

$\frac{7}{9-83}$ 844



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин,
В.И. Рыкалин

Д - 844

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ
РАСПАДА $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$

Дубна 1961

А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин,
В.И. Рыкалин

Д - 844

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ
РАСПАДА $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$

Направлено в ЖЭТФ /

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

12.92/4 48.

А н н о т а ц и я

Методом γ - γ -совпадений показано, что вероятность β -распада π^+ -мезона не превышает $7 \cdot 10^{-8}$ от вероятности мюонного распада π^+ -мезона. Для константы G , определяющей интенсивность этого процесса в случае сохранения векторного тока, получена оценка: $G < 2,5 G_\beta$, где G_β -константа слабого векторного β -взаимодействия.

Редкий вид распада заряженного π -мезона

$$\pi^{\pm} \rightarrow \pi^0 + e^{\pm} + \nu, \quad /1/$$

который по аналогии с β -распадом нуклона можно назвать β -распадом π -мезона¹, до настоящего времени экспериментально практически не исследовался ввиду чрезвычайно малой ожидаемой величины его вероятности и вытекающих отсюда больших экспериментальных трудностей. Теоретический анализ этого процесса, выполненный впервые Зельдовичем^{/2/}, показал, что в рамках модели Ферми-Янга β -распад π -мезона аналогичен фермиевскому β -переходу ядер типа $J = 0 \rightarrow J = 0$, и, следовательно, он должен характеризоваться такой же величиной ft , что и распады ядер, принадлежащие к указанному типу /например, $O_{14} \rightarrow N_{14}^*$ /. Отсюда следовало, что вероятность β -распада π -мезона должна составлять всего лишь одну стомиллионную от вероятности обычного, мюонного распада $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$.

С появлением теории универсального слабого взаимодействия^{/3/} интерес к β -распаду π -мезона резко возрос в связи с необходимостью экспериментальной проверки гипотезы сохранения векторного тока, вытекающей из глубокой аналогии между слабым и электромагнитным взаимодействиями. Впервые на эту аналогию обратили внимание Герштейн и Зельдович^{/4/}, указавшие еще в 1955 г., что константа слабого векторного взаимодействия, возможно, не перенормируется сильными взаимодействиями. Если принять указанную гипотезу, то вероятность β -распада π -мезона может быть вычислена точно, несмотря на участие в процессе распада сильно взаимодействующих частиц^{/5/}:

$$w(\pi^{\pm} \rightarrow \pi^0 + e^{\pm} + \nu) = \frac{G^2 \Delta^5}{30 \pi^3} \quad (\hbar = c = 1). \quad /2/$$

Здесь G - константа слабого векторного взаимодействия, Δ - разность масс заряженного и нейтрального π -мезонов. Электромагнитные и кинематические поправки к формуле /2/ невелики^{/5/} /несколько процентов/. Из

¹ Иногда β -распадом π -мезона называют другой процесс $\pi^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu$, который правильнее называть электронным типом распада π -мезона^{/1/}.

сравнения /2/ с известной вероятностью обычного распада π^- -мезона следует, что в случае сохранения векторного тока относительная вероятность β -распада π^- -мезона

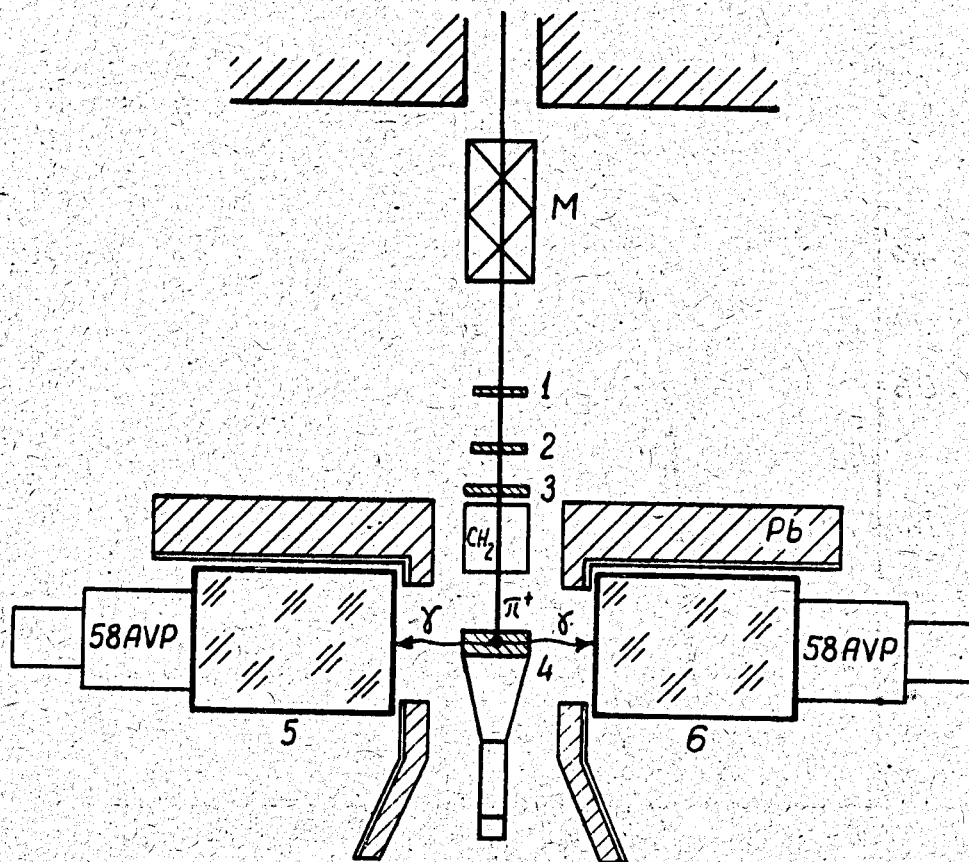
$$\lambda = \frac{w(\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu)}{w(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu)}$$

должна быть равна 1.10^{-8} с точностью около 5%.

Таким образом, β -распад π^- -мезона представляет собой редко встречающийся пример процесса, характеристики которого с высокой точностью предсказываются теорией и изучение которого дает поэтому возможность установить, должна ли быть принята или отвергнута эта теория. Большой интерес, проявляемый в настоящее время к гипотезе сохранения векторного тока, побудил нас, несмотря на исключительно малую ожидаемую величину вероятности λ , попытаться экспериментально оценить эту вероятность.

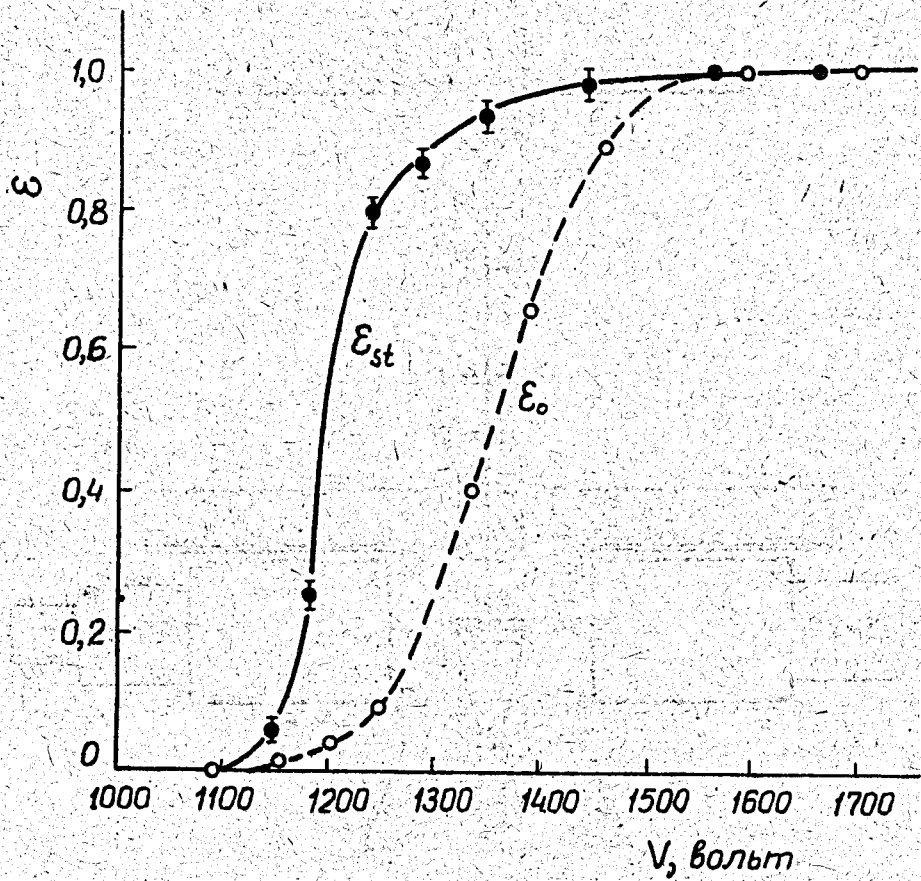
Схема эксперимента представлена на рис. 1. π^+ -мезоны останавливались и распадались в сцинтилляторе счетчика 4, обладавшего селективной чувствительностью к остановкам π^- -мезонов /"детектор остановок", описанный в работе /6/. Характеристики этого детектора приведены на рис. 2. Для регистрации γ -квантов от распада π^0 -мезонов, возникающих в реакции /1/, были использованы два черенковских спектрометра полного поглощения, обладавшие высоким временным разрешением и нечувствительные к фону постороннего излучения.

Наиболее опасным сопутствующим процессом, затруднявшим регистрацию β -распада π^+ -мезона, являлась перезарядка π^+ -мезонов на лету в веществе сцинтиллятора счетчика 4. Сечение этого процесса при энергии π^+ -мезонов, равной 65 Мэв, было измерено нами ранее при помощи показанной на рис. 1 установки и составляет $(10 \pm 3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ на ядро углерода. Если для оценки использовать полученную величину сечения и в области меньших энергий /где процесс перезарядки ранее не исследовался/, то в условиях нашего опыта следовало ожидать, что интенсивность перезарядки π^+ -мезонов будет на четыре порядка превосходить интенсивность процесса /1/. Эта оценка, давшая верхнюю границу ожидаемого фона, показала, насколько серьезными являются трудности исследования β -рас-



Р и с. 1..

Постановка эксперимента. М-магнитная фокусирующая линза, 1,2 - сцинтилляционные счетчики монитора пучка π^+ -мезонов /с фотоумножителями ФЭУ-33/, 3-сцинтилляционный счетчик /с фотоумножителем 56 А В Р/, 4 - счетчик - "детектор остановок" /ФЭУ-33/, 5,6 - черенковские спектрометры /58 А В Р/, CH_2 - полиэтиленовый фильтр для торможения пучка, РЬ - свинцовая защита спектрометров.



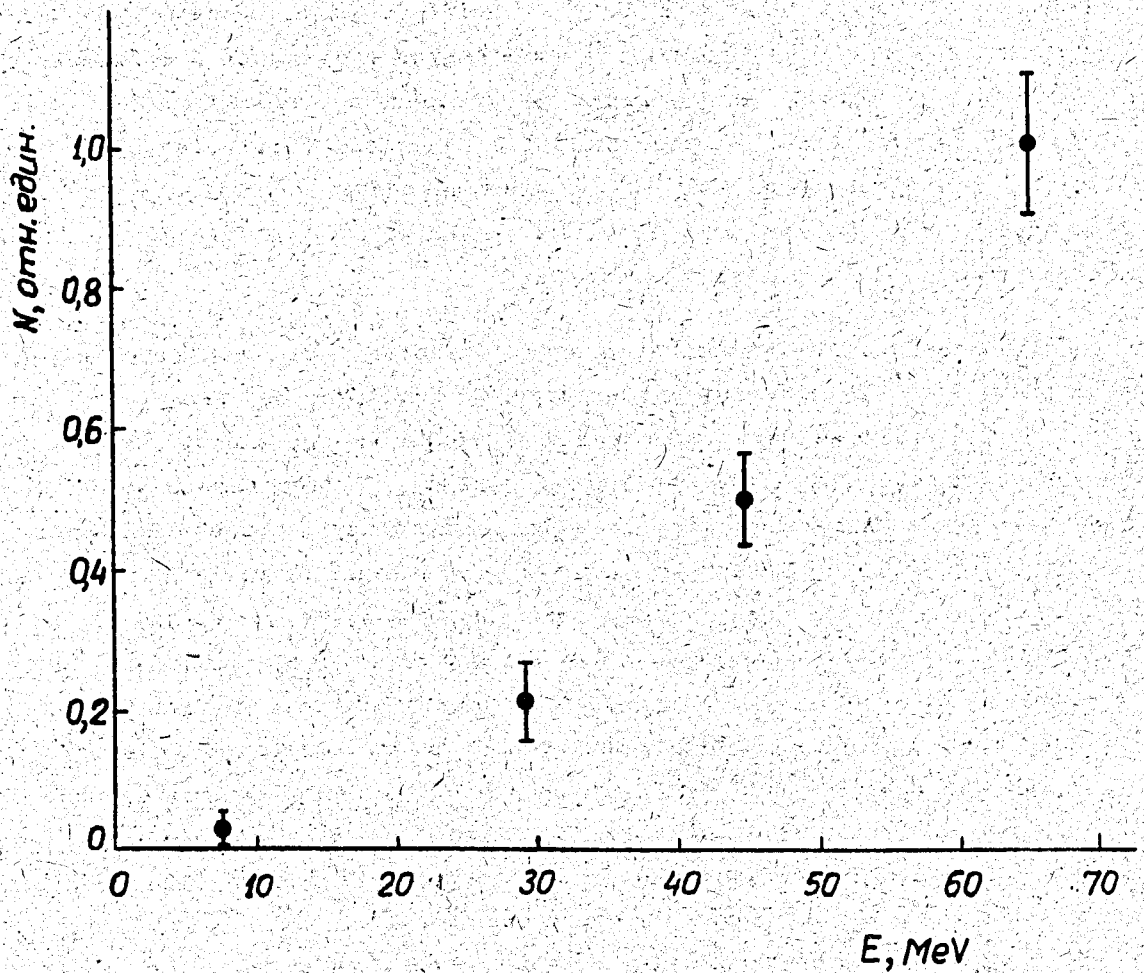
Р и с. 2.

Эффективность "детектора остановок" ϵ к остановкам π^+ -мезонов / ϵ_{st} / и релятивистским π^+ -мезонам / ϵ_0 / при разных напряжениях V питания фотоумножителя детектора.

пада π^- -мезона. В связи с тем, что вопрос об интенсивности перезарядки при малых энергиях π^+ -мезонов играет первостепенную роль при постановке опытов по исследованию β -распада π^+ -мезона, нами была изучена энергетическая зависимость вероятности перезарядки. Можно было ожидать, что сечение перезарядки будет падать с уменьшением энергии π^+ -мезонов вследствие влияния принципа Паули и кулонова отталкивания. В результате измерений было обнаружено /см.рис. 3/, что вероятность перезарядки, действительно, быстро падает с энергией, и следовательно, реальный фон в условиях нашего опыта не столь велик, как показывала предварительная оценка; однако он все же превышает ожидаемую интенсивность процесса /1/ почти на три порядка.

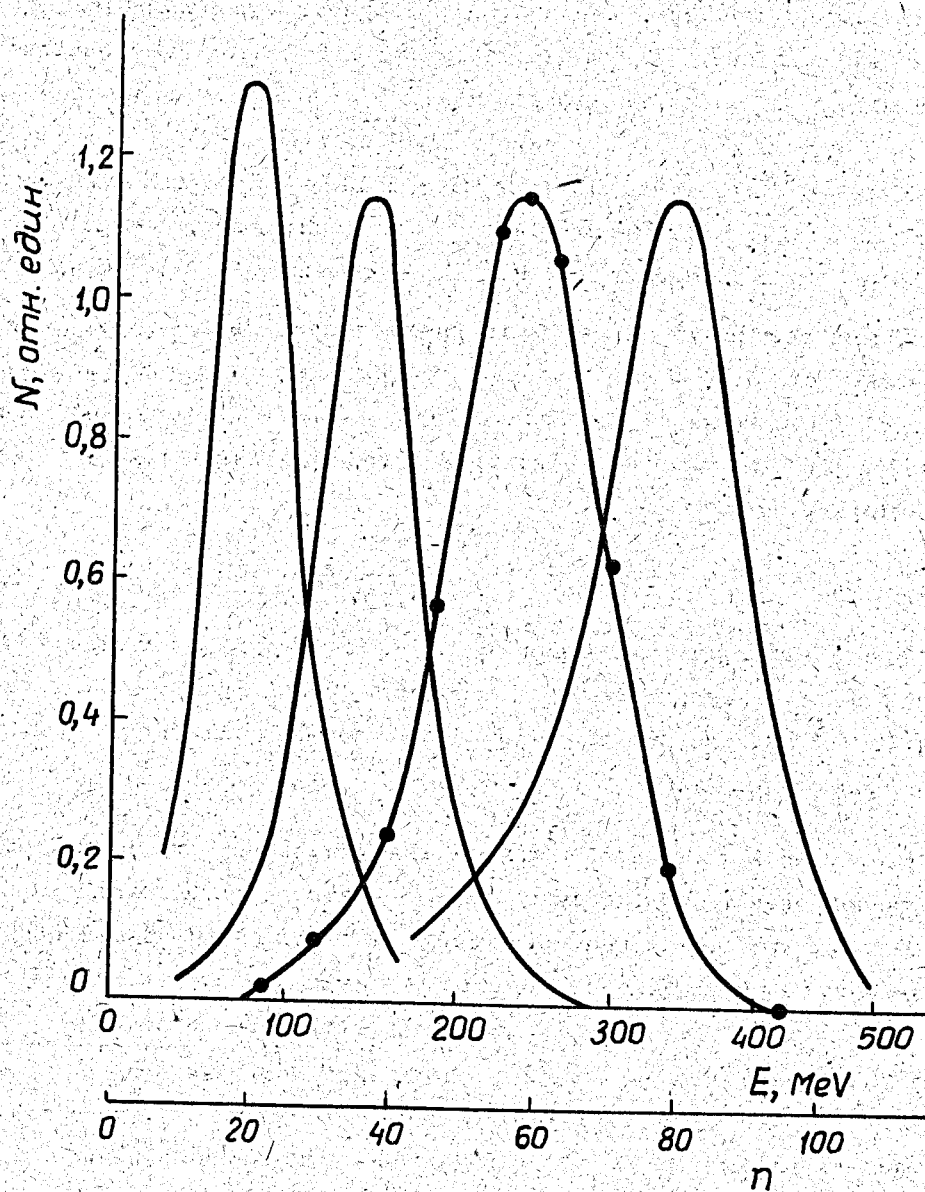
Использование "детектора остановок" позволило подавить вероятность регистрации перезарядки примерно на порядок /см. рис. 2/, так что в конечном счете интенсивность регистрации перезарядки превышала ожидаемую интенсивность процесса /1/ в сто раз. Дальнейшее существенное подавление эффективности регистрации перезарядки было осуществлено при помощи схемы быстрых задержанных совпадений. Счетчики 3,4 и спектрометры 5,6 были включены в эту схему так, что она регистрировала только те одновременные события в спектрометрах 5,6, которые были задержаны во времени относительно счетчиков 3,4, отмечавших момент остановки π^+ -мезонов. Задержка спектрометров относительно сцинтилляционных счетчиков была выбрана равной $8 \cdot 10^{-9}$ сек., ширина кривой разрешения /так называемые "ворота" / составляла $6 \cdot 10^{-9}$ сек. Временное согласование счетчиков и спектрометров было выполнено на пучке электронов высокой энергии, полученном и исследованном ранее в работе /7/. На этом же пучке были измерены амплитудные характеристики спектрометров /см.рис.4/. Энергетический порог спектрометров был выбран равным 20 Мэв, что, как видно из рис. 4, позволяло регистрировать γ -кванты от распада π^0 -мезонов с эффективностью, близкой к единице.

В описанной постановке нами были выполнены две серии измерений, в течение которых через установку было пропущено около $1,4 \cdot 10^9$ π^+ -мезонов. В процессе измерений периодически осуществлялась контрольная калибровка спектрометров и сцинтилляционных счетчиков с использованием



Р и с. 3.

Зависимость вероятности перезарядки π^+ -мезонов в углероде от их энергии E . N - скорость счета совпадений счетчиков 3,4 и спектрометров 5,6.



Р и с. 4.

Амплитудное разрешение спектрометров полного поглощения, измеренное на пучке электронов разной энергии E при помощи амплитудного анализатора. n - номер канала анализатора, E - энергия, соответствующая заданному каналу, N - скорость счета в канале.

γ -квантов, образующихся в счетчике 4 в результате перезарядки π^+ -мезонов. В ходе измерений, продолжавшихся около 30 часов, был зарегистрирован один отсчет аппаратуры, что в единицах λ отвечает величине

$$\lambda_p = 5 \cdot 10^{-8}.$$

Этот отсчет может быть отнесен как к β -распаду π^+ -мезона, так и к процессу перезарядки. Вероятность регистрации последнего, согласно контрольным измерениям, составляла / в тех же единицах / $\lambda_p = 8,5 \cdot 10^{-8}$.

Полученный результат может быть представлен в виде функции распределения вероятности $W_1(\lambda > \lambda_m)$ того, что при одном зарегистрированном событии искомая величина λ , характеризующая интенсивность β -распада π^+ -мезона, превышает λ_m . Интегрируя нормированное распределение Пуассона, получаем:

$$W_1(\lambda > \lambda_m) = e^{-\lambda_m / \lambda_p} \left(1 + \frac{\lambda_m / \lambda_p}{1 + \lambda_p / \lambda_p} \right). \quad /3/$$

Подставив сюда найденные значения λ_p и λ_ϕ , видим, что функция W_1 в нашем случае мало отличается от экспоненциальной функции с показателем спада $7 \cdot 10^{-8}$ /см. рис. 5/. Величину этого показателя удобно принять в качестве граничной оценки λ :

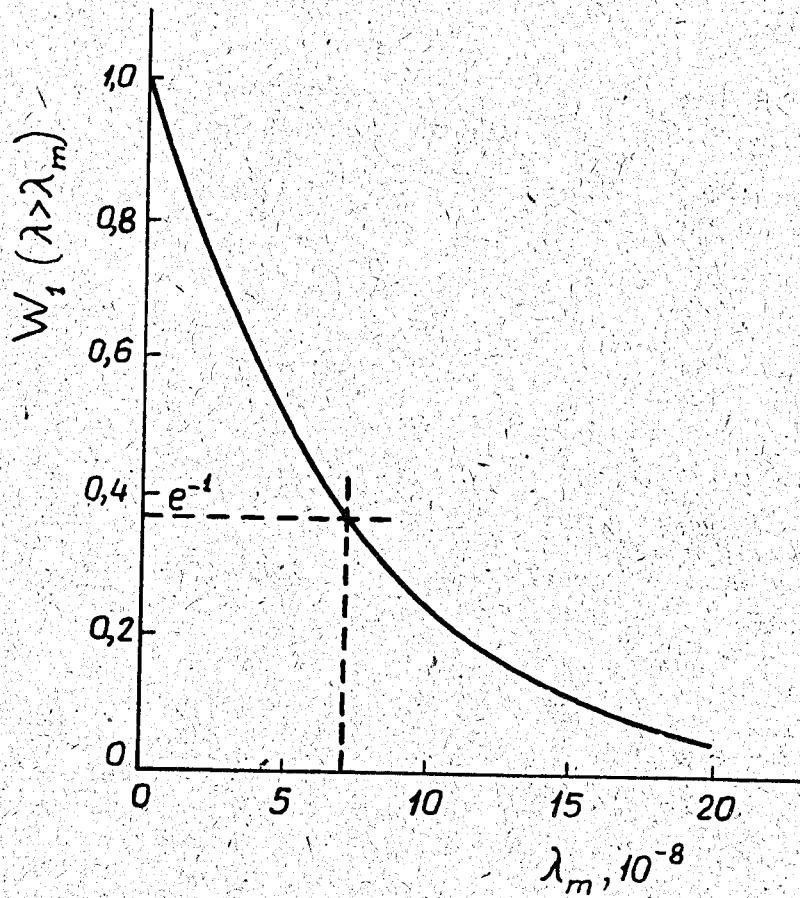
$$\lambda < 7 \cdot 10^{-8}.$$

При этом вероятность того, что λ лежит вне указанного интервала, равна $1/e$. Полученная оценка λ довольно близка к теоретически ожидаемой величине. Заметим, что оценки, которые могут быть сделаны на основании анализа ранее имевшихся экспериментальных данных, в лучшем случае отстают от теоретически ожидаемой величины на три порядка /8/.

Исходя из оценки для λ , можно найти верхнюю границу для величины константы G , определяющей интенсивность β -распада π^+ -мезона. Воспользовавшись формулой /2/, справедливой в случае сохранения векторного тока, приходим к неравенству

$$G < 2,5 G_\beta$$

показывающему, что эта константа практически не превышает константу векторного взаимодействия $G_\beta = 1,4 \cdot 10^{-49}$ эрг.см³, определенную /3/ на основании изучения распада $O_{14} \rightarrow N_{14}^*$.



Р и с. 5.
Интегральная вероятность $W_1(\lambda > \lambda_m)$, полученная в результате измерений.

Проведенные эксперименты показали, что после некоторого усовершенствования описанная аппаратура даст возможность провести количественное исследование процесса /1/ на уровне теоретически ожидаемой величины его вероятности.

В заключение пользуемся случаем поблагодарить Д.И. Блохинцева, В.Н. Сергиенко, В.П. Джелепова, А.А. Тяпкина и А.А. Логунова за большую помощь при проведении настоящего эксперимента. Мы благодарны Я.Б. Зельдовичу, С.С. Герштейну, Б. Понтекорво и Л.И. Липидусу за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. H.L.Anderson, T.Fujii, R.H.Miller, L.Tau. Phys.Rev., 119, 2050, 1960 .
2. Я.Б. Зельдович. ДАН СССР, 97, 421, 1954.
3. R.P.Feynman, M.Gell-Mann. Phys.Rev., 109, 193, 1958 ;
E.C.G.Sudarshan, R.E.Marshak. Proc. of Padua Conf., 1957.
4. С.С. Герштейн, Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ, 29, 698, 1955.
5. G.Da Prato, G.Putzolu. Nuovo Cimento, 21, 541, 1961 .
6. A.F.Dunaitzev, Yu.D.Prokoshkin, Tang Siao-wei. Nucl. Instr., 8, 11, 1960 .
7. Ю.Д. Прокошкин, Тан Сяо-вэй. ЖЭТФ, 36, 10, 1959; ПТЭ, 3, 32, 1959.
8. Ю.А. Будагов, С. Виктор, В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев. ЖЭТФ, 37, 878, 1959; G.Impeduglia, R.Plano, A.Prodell, N.Samos, M.Schwartz, J.Steinberger. Phys. Rev. Lett., 1, 249, 1958 .

Рукопись поступила в издательский отдел
30 ноября 1961 г.