delta J \sim \mu$ точке $\frac{\epsilon}{\rho} \approx 5$ в/см.атм.

Из формулы (57) и (32,а) найдем значение скорости позитронов v_* , при которой произошел скачок в сечении

$$\beta = 23 \cdot 10^4 \left(\frac{5}{\epsilon/\rho}\right)^2 = 23 \cdot 10^4 \left(\frac{2 \cdot 10^{-18}}{5}\right)^2 = 3,7 \cdot 10^{-33}$$

$$v_* = \sqrt{\frac{4}{\beta} x} = \sqrt{\frac{4}{3,7 \cdot 10^{-33}} \cdot 1,8} = 1,47 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$$

Эта скорость, соответствует энергии позитронов ~ 6 эв.

Таким образом, в сечении столкновения позитронов с атомами гелия при энергии позитронов ~ 6 эв происходит, можно сказать, удвоение значения сечения.

При значении $(\epsilon/\rho) > 20$ в/см.атм, как видно из рис. 26 для гелия, скорость дрейфа падает и стремится к нулю.

Такой спад в скорости дрейфа можно объяснить тем, что позитроны под действием электрического поля приобретают энергию, достаточную для вырывания электрона от атома гелия и образования позитрония. Это значение ϵ/ρ , при котором начинает образовываться позитроний, хорошо согласуется с данными Хьюза и др. /24/.

Рассмотрим скорость дрейфа позитронов, когда функция распределения $f(v)$ имеет вид

$$f(v) = \text{const} \begin{cases} \exp(-\beta v^4) & 0 < v < v_* \\ 0 & v_* \leq v < \infty \end{cases}$$

Т.е. учтем уход позитронов на образование позитрония, когда все позитроны со скоростями $v \geq v_*$ образуют позитроний. Получим:

$$\mu = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{3m}{M}} \cdot \beta^{-1/4} \frac{\gamma(3/2, \beta v_*^4)}{\gamma(3/4, \beta v_*^4)} \quad (56a)$$

Обозначим как и выражения (56) $\beta v_*^4 = x$, тогда

$$\mu = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{3m}{M}} \cdot v_* \cdot F(x) \quad (58a)$$

где

$$F(x) = x^{-1/4} \frac{\gamma(3/2, x)}{\gamma(3/4, x)}$$

Эта зависимость от величины $z = \frac{1}{\sqrt{x}} \sim \frac{\epsilon}{\rho}$ показана на рис.30,а.

На рис.31, начиная от $\frac{\epsilon}{\rho} > 20$ в/см.атм. проведена расчетная кривая $\mu = f(\frac{\epsilon}{\rho})$.

Точка перегиба (рис.39,а) соответствует $z = 0,5$ ($x=4$). Эта точка расчетной кривой скорости дрейфа совмещена с экспериментальной точкой перегиба при $\mathcal{E}/\rho = 20$ в/см.атм.

Зная энергию позитронов при образовании позитрония, можно найти значение сечения столкновения позитронов с атомами гелия у нижней границы щели Оре.

Скорость, при которой начинает образовываться позитроний, будет равна

$$v_* = 5,9 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{17,8} = 2,48 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$$

Так как $v = x/v_*^4$ или $2,3 \cdot 10^4 (5/\mathcal{E}/\rho)^2 = \frac{x}{v_*^4}$, то

$$G = \frac{x (\mathcal{E}/\rho)^2}{v_*^4 \cdot 2,3 \cdot 10^4} = 6,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$$

Следовательно, перед образованием позитрония сечение столкновения позитронов с атомами гелия имеет значение $\sim 7,0 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.

Таким образом, зависимость сечения столкновения позитронов в гелии от энергии имеет следующую картину.

При возрастании энергии позитронов, начиная от долей электронвольт, сечение падает и достигает при энергии 1,0 эв значения $(2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, затем остается постоянным до энергии ~ 3 эв. При дальнейшем увеличении энергии позитронов сечение начинает возрастать, достигая значения $\sim 4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ при энергии 6 эв. Это значение продолжает возрастать, примерно, до $7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ у нижней границы щели Оре при условии, что сечение образования позитрония равно ∞ .

Однако, качественно можно показать, что любому конечному значению сечения образования позитрония можно сопоставить соответствующий рост транспортного сечения, начиная с 6 эв до 17,8 эв.

Эта картина изменения сечения столкновения позитронов с атомами гелия, найденная методом электрического дрейфа, согласуется с результатами расчетом Драхмана /29/ и Месса /28/, которые приведены на рис.17.

На рис.31А показаны результаты численного расчета скорости дрейфа позитронов в гелии для расчетных сечений Драхмана и Месса

в зависимости от \mathcal{E}/ρ в сравнении с экспериментом.

Видно, что лучшее согласие с экспериментом дают сечения, вычисленные в работе Месса /28/.

Таким образом, экспериментально подтверждено наличие минимума в сечении столкновения при энергии позитронов в районе 1-5 эв. Величина этого сечения в минимуме равна $(2 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.

Добавление к гелию в качестве примеси воздуха существенно изменяет зависимость ΔJ от \mathcal{E}/ρ .

Результаты измерений ΔJ для гелия с примесью воздуха в количестве 0,1% показаны на рис.32.

Видно, что уже при значении $\mathcal{E}/\rho \approx 10 \frac{\text{в}}{\text{см.атм.}}$ начинает уменьшаться скорость дрейфа позитронов.

Это, вероятно, связано с тем, что при меньшей энергии позитронов начинает образовываться позитроний за счет вырывания электронов у молекул воздуха.

На атомах кислорода нижняя граница щели Оре равна 6,8 эв, а на атомах азота позитроний начинает образовываться при энергии позитронов около 7,7 эв.

Если провести расчетную кривую скорости дрейфа (58,А), совместив точку перегиба $z = 0,5$ ($x=4$) и экспериментальную точку перегиба при $\mathcal{E}/\rho = 7,5 \frac{\text{в}}{\text{см.атм.}}$, чтобы расчетная кривая с наибольшей достоверностью проходила через экспериментальные точки (рис.32 - сплошная кривая), то можно найти сечение столкновения позитронов с атомами гелия при энергиях образования позитрония на атомах азота и кислорода, которое оказывается близким к $4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, т.е. таким же, как и для чистого гелия при таких энергиях.

б) Определение сечения в столкновениях медленных позитронов в неоне

Результаты измерений относительной разницы числа аннигиляций позитронов в лавсановой мишени при противоположных направлениях электрического поля в зависимости от абсолютного значения \mathcal{E}/ρ в/см.атм. для неона приведены на рис.26 и рис.33.

Уменьшение разницы в счете аннигиляций ΔJ при значениях $\mathcal{E}/\rho > 60$ в/см.атм. обусловлено, вероятно, тем, что позитроны в электрическом поле приобретают энергию, достаточную для вырыва-

ния электрона от атома неона и образования позитрония.

На рис. 33 сплошной линией проведена расчетная кривая $U = f(\epsilon/\rho)$ для неона, когда при энергии 14,8 эв. сечение образования позитрония равно ∞ .

Для значений $\epsilon/\rho < 60$ в/см.атм экспериментальные точки хорошо ложатся на кривую $\Delta Y \sim U \sim (\epsilon/\rho)^{1/2}$.

Следовательно, как это следует из (34), сечение столкновения позитронов с неоном в этом диапазоне энергий постоянно, т.е.

$$\sigma = \text{const}$$

Точка перегиба в значении ΔY соответствует ϵ/ρ (60 ± 10) в/см.атм. Из (57) и (32,6) следует, что

$$v_*^2 = x$$

или

$$0,46 \cdot 10^4 \frac{\sigma^2}{(\epsilon/\rho)^2} = \frac{x}{v_*^2}$$

Из рис. 30, А находим точку перегиба, которая соответствует $Z=0,5$. Тогда $x = \frac{1}{Z^2} = 4$.

v_* — скорость позитронов, при которой начинает образовываться позитроний в неооне, равна

$$v_* = 5,9 \cdot 10^7 \sqrt{14,8} \approx 2,3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$$

Сечение столкновения позитронов в неооне будет равно

$$\sigma = \sqrt{\frac{x(\epsilon/\rho)^2}{0,46 \cdot 10^4 v_*^2}} = (3 \pm 0,5) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$$

В. Определение Z эфф. для неона

Как было показано (53), для максимумов ΔY в гелии и неооне имеем:

$$\frac{\Delta Y_{\text{He}}}{\Delta Y_{\text{Ne}}} = \frac{(nZ \cdot U_{\text{He}})_{\text{He}}}{(nZ \cdot U_{\text{Ne}})_{\text{Ne}}} = 5$$

Т.к.

$$\tau \approx \frac{K}{nZ \epsilon_{\text{эфф}}}, \quad \tau_0$$

$$\frac{\Delta Y_{\text{He}}}{\Delta Y_{\text{Ne}}} = \frac{(U_{\text{max}} \cdot \frac{Z}{Z_{\text{эфф}}})_{\text{He}}}{(U_{\text{max}} \cdot \frac{Z}{Z_{\text{эфф}}})_{\text{Ne}}} = 5 \quad (64)$$

Максимальную скорость дрейфа позитронов в гелии для

$$\frac{\epsilon}{\rho} = 20 \frac{\text{В}}{\text{см.атм.}} \text{ найдем из (58)}$$

$$U_{\text{max He}} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{3m}{M}} \cdot v_* \cdot F(x) = 1,3 \cdot 10^6 \text{ см/сек} \quad (65)$$

Максимальную скорость дрейфа позитронов в неооне при

$$\frac{\epsilon}{\rho} = (60 \pm 10) \frac{\text{В}}{\text{см.атм.}} \text{ найдем из (34,6)}$$

$$U_{\text{max Ne}} = 0,5 \cdot 10^{-3} \left[\frac{60 + 10}{(3 + 3,5) \cdot 10^{-17}} \right]^{1/2} = (7 \pm 2) \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}} \quad (66)$$

Тогда, подставляя (65) и (66), в (64), получим

$$\frac{\left(\frac{Z}{Z_{\text{эфф}}}\right)_{\text{He}}}{\left(\frac{Z}{Z_{\text{эфф}}}\right)_{\text{Ne}}} = 1 \pm 0,33$$

Или при $\left(\frac{Z}{Z_{\text{эфф}}}\right)_{\text{He}} = 0,6$ найдем

$$\left(\frac{Z}{Z_{\text{эфф}}}\right)_{\text{Ne}} = 0,6 \pm 0,2$$

откуда $Z_{эфф\text{Ne}} = \frac{10}{0,6 \pm 0,2} = 17 \pm 5$

Таким образом, чтобы найти время жизни позитронов в неоне, в формулу Дирака (15) необходимо подставить $Z_{эфф} = 17 \pm 5$

$$\tau_{\text{Ne}} = \frac{4,8 \cdot 10^{-6}}{\rho \cdot Z_{эфф}^2} = (0,29 \pm 0,1) \cdot 10^{-6} \frac{1}{\rho} \text{ сек}$$

ρ - давление неона в атмосферах.

Следовательно, максимальная длина дрейфа за время жизни в неоне будет равна:

$$(L_{\text{д}})_{\text{Ne}} = (7 \cdot 10^5 \cdot 0,34 \cdot 10^{-6}) \approx 2 \frac{\text{см}}{\text{атм}} \text{ или } 1,8 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$$

Из рассмотрения электрического дрейфа позитронов в гелии и неоне можно сделать следующие выводы:

- 1) с помощью слабого электрического поля можно подтянуть к краю гелиевой или неоновой мишени медленные позитроны;
- 2) максимальный путь, который дрейфуют позитроны в течение времени жизни составляет для гелия около $10 \frac{\text{см}}{\text{атм}}$, для неона около $2 \frac{\text{см}}{\text{атм}}$.

Как в гелии, так и в неоне длина дрейфа, выраженная в г/см^2 , за время жизни будет составлять около $2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$.

- 3) Количество медленных позитронов, которое можно подтянуть к краю гелиевой мишени, в 5 раз больше, чем в неоне.
- 4) По спаду кривой скорости дрейфа позитронов, обусловленному образованием позитрония, в зависимости от сорта газа и количества примесей, можно, очевидно, изучать процесс образования позитрония.

Л и т е р а т у р а

1. В.И.Гольданский. Физическая химия позитрона и позитрония, изд-во "Наука", Москва, 1968.
2. Ж.Тибо. "УФН", 14, 833 (1934).
3. Г.И.Будкер и др. "Труды Международной конференции по ускорителям", Жубна, 1963, М.Атомиздат, (1964).
4. Г.И.Будкер. "Атомная энергия", 10, 505 (1965).
5. Г.И.Будкер. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т.Ш, стр.3, изд-во АН СССР, (1953).
6. F. Rohrlsch, B.C. Carlsson, *Phys. Rev*, 93, 38 (1954)
7. Seliger. *Phys. Rev*, 100, 1029 (1955)
8. В.Гайтлер. Квантовая теория излучений. М. изд-во иностр.лит., (1956).
9. H.A. Bethe. *Proc. Roy. Soc.* 150, 129 (1935)
10. A. Oze, *Univ. Berg. Arb. Naturwiss. Reihe*, № 9 (1949)
11. J.D. Craggs, H.S.W. Massey, *Handb. der Physik*, 37, 314 (1959)
12. Н.А.Власов, Э.А.Цирельсон. "ДАН СССР", 59, 879, (1948).
13. E. Madanski, F. Rasetti, *Phys. Rev.* 79, 357 (1950)
14. John, Maden, *Phys. Rev. Lett*, 22, 15, 784 (1969)
15. D.E. Crack, D.E. Castello, J.W. Mc Gowan, *VI Intern. Conf. Phys. of Electz. and Atomic Collis* 757 (1969)
16. P.E. Ozmon, *Phys. Rev*, 133(B), 216 (1965)
17. S.J. Tao, J. Bell, J.N. Green, *Proc. Phys. Soc.* 83, 453 (1964)
18. С.Н.Родионов, Б.П.Санников. Преприат 173, ИЯФ СО АН СССР, (1969).
19. К.С.Гришин, Б.П.Санников. Труды 1У Межвузовской конф. по ускорителям, стр. 295 (1962).
- 20) J.H. Hamilton et al., *Phys. Rev*, 112, 2010 (1958)
- 21) H. Leutz, *Z. Phys*, 164, 78 (1961)

22. С.Н.Родионов, Б.П.Санников, Е.П.Солодов. Письма в ЖЭТФ, 10, 509, (1969).
23. С.Н.Родионов, Б.П.Санников. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 274, (1969), доклад на У Международной конференции по физике электронных и атомных столкновений, Ленинград, 1967.
24. S. Margder et al., *Phys. Rev.*, 103, 1253 (1956)
25. С.Де-Бенедетти. ПСФ, 2, 49, (1958).
26. H.S.W. Massey, A.H.A. Moussa, *Proc. Phys. Soc.*, 71, 33 (1958)
27. D.C.S. Allison et al., *Proc. Phys. Soc.*, 78, 1169 (1961)
28. H.S.W. Massey et al. *Quantum Theory of Atoms Molecules, Solid State*, 203 (1966)
29. R.Y. Dzakman, *Phys. Rev.*, 173, 190 (1968)
30. A. Dalgarno, N. Linn. *Proc. Phys. Soc.*, A70, 223 (1957)
31. S.Y. Tao, T.M. Kelly, *Phys. Rev.*, 185, 135 (1969)
32. C.Y. Leung, D. A. Paul, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 14, 525 (1969)
33. T.B. Daniel and R. Stump, *Phys. Rev.*, 115, 1599 (1959)
34. B. Duff and F.F. Neymann, *Proc. Roy. Soc. A*, 270, 517 (1962)
35. С.Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.Атомиздат (1961).
36. "Атомные и молекулярные процессы" под редакцией Д.Бейтса. Изд-во "Мир", 1964, стр. 309.
37. T. Nelms. *Energy Loss and Range of Electrons and Positrons Supplement to National Bureau of Standards Circular*, 577 (1963)
38. S.N. Rodionov, B.P. Sannikov, E.P. Solodov. *Phys. Lett.*, 35A, 297 (1971)
39. С.Н.Родионов, Б.П.Санников, Е.П.Солодов. Тезисы доклада на УП Международной конференции I.C.P.E.A.C. Амстердам, 1971, стр. 926.

Р И С У Н К И

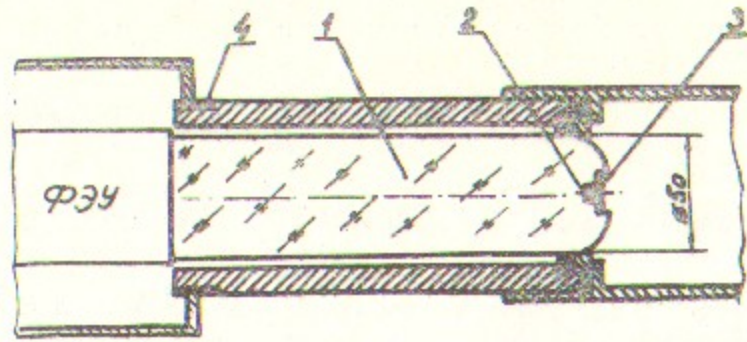


Рис.2. Конструкция источника и световода.
 1-световод; 2-радиоактивный источник Na^{22}
 3-сцинтилляционная пластинка; 4-магнитный экран.

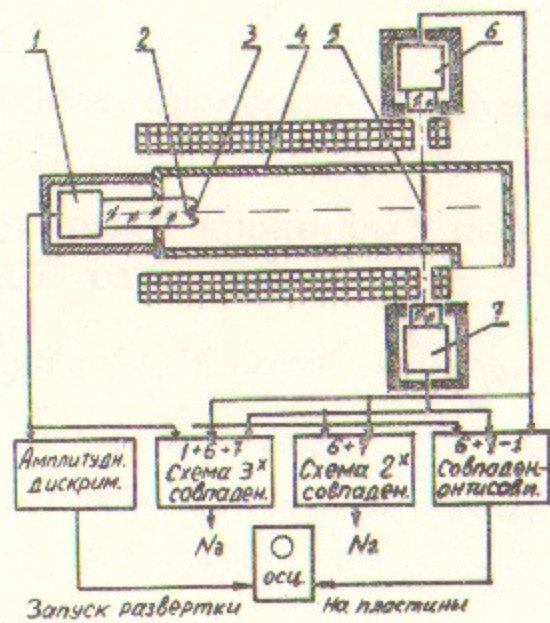


Рис.3. Схема установки для определения прохождения позитронов через газовые мишени.

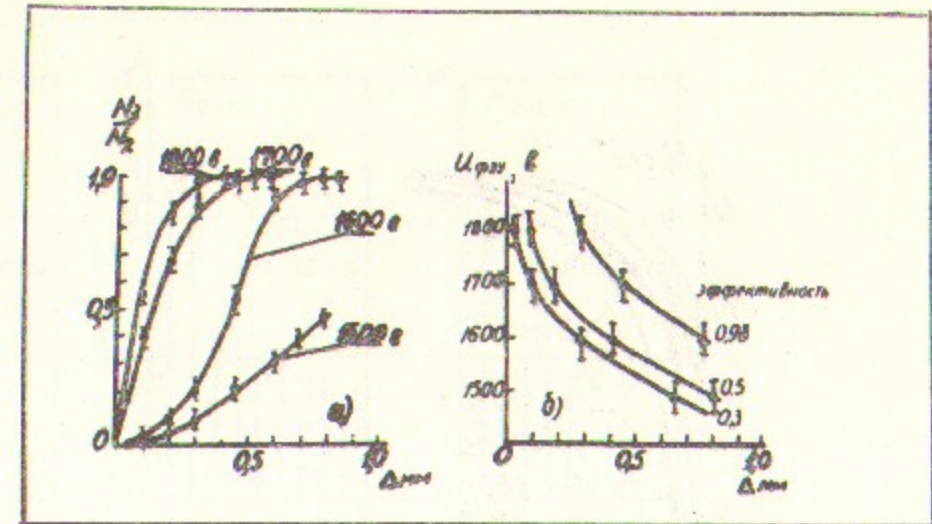


Рис.4. Эффективность регистрации позитронов сцинтилляционными пластинками в зависимости от напряжения фотоумножителя и толщины сцинтиллятора.

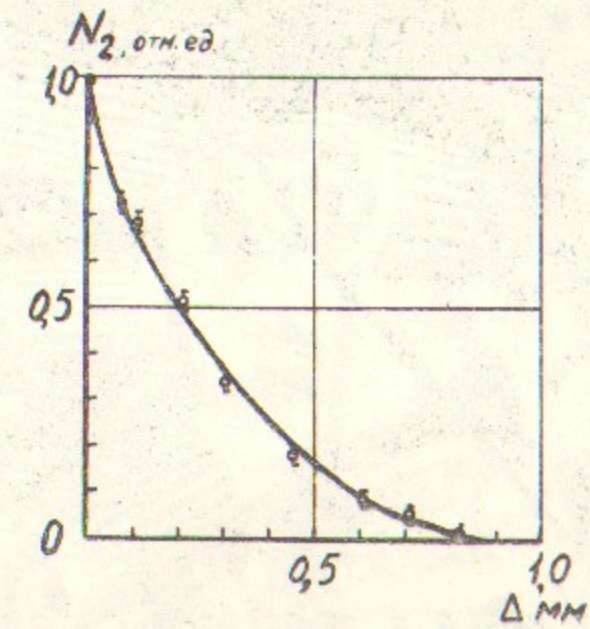


Рис.5. Пропускающая способность сцинтиллятора от его толщины.

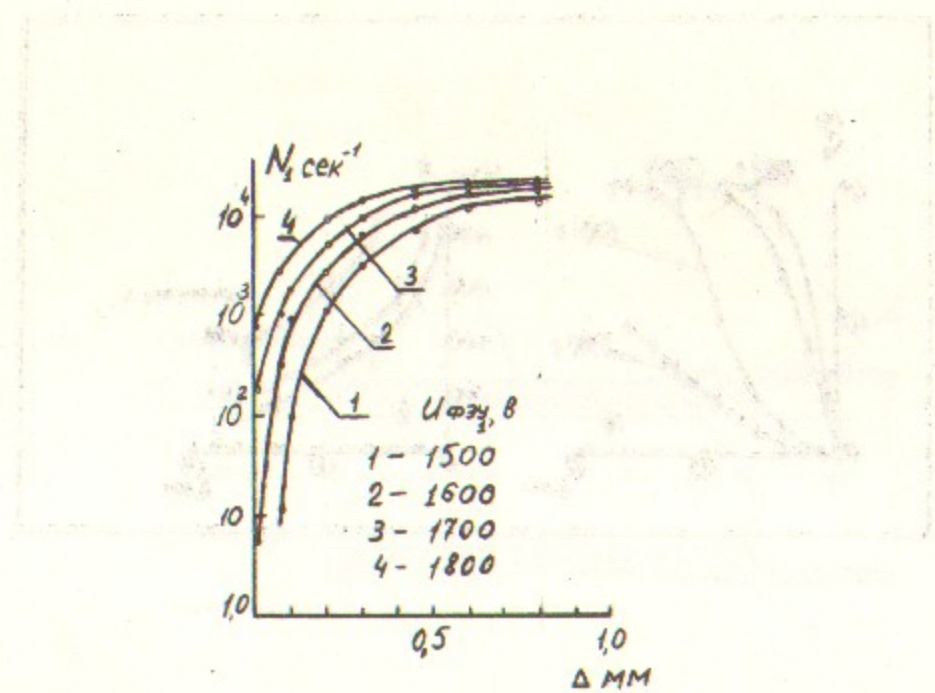


Рис.6. Загрузка канала фотоумножителя от толщины сцинтиллятора и напряжения на ФЭУ.

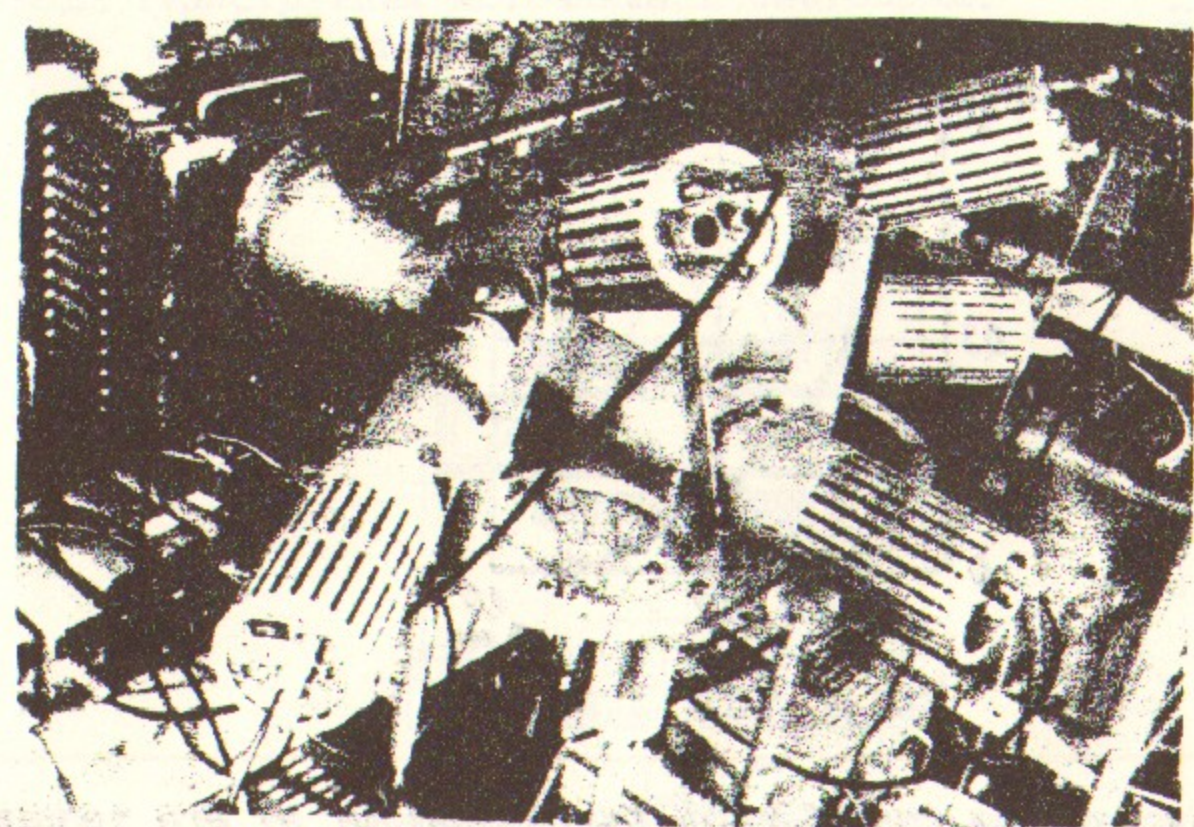


Рис.7. Общий вид временного анализатора.

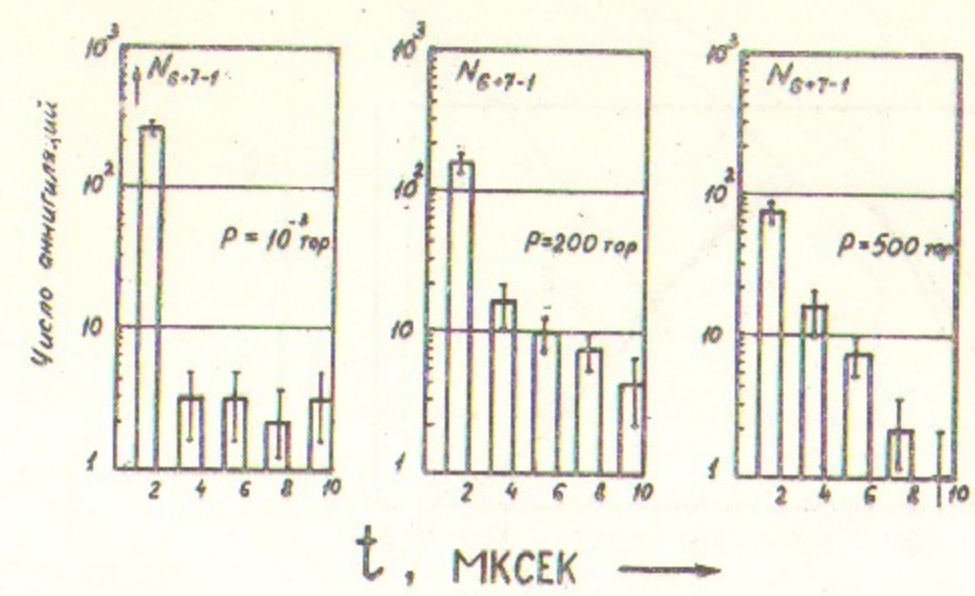


Рис.8. Временной спектр позитронов в гелии.

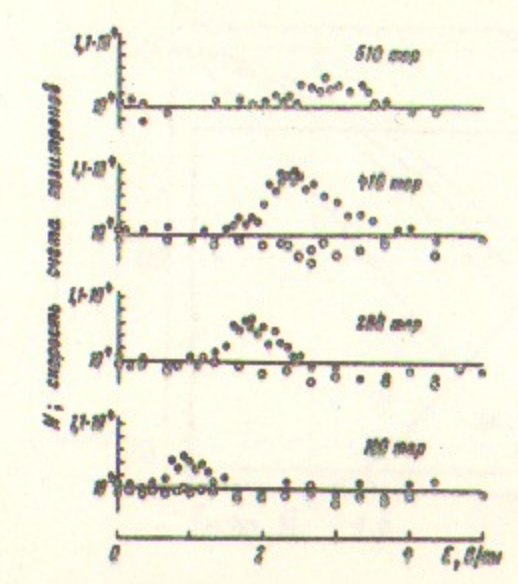


Рис.8. Зависимость скорости счета позитронов от величины ускоряющего (темные точки) и замедляющего (светлые точки) электрического поля при разных давлениях гелия.

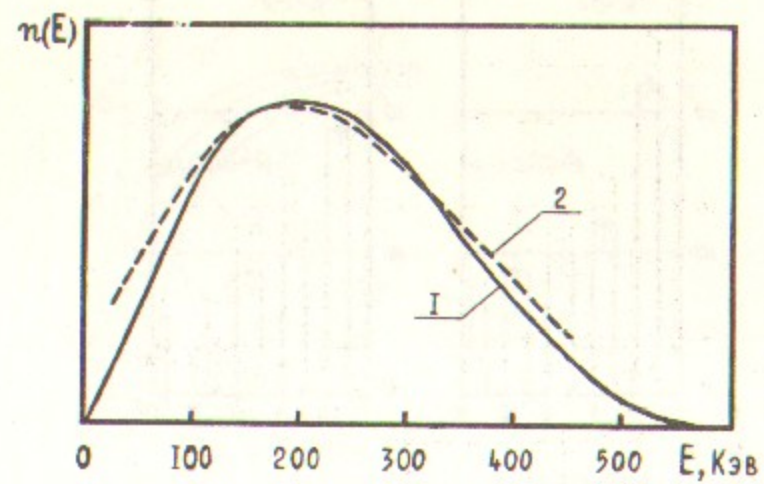


Рис.10. Энергетический спектр позитронов из р/а источника.
1-данные работы /20/, 2-/21/.

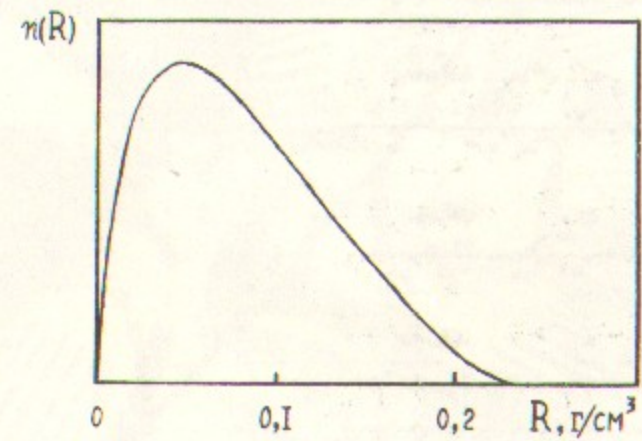


Рис.10А. Зависимость количества позитронов из р/а Na^{22} относительно их пробега.

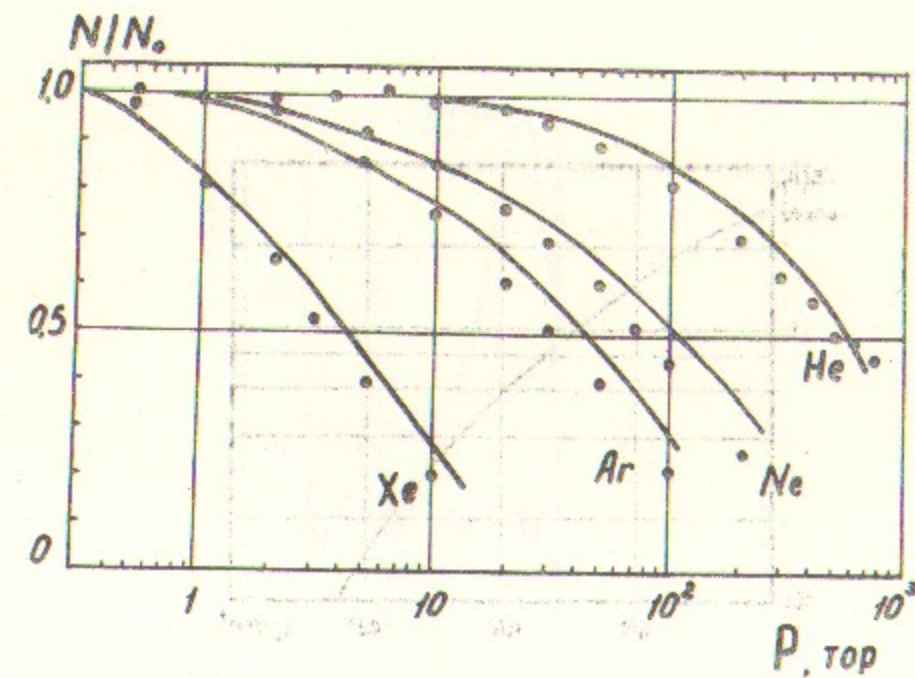


Рис.11. Относительное количество позитронов, прошедших 60 см в различных газах; ϕ камеры = 50 мм; $N=500$ гс. Сплошные линии - расчетные.

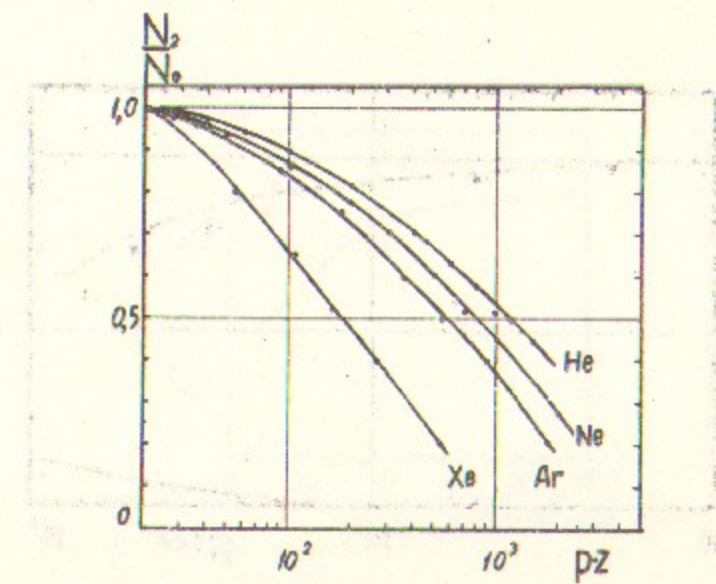


Рис.12. Прохождение позитронов через газовую мишень в зависимости от ρZ .

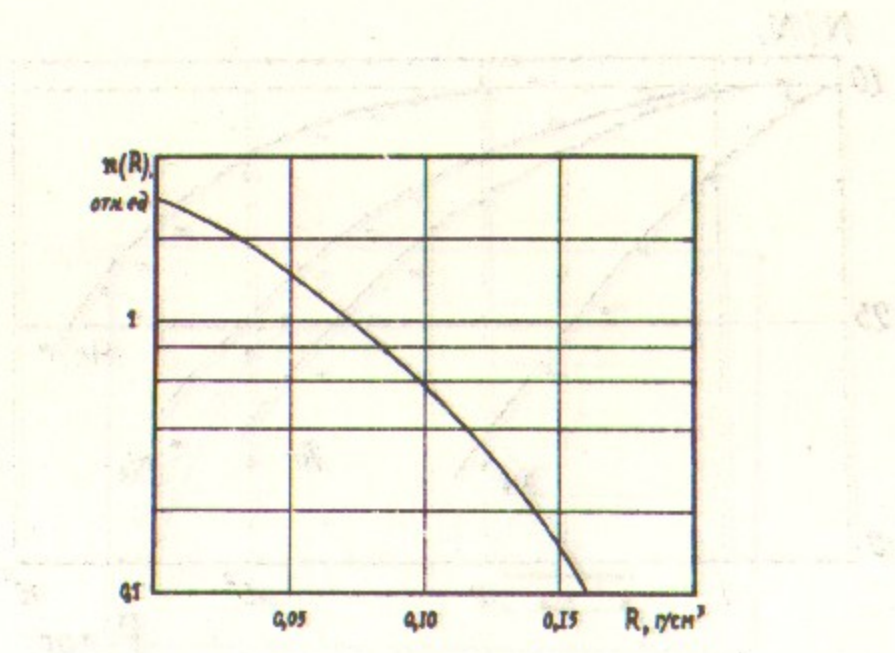


Рис.13. Пробежный спектр позитронов в гелиевой мишени Ø70мм, H=500 гс.

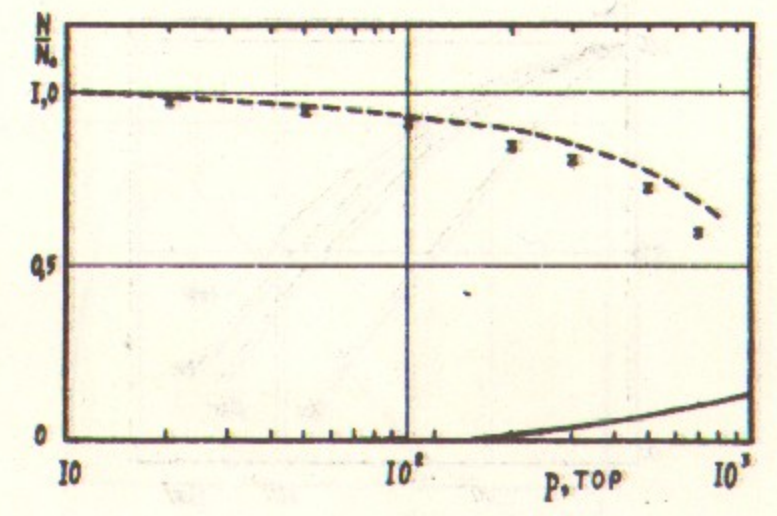


Рис.14. Прохождение позитронов через гелиевую мишень Ø70мм, длиной 60 см, помещенную в магнитное поле П=500гс; пунктирная кривая - расчетная; сплошная линия - доля замедлившихся позитронов в зависимости от давления гелия.

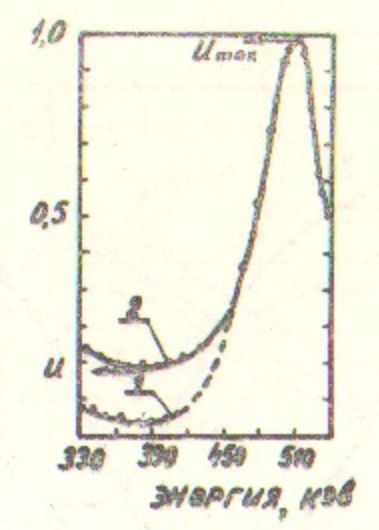


Рис.15. Энергетический спектр аннигиляционных γ -квантов в работе /24/.
1 - без электрического поля,
2 - с электрическим полем.

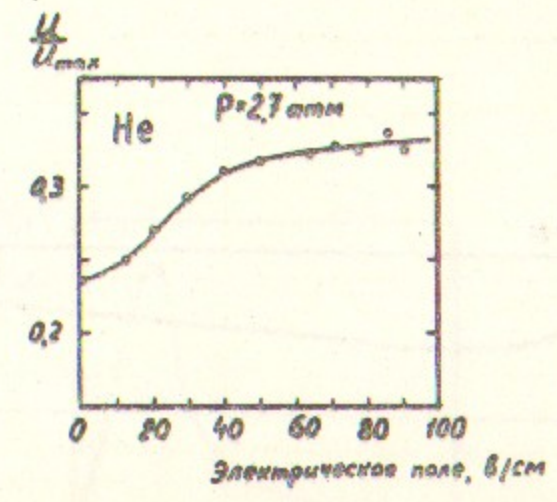


Рис.16. Относительный рост количества γ -квантов с энергией 340 + 400 кэВ в зависимости от величины электрического поля /24/.

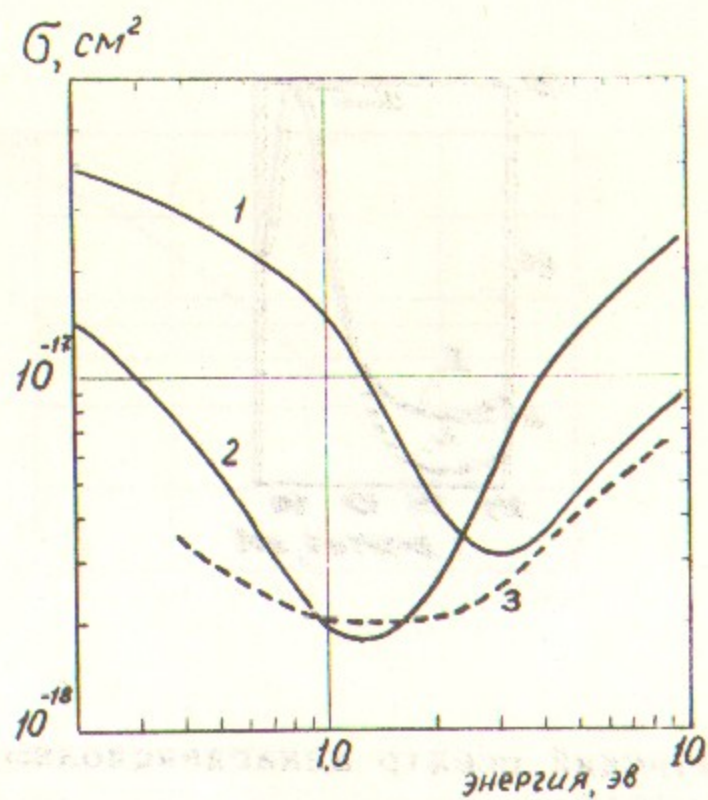


Рис.17. Рассчитанные значения сечения столкновения позитронов в гелии.
 1 - данные Драхмана /29/,
 2 - данные Мессе и др. /28/.

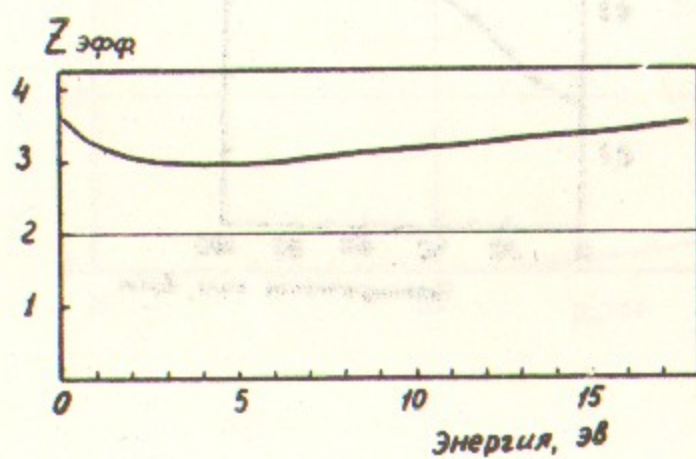


Рис.18. Зависимость $Z_{эфф.}$ для гелия от энергии позитронов по данным /29/.

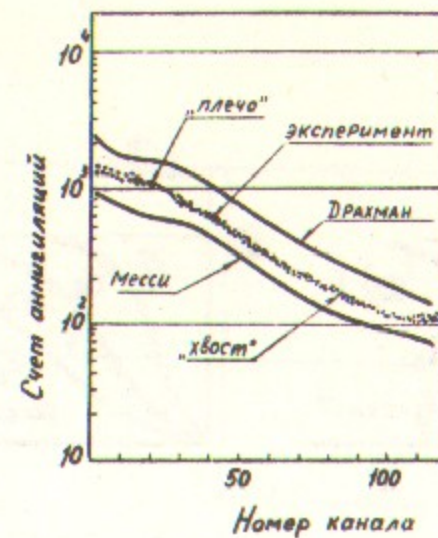


Рис.19. Спектр времени жизни позитронов в гелии.
 Точки - экспериментальные данные /31/, верхняя кривая - расчетная по данным /29/, нижняя кривая - расчетная по данным /28/.

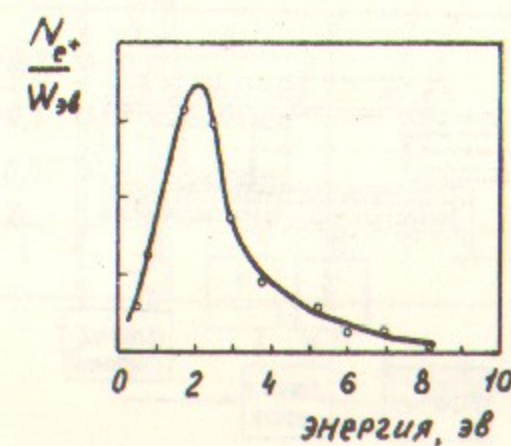


Рис.20. Энергетический спектр медленных позитронов из слюдяной позолоченной пластинки /15/.

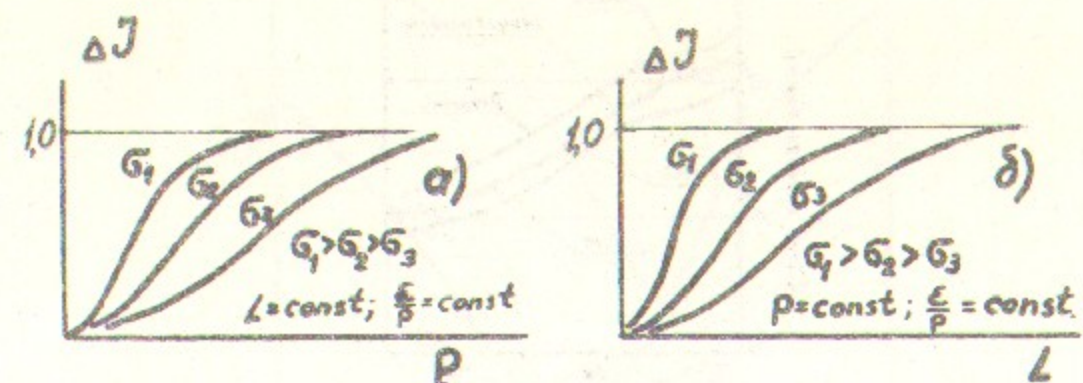


Рис.22. Зависимость разности тока позитронов на мишень при противоположных направлениях электрического поля для различных сечений столкновения позитронов с гелием.

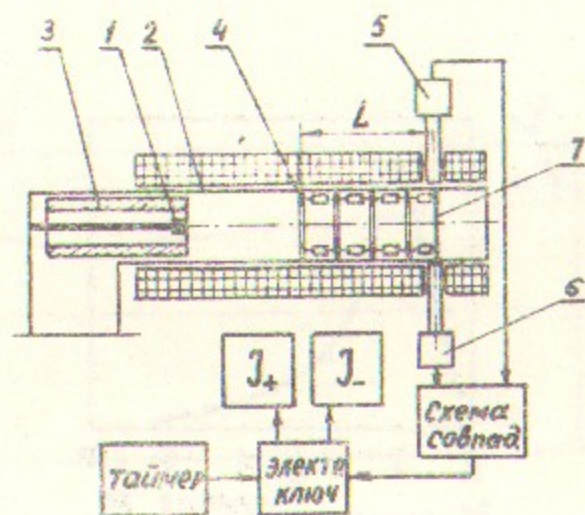


Рис.23. Схема экспериментальной установки для определения дрейфа позитронов в газе.

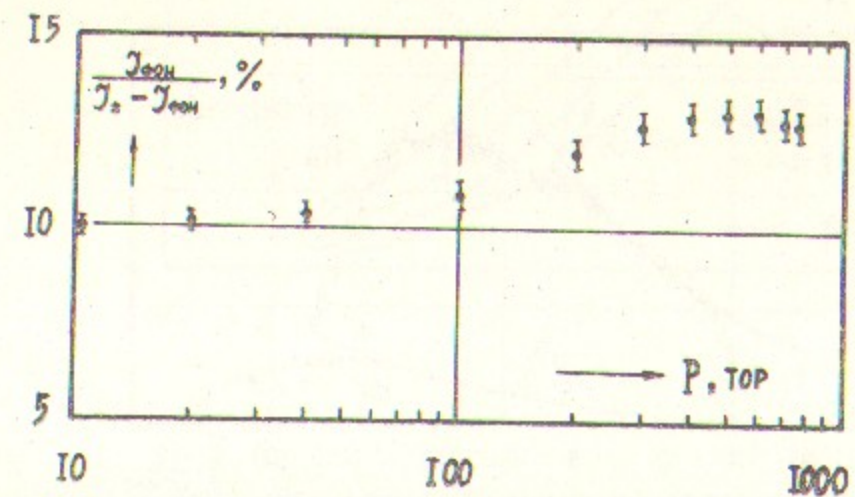


Рис.24. Зависимость фона от давления гелия.

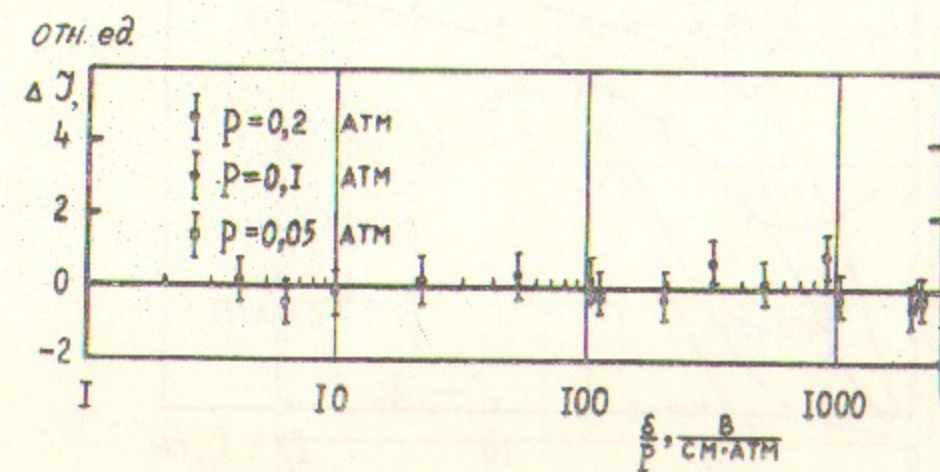


Рис.25. Относительная разность аннигиляций позитронов в воздухе.

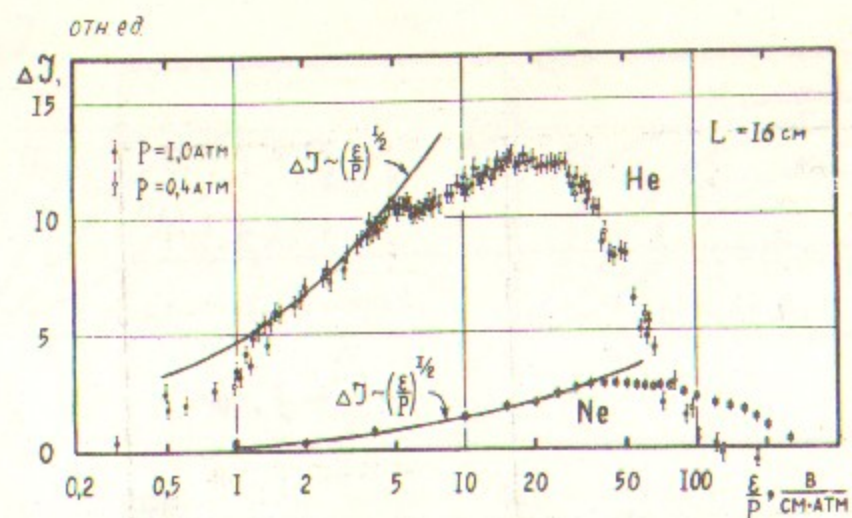


Рис.26. Относительная разность аннигиляций позитронов в гелии и неоне от ϵ/ρ в/см. атм.

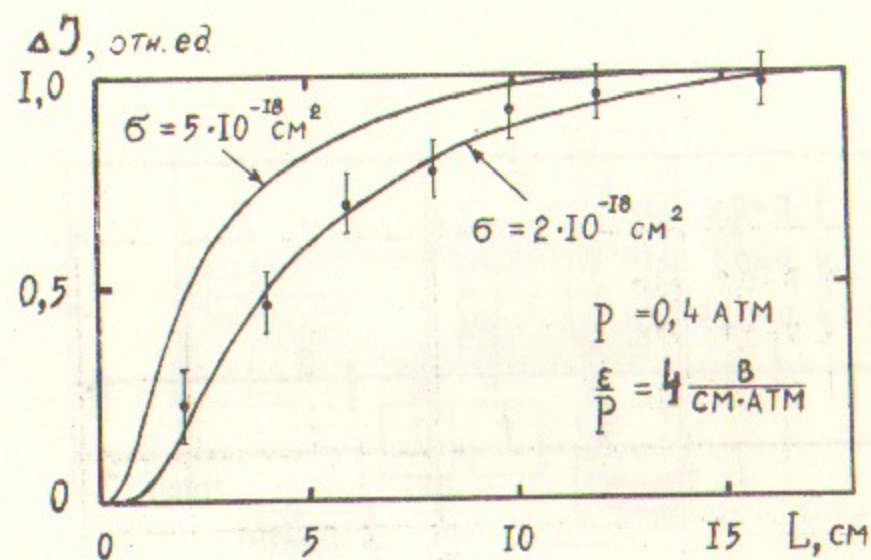


Рис.27. Зависимость относительной разности аннигиляций позитронов в гелии от длины области с электрическим полем. Сплошные линии - расчетные при различных σ .

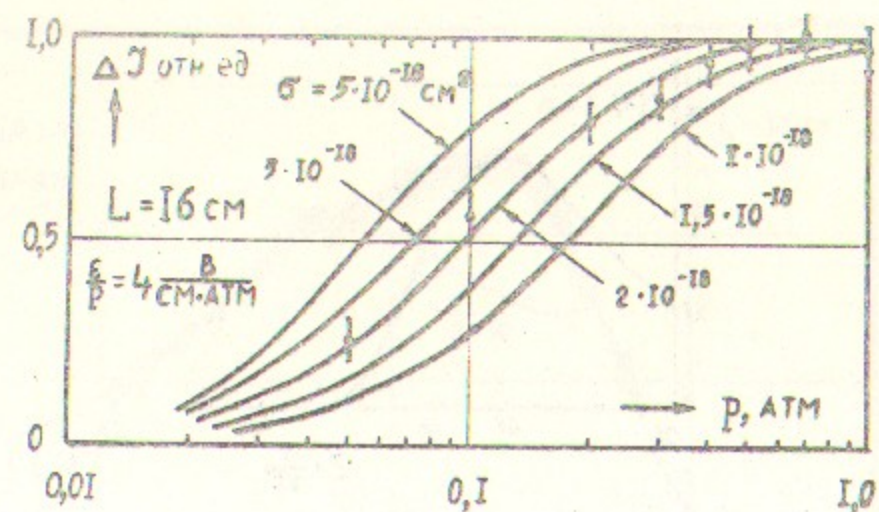


Рис.28. Зависимость относительной разности аннигиляций позитронов от давления гелия. Сплошные линии - расчетные при различных значениях σ .

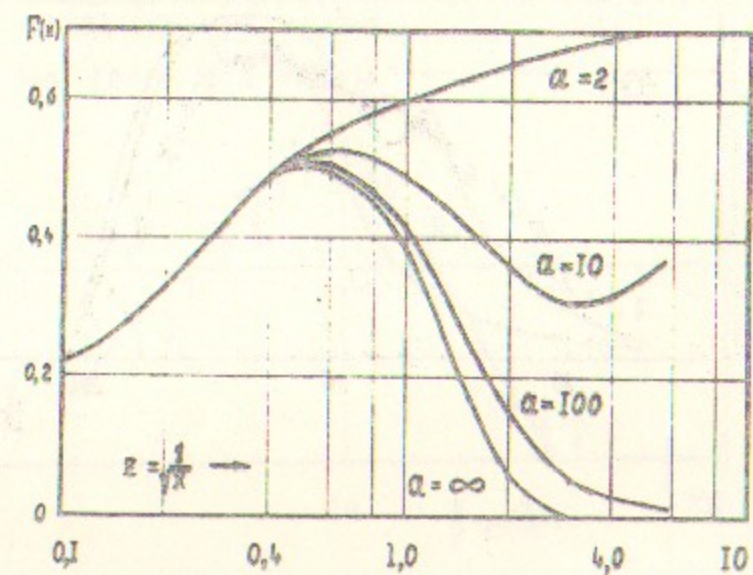


Рис.29. Зависимость $F(x)$ от $z \sim \epsilon/\rho$ для различных $a = \sigma_2/\sigma_1$.

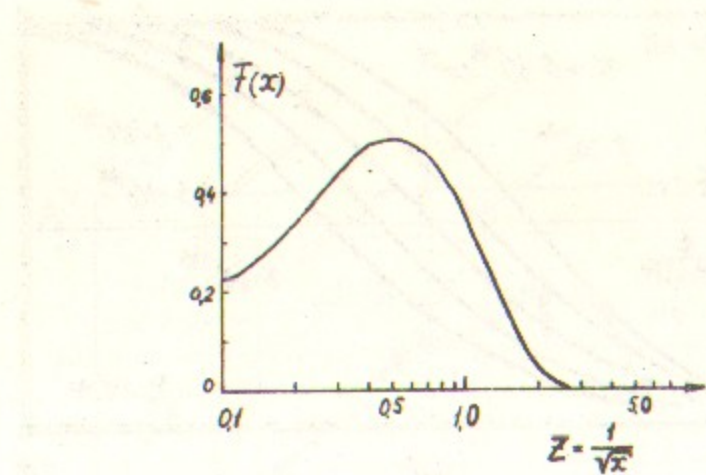


Рис.30,а. Зависимость $F(x)$ от $Z \sim \epsilon/\rho$ в случае поглощения позитронов при энергии образования позитрония.

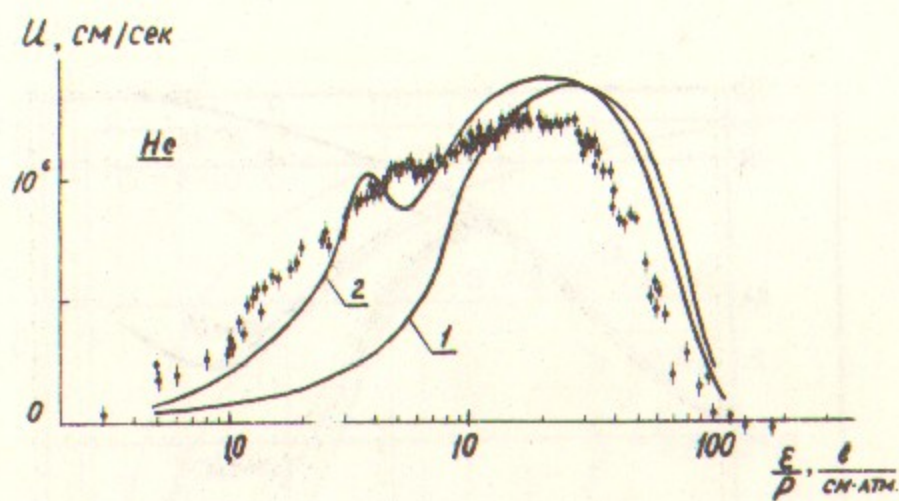


Рис.31,а. Скорость дрейфа позитронов в гелии в зависимости от ϵ/ρ .
 1-расчетная кривая для сечения, вычисленного Драмманом [29].
 2-расчетная кривая для сечения, вычисленного Месса [28].

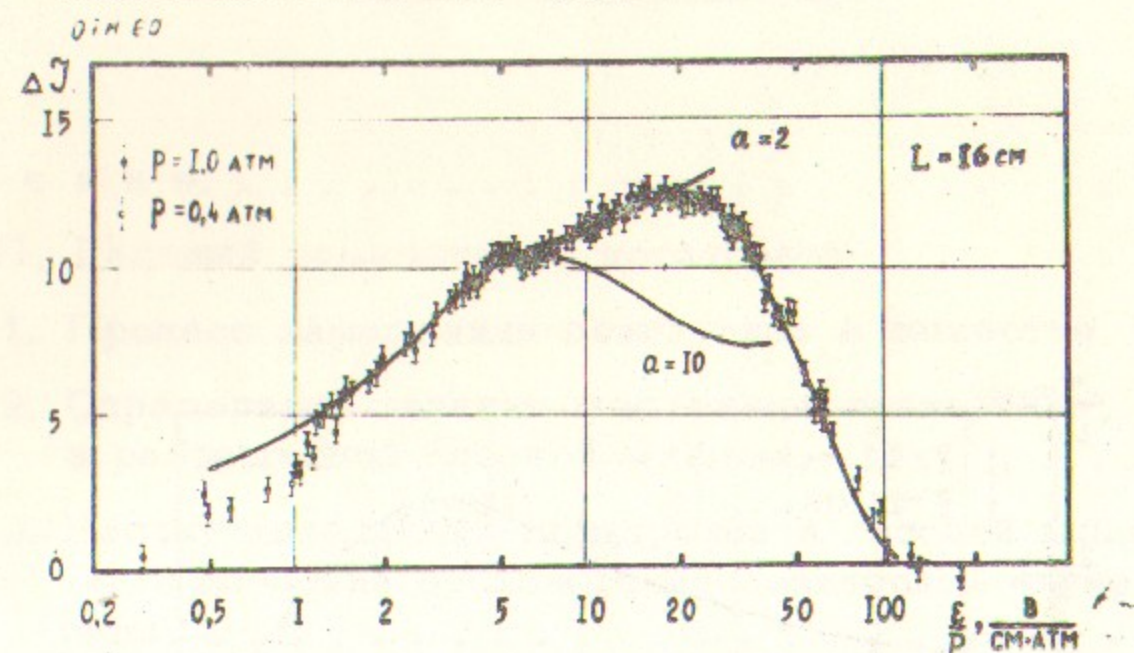


Рис.31. Зависимость скорости дрейфа позитронов $u \sim \Delta U$ от ϵ/ρ . Сплошные линии-расчетные.

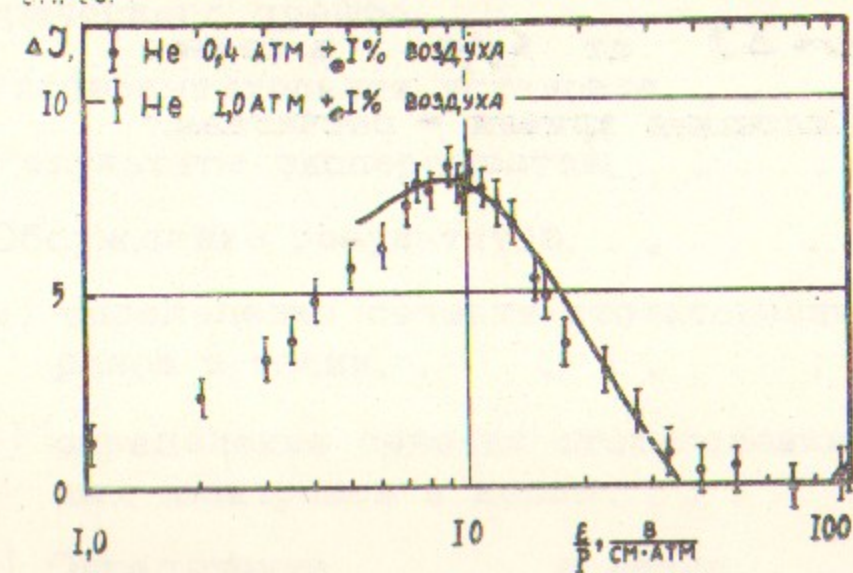


Рис.32. Зависимости скорости дрейфа позитронов $u \sim \Delta U$ от ϵ/ρ в гелии с 0,1% примесью воздуха.

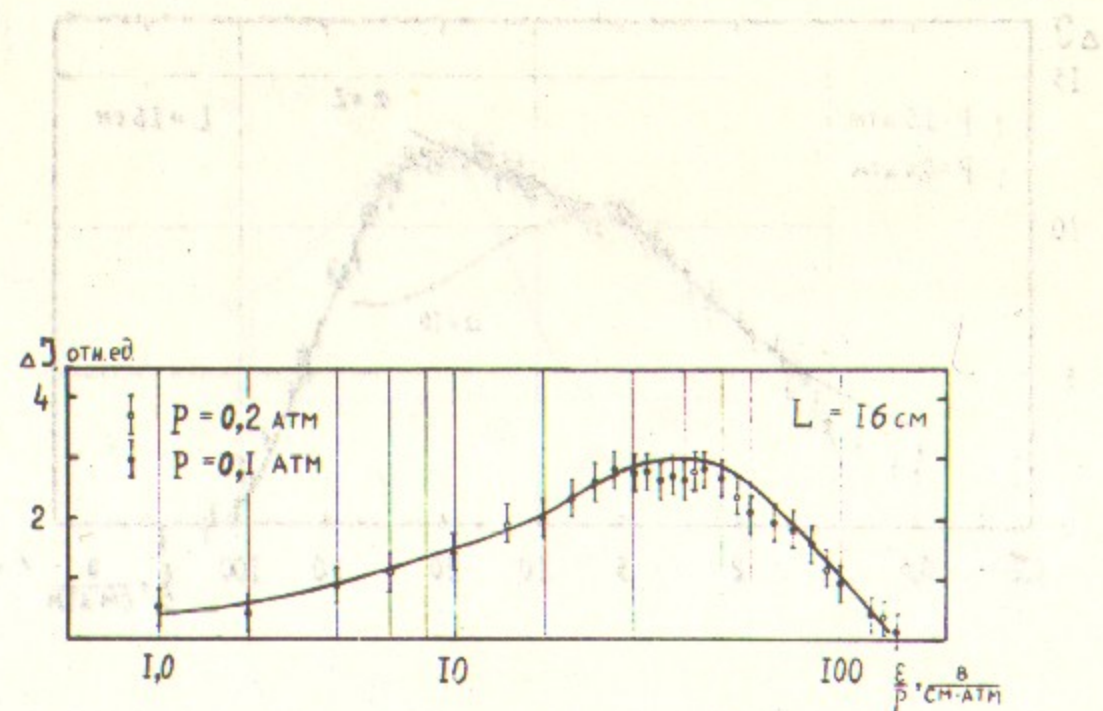
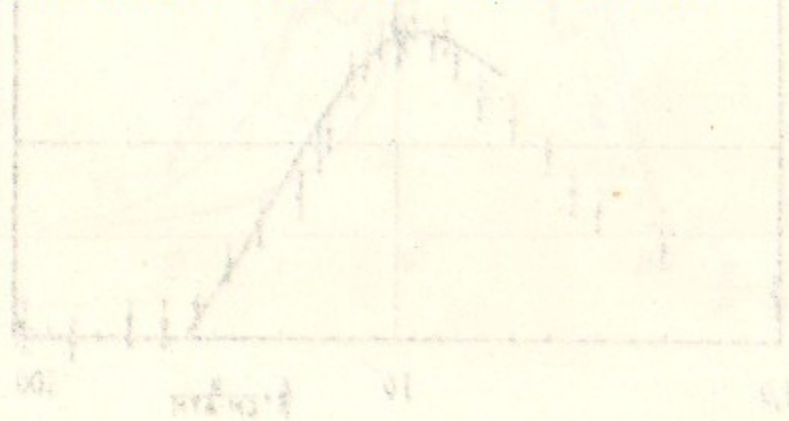


Рис. 33. Зависимость скорости дрейфа позитронов

$U \sim \Delta U$ от E/P в неоне.

Сплошная кривая - расчетная.



О г л а в л е н и е

	Стр.
В в е д е н и е	3
ГЛАВА II. Газовый замедлитель позитронов	4
1. Процесс замедления позитронов в веществе	4
2. Определение наличия медленных позитронов	8
3. Расчет замедления позитронов в газовой мишени	13
Измерение прохождения позитронов через газы	13
ГЛАВА III. Электрический дрейф позитронов в гелии и неоне	16
Определение сечения столкновений медленных позитронов с атомами гелия и неона	16
1. Методы определения сечения столкновения позитронов в газах	17
2. Метод измерения сечения столкновения медленных позитронов в газах с помощью электрического дрейфа	20
3. Экспериментальная установка	28
4. Результаты экспериментов	30
5. Обсуждение результатов	32
а) определение сечения столкновения позитронов в гелии	32
б) определение сечения столкновения медленных позитронов в неоне	39
в) Определение в неоне	40
Л и т е р а т у р а	44
Р и с у н к и	46

Ответственный за выпуск Санников Б.П.
Подписано к печати: 14.4.72. МН10245
Усл. 2,8 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ № 33. ПРЕПРИНТ. вг

Отпечатано на ротаприте в ИЯФ СО АН СССР