

С 346.38
К-63

Комаров В.И.

+

Б 1-2446

"УТВЕРЖДАЮ"

директор Лаборатории ядерных проблем

В. П. Дзеляпов

"17" сентября 1964 г.

51-2746

Ручкописный документ
в ИЯС СО АН УССР

17-11-1964

С 346.38
К-63

В. И. Комаров, О. В. Савченко

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТАНОВКИ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ЗАХВАТУ
 μ^- -МЕЗОНОВ В ГАЗООБРАЗНОМ ВОДОРОДЕ

- Дубна, июль 1964 г. -

С. ф. 1426

Одно из следствий теории универсального фермиевского взаимодействия (УФВ) состоит в том, что процессы захвата мюона нуклоном и β -распад нуклона должны описываться одинаковым образом. Экспериментальная проверка справедливости этого положения теории имеет принципиальное значение для понимания природы слабого взаимодействия. Наибольший интерес представляет изучение элементарного процесса, захвата мюонов протонами



Большие трудности регистрации этой реакции (малая вероятность, две нейтральные частицы в конечном состоянии) заставили¹⁹ обращаться к использованию в качестве замедляющей среды жидкого водорода. При этом интерпретация экспериментальных результатов сильно усложняется из-за различных мезо-молекулярных процессов в жидком водороде, которые сами нуждаются в тщательном самостоятельном изучении.

В настоящее время представления об истории отрицательного мюона после значительного уменьшения скорости в жидком водороде (плотность $0,07 \text{ г/см}^3$, $n = 4,2 \cdot 10^{22} \text{ протонов/см}^3$) сводятся к следующему^(I). При низкой скорости за время, меньшее чем 10^{-9} сек, происходит каскадный переход мюона в $1s$ состояние мезоатома водорода. Нейтральная атомная система (μp) образуется в статистической смеси триплетных ($F = 1$) и синглетных ($F = 0$) состояний сверхтонкой структуры и может свободно диффундировать через водород. Энергетическая разность уровней этих состояний

Опыт с жидким водородом крайне чувствителен к малым примесям дейтерия и атомам легких элементов. Вероятности необратимых переходов составляют $\lambda_{p\mu \rightarrow d\mu} \approx 1,4 \cdot 10^{10(3)} \text{сек}^{-1}$ для дейтерия и $\lambda_{p\mu \rightarrow z\mu} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{сек}^{-1}$ (6) - для ядер C и O, поэтому допустимые концентрации примеси составляют 10^{-6} для дейтерия и 10^{-9} - для легких ядер (7).

Все проведенные до настоящего времени эксперименты по захвату μ^- -мезонов в жидком водороде (7,8,9,10) дают для ~~минимальной~~ скорости захвата из ^{состояния} молекулярного иона величину примерно на 20% меньшую, чем теоретическое значение 560сек^{-1} . Если отбросить предположения о всякого рода поправках к УФВ, связанных с перенормировкой констант из-за сильных взаимодействий, то наиболее вероятной причиной расхождения будет неточность в расчетах мезомолекулярных величин, входящих в окончательное выражение для вероятности захвата μ^- -мезона из состояния мезомолекулярного иона.

В связи с этим по-прежнему большой интерес представляют любые возможности измерения вероятности захвата реакции (I) в газообразном водороде при давлении порядка одной атмосферы. Такой эксперимент позволил бы в значительной мере освободиться от большинства неопределенностей, связанных с мезомолекулярными явлениями, и сильно уменьшить требования к очистке водорода от дейтерия и ядер других легких элементов.

Проведение такого эксперимента при давлении газообразного водорода \lesssim 1 атм стало принципиально возможно после того, как был изучен режим работы изотропной разрядной камеры при наполнении ее смесью гелия и водорода в любой пропорции, а также чистым водородом при давлении 1 атм. (II).

При захвате μ^- -мезонов в газообразном водороде при давлении \approx 1 атм. процесс образования мезомолекул по схеме

$p\mu + p \rightarrow (p\mu p)^+$ будет происходить с вероятностью примерно в 800 раз меньшей, чем в жидком водороде⁽³⁾:

$$\lambda_{(p\mu p)^+} \approx 1,89 \cdot 10^6 / 800 \approx 2,4 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1} \quad (3)$$

В результате захват μ^- -мезона будет почти целиком происходить из состояния мезоатома. Доля μ^- -мезонов, захваченных из состояния мезомолекулярного иона $(p\mu p)^+$, составит всего:

$$\eta_{p\mu p} = \frac{\lambda_{p\mu p}}{\lambda_0 + \lambda_{p\mu p}} \approx \frac{\lambda_{p\mu p}}{\lambda_0} = \frac{2,4 \cdot 10^3}{4,55 \cdot 10^5} \approx 5,2 \cdot 10^{-3} \approx 0,5\% \quad (4)$$

где λ_0 - вероятность распада μ^- -мезона.

Следует, однако, отметить, что при давлении водорода около 1 атм. уже необходимо учитывать вклад в полную вероятность захвата захват из состояния мезоатома с $F = 1$. В этом случае вероятность перехода в состояние сверхтонкой структуры $F = 0$ составит:

$$\lambda_{F=0} \approx 5 \cdot 10^9 / 800 \approx 6 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1};$$

и доли μ^- -мезонов, захваченных из состояний сверхтонкой структуры $F = 0$ и $F = 1$, будут равняться соответственно:

$$\eta_{F=0} = \frac{\lambda_{F=0}}{\lambda_{F=0} + \lambda_0} \cdot 0,75 + 0,25 = 0,93 \cdot 0,75 + 0,25 = 0,95 \quad (6)$$

$$\eta_{F=1} = 1 - \eta_{F=0} = 0,05 \quad (7)$$

Учитывая, что вероятность захвата из триплетного состояния сверхтонкой структуры примерно в 50 раз меньше, чем из состояния с $F = 0$ ⁽⁵⁾, можно подсчитать, что вклад в вероятность захвата из $F = 1$ будет ничтожно мал, $\approx 0,07/50 \approx 10^{-3}$, и полная вероятность захвата из состояния мезоатома будет просто равняться вероятности захвата из состояния $F = 0$, которая по данным работы⁽⁵⁾ составляет:

$$\lambda_H = \lambda_{F=0} \cdot \eta_{F=0} = 636 \text{ сек}^{-1} \cdot 0,95 \approx 600 \text{ сек}^{-1} \quad (8)$$

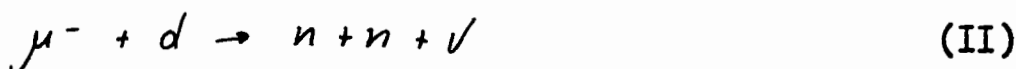
При давлении водорода ≈ 1 атм. становится вполне допустимой естественная примесь дейтерия, концентрация которой составляет $C_d \approx 1,6 \cdot 10^{-4}$. В этом случае⁽³⁾

$$\lambda_{p\mu \rightarrow d\mu} \approx 1,43 \cdot 10^{10} / 800 \approx 1,8 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1} \quad (9)$$

и доля μ^- -мезонов, перехваченных дейтерием, составит всего:

$$\eta_{p\mu \rightarrow d\mu} = \frac{\lambda_{p\mu \rightarrow d\mu} \cdot C_d}{\lambda_0} \approx 6 \cdot 10^{-3} \quad (10)$$

Учитывая, что вероятность захвата μ^- -мезона в процессе



имеет такой же порядок величины, как и в процессе (I), вкладом процесса (II) при перехвате мюона от водорода к дейтерию можно полностью пренебречь.

Что касается примеси ядер легких элементов, таких как C и O, то при концентрации этих ядер $C_z \approx 10^{-5}$, по-видимому, удастся надежно идентифицировать и выделить большую часть случаев перехвата мюона от мезоатома (μp) к ядрам этих элементов. Действительно, вероятность перехвата от водорода к ядрам C и O при давлении ≈ 1 атм составляет

$$\lambda_{p\mu \rightarrow z\mu} \approx 5 \cdot 10^{10} / 800 \approx 6 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1} \quad (12)$$

и доля перехваченных μ^- -мезонов составит:

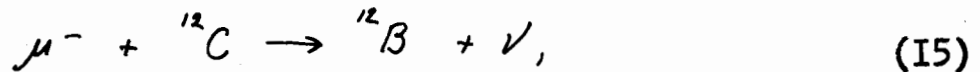
$$\eta_{p\mu \rightarrow z\mu} \approx \frac{C_z \cdot \lambda_{p\mu \rightarrow z\mu}}{\lambda_0} \approx 1,3 \cdot 10^{-3} \quad (13)$$

Вероятность захвата μ^- -мезона ядром кислорода равняется $\lambda_{z_0} \approx 10^5 \text{ сек}^{-1}$ (12). Отсюда вероятность появления звезды в газе камеры при захвате ядром μ^- -мезона составляет

$$\lambda_* = \lambda_{z_0} \cdot \eta_{p\mu \rightarrow z\mu} \approx 1,3 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1} \quad (14)$$

Даже при условии, что только 10% всех звезд будут безлучевыми, вероятность появления в камере безлучевого события, имитирующего захват μ^- -мезона протоном, составит всего величину $\approx 10 \text{ сек}^{-1}$, что составит менее 2% от наблюдаемого эффекта. На самом деле эта величина может быть существенно меньше, так как в камере при давлении ≈ 1 атм. уже могут наблюдаться и идентифицироваться слу-

чаи образования звезд в таких процессах, как например, захват:



так как ядро отдачи ${}^{12}\text{B}$ должно иметь пробег при этих условиях около 1 см.

Общая схема предлагаемого варианта эксперимента по захвату μ^- -мезонов в газообразном водороде изображена на рис. I. Пучок, состоящий из π^- и μ^- -мезонов, а также электронов с одним и тем же импульсом ≈ 170 Мэв/с, образованный на внутренней мишени синхроциклотрона, замедляется в тормозящем фильтре "Ф", поглощающем большую часть π^- -мезонов. Медленные μ^- -мезоны отбираются отклоняющим магнитом "ОМ" и фокусируются магнитной квадрупольной линзой "МКЛ" на входное окно изотропной разрядной камеры, прикрытое тонкой $\approx 200 \mu\text{к}$ органической пленкой, например, типа "Майлар" или "Терилен". Отдаленный пространственно от электродов пучок μ^- -мезонов регистрируется двумя сцинтилляционными счетчиками S_1 и S_2 , отбирающими заряженные частицы по времени пролета. Тщательно очищенный таким образом пучок медленных μ^- -мезонов попадает в рабочий объем камеры, наполненной газом до давления ≈ 1 атм. Момент прихода μ^- -мезона в камеру фиксируется телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков S_1 и S_2 , включенных в схему задержанных совпадений. Затем на электроды камеры с задержкой $25 \mu\text{сек}$ подается высоковольтный импульс напряжения и производится фотографирование регистрируемого события. При этом должны наблюдаться:

I. В подавляющем числе случаев события остановки μ^- -мезона

в газе камеры и последующий распад по схеме:

$$\mu^{-} \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}, \quad (I6)$$

приводящий к появлению в камере следа релятивистского электрона.

2. Безлучевые остановки μ^{-} -мезонов, обусловленные захватом μ^{-} -мезонов протонами и ядрами других элементов.

3. Звезды, возникающие при захвате μ^{-} -мезонов ядрами легких элементов.

При достаточно тщательной очистке газа, когда, как это было показано выше, концентрация примесей $C_z \leq 10^{-5}$, отношение числа безлучевых остановок "n" ко всем случаям распада μ^{-} -мезона "N" должно просто равняться отношению вероятностей захвата λ_n и распада λ_0 мюона

$$\frac{n}{N} = \frac{\lambda_n}{\lambda_0}, \quad (I7)$$

откуда и находится искомая вероятность захвата λ_n .

Разумеется, такая постановка эксперимента накладывает очень жесткие требования на состав пучка μ^{-} -мезонов, попадающих в камеру, и на режим работы изотропной разрядной камеры. Подробный анализ этих требований приводится ниже.

Задержка 25 мсек в подаче высоковольтного импульса на электроды камеры выбрана из следующих соображений. Вероятность захвата μ^{-} -мезона в газообразном водороде ожидается равной $\lambda_n = 636 \text{ сек}^{-1(5)}$, т.е. только примерно каждый семисотый μ^{-} -мезон, останавливающийся в газе камеры, будет приводить к появлению без-

лучевой остановки. Если время задержки высоковольтного импульса выбрать недостаточно большим, то будет заметной доля мезонов, не успевших претерпеть распад и иммигрирующих случаи захвата мюонов протонами. При выбранной задержке 25 мсек доля нераспавшихся мюонов составит

$$e^{-\frac{25}{2,2}} \approx 10^{-5} \quad (18)$$

т.е. вклад таких событий составит $\leq 1\%$ от числа истинных случаев захвата. Задержка 25 мсек в газе, очищенном от электроотрицательных примесей, не приводит к изменению качества изображения треков в камере, так как влияние задержки начинает сказываться только после 100-200 мсек⁽¹³⁾.

Электроны от распада μ^- -мезонов будут видны в камере вплоть до энергии 10 кэв. Вероятность появления таких электронов в распадном спектре мюона составляет величину, меньшую чем 10^{-11} , и вкладом таких событий в вероятность захвата можно полностью пренебречь.

Пучок медленных μ^- -мезонов, остановившихся в рабочем объеме газа камеры, можно получить путем торможения пучка быстрых μ^- -мезонов и последующим отбором мюонов по импульсу, времени пролета и пробегу.

В направлении 6,7,8 и 9 коллиматоров выводятся интенсивные пучки заряженных частиц с импульсом ≈ 170 Мэв/с, состоящие из смеси π^- , μ^- мезонов и электронов, образующихся на внутренней мишени синхроциклотрона. По данным, приведенным в работе⁽¹⁴⁾, интенсивность пучка μ^- -мезонов с энергией 95 ± 7 Мэв составляет

около $6 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ через площадь 75 см^2 . Разброс такого пучка мюонов по пробегам составляет приблизительно $9 \text{ г/см}^2 \text{ Be}$, а средний пробег мезонов равняется около $36 \text{ г/см}^2 \text{ Be}$. Пробег π^- -мезонов с тем же самым импульсом 170 Мэв/с равняется приблизительно $19 \text{ г/см}^2 \text{ Be}$, а пробег электронов более чем в два раза превышает пробег μ^- -мезонов, рис. 2.

Разброс мюонов по пробегам при полуширине кривой распределения $9 \text{ г/см}^2 \text{ Be}$ можно приблизительно описать функцией:

$$\frac{dn}{dR} \sim e^{-\frac{(R-R_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (19)$$

где R_0 - средний пробег $\approx 36 \text{ г/см}^2 \text{ Be}$, и $\sigma = 4 \text{ г/см}^2 \text{ Be}$,
 dn/dR - число мюонов, остановившихся в единичном интервале пробегов.

Если в пучок π^- , μ^- , e частиц поставить фильтр из Be толщиной 36 г/см^2 , то это приведет к почти полному поглощению π^- -мезонов, имеющих средний пробег $19 \text{ г/см}^2 \text{ Be}$, и всего в два раза уменьшит энергию электронов пучка, рис. 2. Спектр μ^- -мезонов по пробегам после торможения таким фильтром будет приблизительно описываться функцией:

$$\frac{dn}{dR} = 6 \cdot 10^3 \cdot e^{-\frac{R^2}{32}}, \quad (20)$$

которая нормирована на половину полного потока μ^- -мезонов, равного $3 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$.

Кроме того, следует учесть, что мюоны, прошедшие сквозь фильтр будут иметь из-за многократного кулоновского рассеяния угловую расходимость, описываемую выражением:

$$\frac{dn_T}{d\theta} \sim \frac{2}{\langle \theta_T^2 \rangle} \cdot \theta \cdot e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta_T^2 \rangle}}, \quad (21)$$

где $dn_T/d\theta$ - число μ^- -мезонов с конечной энергией T , отклонившихся в результате торможения на угол θ , а $\langle \theta_T^2 \rangle$ - угол многократного рассеяния таких мезонов.

Из полученного пучка медленных мюонов с широким энергетическим спектром с помощью отклоняющего магнита можно отобрать μ^- -мезоны, лежащие в заданном интервале импульсов и пространственно отделенные от электронов. Энергия таких μ^- -мезонов должна быть достаточной, чтобы пройти по крайней мере два сцинтилляционных счетчика с толщиной сцинтилляторов около 1 мм и органическую пленку, толщиной около 200 мк, прикрывающую вход в камеру. Разброс по импульсам отобранных μ^- -мезонов должен быть таким, чтобы обеспечить остановку подавляющего числа μ^- -мезонов в рабочей области камеры, имеющей длину около 100 см. Этим требованиям лучше всего удовлетворяют μ^- -мезоны с энергией $\approx 4,5$ Мэв.

Для того, чтобы от распределения по пробегам перейти к распределению по импульсам, надо преобразовать выражение (20), используя приближенное соотношение между пробегом мюона и его импульсом

$$R_\mu \approx 6,6 \cdot 10^{-7} \rho^{3,7}, \quad (22)$$

где R_μ выражено в г/см² Ве, а ρ выражено в Мэв/с,

Это выражение справедливо с точностью 15% в области энергии мюонов до 10 Мэв.

$$\text{Тогда} \quad \frac{dR}{dp} \approx 2,45 \cdot 10^{-6} p^{2,7}, \quad (23)$$

$$\text{и} \quad \frac{dn}{dp} = 1,47 \cdot 10^{-2} p^{1,7} e^{-\frac{p^{3,4}}{7,31 \cdot 10^{13}}} = \frac{dn}{dR} \cdot \frac{dR}{dp}. \quad (24)$$

Пробег μ^- -мезонов с энергией 4,5 Мэв составляет $0,205 \text{ г/см}^2 \text{ Ве}$ или $0,23 \text{ г/см}^2 \text{ С}$, а импульс таких мюонов равен 30,9 Мэв/с.

При выбранном на рис. I расположении магнитной квадрупольной линзы с апертурой 100 мм интервал импульсов мюонов, захватываемых линзой (без учета фокусирующего действия отклоняющего магнита), равняется приблизительно

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 0,04. \quad (25)$$

При такой ширине импульса разброс пробегов составит:

$$\frac{\Delta R}{R} \approx 3,7 \frac{\Delta p}{p}, \quad \text{откуда} \quad \Delta R \approx 0,15 R \approx 0,03 \text{ г/см}^2 \text{ Ве}$$

или $\approx 100 \text{ см Н}_2 \text{ при } 1 \text{ атм.}$

Собственный страглинг пучка μ^- -мезонов составит при энергии 4,5 Мэв менее 4%⁽¹⁵⁾, и таким образом основной разброс пробегов мюонов связан с импульсным раз³решением установки.

Количество μ^- -мезонов с энергией 4,5 Мэв и разбросом по импульсам $\Delta p \approx 0,04 p \approx 1,2 \text{ Мэв/с}$, выходящих из тормозящего фильтра по всем направлениям, составляет

$$\Delta n = \frac{dn}{dp} \Delta p \approx 190 \text{ сек}^{-1}. \quad (26)$$

При меньшей энергии μ^- -мезонов, хотя это и позволит останавливать их в меньшем объеме камеры, интенсивность остановок будет уменьшаться как $p^{3,7}$. При большей энергии μ^- -мезонов интенсивность отобранного по импульсу пучка мюонов будет возрастать как $p^{3,7}$ при постоянном $\Delta p/p \approx 0,04$, однако количество μ^- -мезонов, останавливающихся в газе камеры, не будет увеличиваться, так как разброс пробегов будет возрастать $\sim p^{3,7}$, и это приведет только к ненужной загрузке камеры проходящими частицами. Поэтому выбранная энергия мюонов, равная приблизительно 4,5 Мэв, является оптимальной для получения наибольшего количества остановок в камере размером около 100 см.

μ^- -мезоны, выделенные магнитным полем из спектра заторможенного пучка, имеют угловой разброс, обусловленный многократным кулоновским рассеянием при сбросе энергии в тормозящем фильтре. Средний квадрат угла многократного рассеяния при торможении мюонов от энергии 95 Мэв до 4,5 Мэв можно оценить по формуле (16):

$$\langle \theta^2 \rangle = \int_{R_1}^{R_2} \frac{0,157 \cdot z(z+1)}{A (p\upsilon)^2} \left\{ \ln [1,13 \cdot 10^4 z^{1/2} A^{-1} R \cdot \beta^{-2}] \right\} \cdot dR, \quad (27)$$

где z - атомный номер тормозящего вещества,

A - атомный вес,

R - пробег, выраженный в г/см²,

$p\upsilon$ - произведение импульса на скорость частицы, выраженное в Мэв,

$\beta = \frac{\upsilon}{c}$ - относительная скорость частицы

Функцию φ_n под знаком интеграла можно считать равной постоянной величине. Если принять для R и β соответственно максимальное и минимальное значения: $R_{\max} \approx 36 \text{ г/см}^2 \text{ Be}$ и $\beta_{\min} \approx 0,3$, тогда для функции φ_n получим несколько завышенную оценку ≈ 15 , что, как это будет видно из дальнейшего, может только уменьшить оцениваемую величину потока μ^- -мезонов, остающихся в газе камеры.

Для Be вплоть до энергии мюонов 100 Мэв с точностью 5% справедлива приближенная формула, связывающая пробег частицы в г/см^2 и $(p\beta)$ в Мэв.

$$R = 3,72 \cdot 10^{-3} (p\beta)^{1,85} \text{ или } (p\beta)^2 = 0,42 \cdot 10^3 R^{1,08} \quad (28)$$

После подстановки (28) в (27)

$$\langle \theta^2 \rangle = 1,23 \cdot 10^{-2} \int_{36}^{0,2} \frac{dR}{R^{1,08}} \approx 7,55 \cdot 10^{-2} \quad (29)$$

$$\text{и } \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = 2,74 \cdot 10^{-1} \approx 16^\circ \quad (30)$$

Магнитная квадрупольная линза, отстоящая от фильтра на расстоянии 3 м, имеет полезную апертуру 100 мм и угол захвата мюонов $\theta \approx 5/300 \approx 1,66 \cdot 10^{-2}$ $\theta^2 \approx 2,78 \cdot 10^{-4}$.

Из всего количества μ^- -мезонов, затормозившихся до энергии 4,5 Мэв, магнитная квадрупольная линза захватывает долю, равную (16):

$$\eta = \int_0^\theta \frac{2}{\langle \theta^2 \rangle} \cdot e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}} \theta d\theta = 1 - e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}} \quad (31)$$

Так как $\theta^2 \ll \langle \theta^2 \rangle$, то

$$\eta \approx \frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle} \approx 0,33 \cdot 10^{-2} \quad (32)$$

Поэтому поток μ^- -мезонов с энергией 4,5 Мэв и разбросом по импульсам $\Delta p/p \approx 0,04$, достигающий камеры, расположенной на расстоянии 5,5 м от тормозящего фильтра, составляет:

$$n \approx 190 \cdot \eta \approx 0,7 \text{ сек}^{-1} \quad (33)$$

Дополнительный отбор μ^- -мезонов по времени пролета осуществляется двумя сцинтилляционными счетчиками, расположенными после отклоняющего магнита на расстоянии 4 м друг от друга. Время пролета μ^- -мезона с энергией 4,5 Мэв ($\beta \approx 0,3$) составит на этой базе $4 \cdot 10^{-8}$ сек.

π^- -мезоны с тем же самым импульсом 30,9 Мэв/с будут иметь время пролета $3 \cdot 10^{-8}$ сек. Современная техника совпадений при разрешении $5 \cdot 10^{-9}$ сек позволяет надежно различать такие частицы. Кроме того, пробег π^- -мезонов с тем же самым импульсом, что и μ^- -мезоны ($p \approx 30,9$ Мэв/с), будет примерно в два раза меньше, и эти π^- -мезоны будут останавливаться в последнем сцинтилляционном счетчике, не достигая рабочей области камеры.

Электроны с тем же самым импульсом являются релятивистскими частицами. Их пробег достигает 20 г/см^2 и они будут свободно без остановок пересекать камеру.

Такой последовательный отбор замедленных в фильтре мюонов по импульсу, времени пролета и пробегу сможет, по-видимому, обеспечить требуемую чистоту пучка μ^- -мезонов, порядка 10^{-5} , в отношении при меси π^- -мезонов, которые останавливаясь в газообразном водороде, будут приводить^b к ложным случаям регистрации захвата μ^- -мезо-

нов протонами.

Разумеется, точный ответ на возможность получения пучка мюонов такой чистоты может дать только эксперимент, хотя само по себе определение такой величины примеси пионов $\sim 10^{-5}$ будет весьма трудной экспериментальной задачей.

Примесь π^- -мезонов в пучке μ^- -мезонов можно оценить, наблюдая случаи распада на лету останавливающихся в камере π^- -мезонов. При средней скорости π^- -мезонов $\beta \approx 0,15$ на пути 100 см (время пролета $2,2 \cdot 10^{-8}$ сек) вероятность распада π^- -мезона равняется величине:

$$1 - e^{-\frac{2,2}{2,6}} \approx 0,6. \quad (34)$$

Так как энергия таких π^- -мезонов ≤ 1 Мэв, то угловое распределение μ^- -мезонов распада будет близко к изотропному. Пробег μ^- -мезонов распада будет > 5 м, так что все эти μ^- -мезоны будут достигать стенок камеры. Так как основную часть стенок камеры будут составлять ядра легких элементов, таких как С и О, то попавший в стенку камеры μ^- -мезон с вероятностью $\approx 80\%$ будет распадаться на $e + \nu + \bar{\nu}$, и в половине таких случаев электрон распада вновь попадет в рабочую область камеры. Таким образом, медленные π^- -мезоны можно регистрировать в камере с вероятностью $0,6 \times 0,8 \times 0,5 \approx 0,24$, наблюдая характерную цепочку распадных процессов $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e$.

При величине примеси π^- -мезонов около 10^{-5} и полном числе остановок $\mu^- \approx 3 \cdot 10^5$ можно будет наблюдать до 2 случаев распада π^- -мезонов на лету, и точность вводимой поправки в вероятность

захвата μ^- -мезона будет составлять около 1%.

Эти случаи распадов π^- -мезонов на лету будут маскироваться случаями однократного кулоновского рассеяния μ^- -мезонов на большие углы. Так, для вероятности однократного рассеяния μ^- -мезона в водороде в заднюю полусферу получается значение

$$W(\theta > \frac{\pi}{2}) \approx 10^{-4}. \quad (35)$$

Ввиду того, что только малая часть рассеянных μ^- -мезонов из-за малого пробега достигнет стенок камеры и затем распадется на $e + \nu + \bar{\nu}$, количество таких случаев будет сравнимо с числом случаев распадов π^- -мезонов и это внесет дополнительную неопределенность в результаты измерения вероятности захвата μ^- -мезона протонами, равную около 1%.

При величине вероятности захвата μ^- -мезонов в водороде, равной $\approx 636 \text{ сек}^{-1}$, следует учесть возможность совмещения электронов распада с треком замедлившегося μ^- -мезона. Это приведет к полной маскировке следа электрона сильно ионизованным следом μ^- -мезона. Вероятность такого события при ширине трека μ^- -мезона около 3 мм и длине следа около 30 см составит $\approx 10^{-5}$. Если ширина трека определяется с точностью до 50%, то вводимая поправка на этот эффект составит менее 1%.

Для оценки выбора размеров междуэлектродного промежутка в камере необходимо учесть величину многократного кулоновского рассеяния μ^- -мезонов в последнем сцинтилляционном счетчике, майларовой пленке, прикрывающей вход в камеру, и самом газе, наполняющем камеру.

Угол многократного рассеяния можно оценить по формуле⁽¹⁶⁾

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{0,157 \cdot z(z+1)}{A (pv)^2} \cdot R \cdot \ln[1,13 \cdot 10^4 z^{3/2} A^{-1} R \cdot \beta^{-2}], \quad (36)$$

где R - суммарная толщина последнего сцинтиллятора и пленки "Майлар", равная $\approx 0,1$ г/см². Средняя энергия μ^- -мезонов при торможении в последнем сцинтилляторе составляет $\approx 2,25$ Мэв и $(pv)^2 \approx 20$. После подстановки этих величин в (36) получаем:

$$\langle \theta^2 \rangle_c \approx 2,7 \cdot 10^{-2} \quad \text{и} \quad \sqrt{\langle \theta^2 \rangle_c} \approx 1,6 \cdot 10^{-1} \approx 10^0. \quad (37)$$

Рассеяние в газообразном водороде при торможении μ^- -мезона на длине остаточного пробега от 100 см до 10 см добавляет угол многократного рассеяния

$$\langle \theta^2 \rangle_{H_2} \approx 0,9 \cdot 10^{-2}$$

Расплывание пучка мюонов при торможении в газе составит величину

$$\langle z^2 \rangle_{H_2} = \frac{R^2 \langle \theta^2 \rangle_{H_2}}{3} \approx 30 \text{ см}^2, \quad (38)$$

где $R \approx 100$ см,

$$\text{и} \quad \sqrt{\langle z^2 \rangle_{H_2}} \approx 5,5 \text{ см}, \quad (39)$$

а расплывание пучка из-за рассеяния в последнем сцинтилляторе и органической пленке составит

$$\sqrt{\langle z^2 \rangle_c} = R \sqrt{\langle \theta^2 \rangle_c} \approx 10^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-1} \approx 16 \text{ см}. \quad (40)$$

Рассеяние в сцинтилляторе вносит основной вклад в расплывание пучка тормозящихся в газе μ^- -мезонов. Если потребовать, чтобы основная часть μ^- -мезонов останавливалась в газе камеры, то междуэлектродный зазор такой камеры должен превышать 30 см. Изготовление камеры размером $100 \times 100 \times 30 \text{ см}^3$ не представляет ни принципиальных, ни технических трудностей. Однако при наполнении камеры чистым водородом потребуются подавать на электроды камеры импульсное напряжение $> 600 \text{ кВ}$ или при симметричном способе питания $> \underline{+300 \text{ кВ}}$. Разработка генератора на такие напряжения хотя и не создает принципиальных трудностей может оказаться делом технически сложным.

Поэтому представляет интерес рассмотреть несколько иной вариант этого опыта, когда камера наполняется смесью гелия и водорода, например, в отношении 1:1.

В этом случае импульсное напряжение, подаваемое на электроды камеры с зазором 30 см, уменьш^илось бы примерно вдвое по сравнению со случаем наполнения чистым водородом, и получение такого импульса является сравнительно простой задачей. Возможность проведения такого варианта эксперимента основывается на отсутствии сколь-нибудь заметного перехвата μ^- -мезона от водорода к гелию. По оценкам работы⁽⁶⁾ вероятность перехвата составляет $\approx 10^5 \text{ сек}^{-1}$ для плотности жидкого водорода. При плотности газообразного водорода около 1 атм. вероятность перехвата составит примерно 10^2 сек^{-1} , и это будет означать, что только часть μ^- -мезонов, равная

$10^2/4,5 \cdot 10^5 \simeq 2 \cdot 10^{-4}$, испытает перехват на гелий, чем можно полностью пренебречь, даже если оценка величины вероятности перехвата может оказаться заниженной на два порядка.

Захват μ^- -мезонов в гелии будет приводить к появлению в камере хорошо видимых звезд, а вероятность посадки μ^- -мезонов на ядра водорода и гелия можно определить экспериментально, проведя опыт с двумя различными значениями парциального давления водорода, либо останавливая в камере чистый π^- -мезонный пучок. π^- -мезоны при посадке на водород всегда будут давать безлучевые остановки, а при посадке на гелий - однолучевые звезды.

Вероятность появления звезды с пробегом трития ≤ 2 см, вычисленная из данных по энергетическому спектру трития в процессе $\mu^- + {}^4\text{He} \rightarrow \text{T} + \text{n} + \nu$, будет меньше чем 0,5% от полного числа всех однолучевых звезд, число которых будет примерно равно числу безлучевых остановок.

При полученной оценке интенсивности мюонного пучка около $0,7 \text{ сек}^{-1}$ можно будет за время работы синхроциклотрона порядка 120 часов получить в камере примерно $3 \cdot 10^5$ остановок μ^- -мезонов^{x/}. Среди этого количества будут наблюдаться около 400 случаев захвата μ^- -мезонов протонами. Такой статистический материал обеспечит примерно 5% точность в определении величины вероятности захвата и позволит провести детальное сравнение с теорией УФВ.

x/ Количество отснятых кадров можно при этом уменьшить в несколько раз, фиксируя на каждом кадре несколько случаев остановок μ^- -мезонов.

Успех предлагаемого эксперимента будет существенным образом зависеть от возможности одновременно регистрировать в газе камеры следы остановок μ^- -мезонов и следы релятивистских электронов, отличающиеся по плотности ионизации более чем на два порядка. Может оказаться, что невозможно будет подобрать такой режим работы камеры, когда оба трека будут регистрироваться изотропно. Ответ на этот вопрос может дать только эксперимент.

Однако действующий в камере механизм электрон-ионной рекомбинации возможно будет приводить к уменьшению столь большой разницы начальной плотности ионизации, если задержка в подаче высоковольтного импульса на электроды камеры будет составлять 25 мсек. Действительно, если уменьшение начальной плотности электронов n_0 , вызванное рекомбинацией, происходит со временем по закону:

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t} \quad (41)$$

где α - коэффициент рекомбинации и t - время, m_0 - быстрота спада плотности электронов зависит линейно от начальной плотности ионизации. Для релятивистских частиц $n_0 \alpha \approx 10^{-2} \text{ мсек}^{-1}$, если считать, что время памяти стримерных камер, наполненных чистыми инертными газами, определяется процессом электрон-ионной рекомбинации. Для останавливающихся μ^- -мезонов $n_0 \alpha \approx 1 \text{ мек}^{-1}$ и за время 25 мсек плотность электронов должна уменьшиться в $n_0 / \frac{n_0}{1 + 25} \approx 26$ раз т.е. первоначальная разница в плотности ионизации следов остановок μ^- -мезонов и релятивистских электронов должна существенно уменьшиться.

В рассмотренной постановке эксперимента нет необходимости регистрировать нейтрон, возникающий в процессе захвата (I). Это сильно уменьшает требования к интенсивности пучка μ^- -мезонов и сокращает время эксперимента до приемлемой длительности. Любая попытка регистрировать нейтрон уменьшит вероятность регистрации событий процесса (I) на два, три порядка и сделает задачу по определению вероятности захвата μ^- -мезонов в газообразном водороде практически невыполнимой для современного уровня интенсивности пучков μ^- -мезонов от ускорителей.

Сибирь
Кампус

Л и т е р а т у р а

- I. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн, УФН, 71, 581 (1960).
2. С.С.Герштейн, ЖЭТФ, 34, 993 (1958).
3. E. J. Bleser, E.W. Anderson, J.M. Lederman, S.Z. Meyer, J.L. Rosen, J.E. Rothberg, and J.T. Wang, Phys. Rev. 132, 2679, (1963)
4. S. Weinberg, Phys. Rev Letters, 4, 575, (1960)
5. H. Primakoff, Revs. Mod. Phys. 31, 802, (1959)
6. С.С.Герштейн, ЖЭТФ, 43, 706 (1962).
7. J. E. Rothberg, E.W. Anderson, E. J. Bleser, J.M. Lederman, S.Z. Meyer, J.L. Rosen, and J.T. Wang. Phys. Rev. 132, 2664, (1963)
8. E. Bleser, J. Lederman, J. Rosen, J. Rothberg, and E. Zavatini. Phys. Rev. Letters, 8, 288, (1962)
9. R.H. Hildebrand, and J.H. Doede, Proc. of the 1962 Annual Intern. Conf. on High Energy Phys. at Geneva. p. 418.
10. E. Bertolini, A. Citron, G. Gianinella, S. Focardi, A. Mukhin, C. Rubbia, and S. Saporiti. Proc. of the 1962 Ann. Intern. Conf. on High Energy Phys. at Geneva p. 421.
- II. В.И.Комаров, О.В.Савченко, Перпринт ОИЯИ (~~в печати~~). P-1764, (1964)
12. Feinberg, Lederman. Ann. Rev. of Nucl. Sc. (1963)
13. В.А.Михайлов, В.Н.Ройнишвили, Г.Е.Чиковани, ЖЭТФ, 46, 1964 (1963)
14. А.А.Кропкин, Перпринт ОИЯИ № 1620 стр.36 (1964).
15. Б.Росси "Частицы больших энергий", стр.55 (1955).
16. "Экспериментальная ядерная физика" под редакцией Э.Сегре стр.239 (1955).
17. A. Bietti and P. Di Porto, Nuovo Cim. 28, 270 (1963)

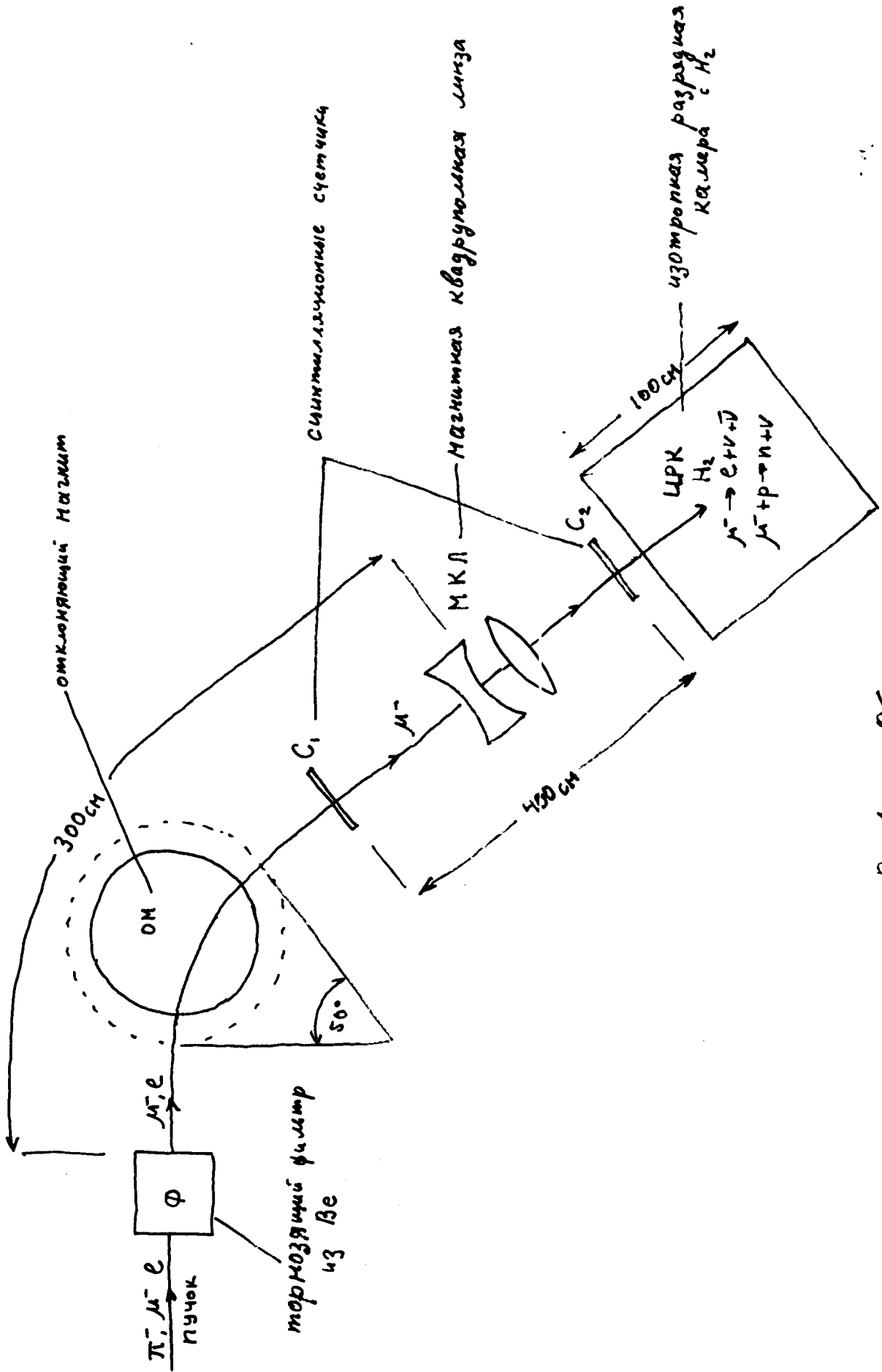


Рис 1. Общая схема эксперимента.