

тов, высокое удельное сопротивление германия и работать в режиме наибольшего допустимого тока коллектора.

Предложенный недавно метод магнитной фокусировки^{4,5}, позволяющий продвинуть область рабочих частот германиевых триодов до 23—25 Мгц, состоит в помещении кристалла триода в поперечное магнитное поле нужного направления (рис. 2). При этом токи эмиттера и коллектора концентрируются, фаза сигнала размывается меньше, а время прохождения T снижается.

Коэффициент усиления тока α , соответствующий данной частоте, значительно возрастает (рис. 3).

Чем больше межконтактное расстояние s и чем меньше площадь контактов, тем больше влияние магнитного поля. Интересно заметить

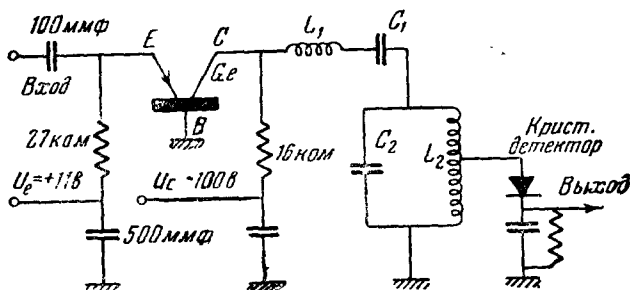


Рис. 4.

что это обстоятельство значительно выравнивает параметры транзисторов, обычно резко меняющиеся от образца к образцу.

Приводим в заключение схему однокаскадного резонансного усилителя, построенного Брауном (рис. 4). Магнитная фокусировка полем порядка 7000 эрстед от постоянного магнита позволила получить усиление по напряжению в восемь раз в полосе частот шириной 8,8 Мгц с максимумом при 23,5 Мгц порядка 30.

В. С. Вавилов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Bardeen, Phys. Rev. **75**, 1225 (1949).
2. В. С. Вавилов, УФН (1949) (обзор).
3. С. Bradner Brown, Phys. Rev. **76**, 1736 (1949).
4. С. Bradner Brown, Electronics, июль 1950, стр. 81.

ИЗУЧЕНИЕ π - μ - e -РАСПАДА С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЁТЧИКОВ

Реферируемая работа¹ представляет собой одно из первых применений сцинтилляционных счётчиков для изучения распада π -мезонов. Известно, что π -мезоны нестабильны — их среднее время жизни около 10^{-8} сек. При распаде покоящегося π -мезона, масса которого, по наиболее точным измерениям, равна $276 m_e$, образуются лёгкая нейтраль-

ная частица и обычный μ -мезон с массой 210 m_e , обладающий кинетической энергией около 4 Мэв и, соответственно, пробегом около 0,1 г/см² (π - μ -распад). Возникший при π - μ -распаде μ -мезон также нестабилен. Он распадается на позитрон (или электрон, в зависи-

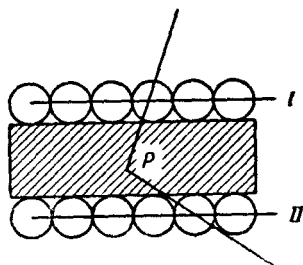


Рис. 1. Принцип измерения времени жизни покоящегося μ -мезона.

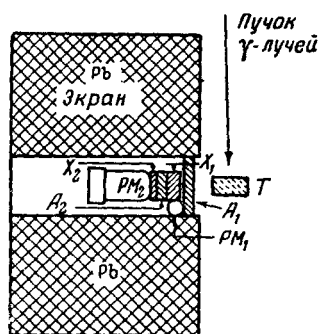


Рис. 2. Схема опыта по изучению π - μ -распада.

мости от знака заряда π -мезона) и две нейтральные частицы. Напомним, что измерение времени μ -распада, осуществленное впервые Росси и Нерисоном³ с μ -мезонами космических лучей и повторенное многими исследователями, заключалось в принципе в следующем. Некоторая часть быстрых μ -мезонов, попадающая из воздуха в пластину P (рис. 1), тормозится в ней. Процесс торможения происходит очень быстро — за время порядка 10^{-12} сек. Замедлившийся мезон затем либо захватывается ядром, либо распадается. Мезон, попавший в пластину, вызывает срабатывание одного из счётчиков I , а распадная частица, вышедшая из пластинки, — срабатывание одного из счётчиков II . Измеряя величину интервала времени между двумя последовательными импульсами в счётчиках I и II для большого числа случаев распада, Росси и Нерисон получили для среднего времени жизни μ -мезонов значение

$$\tau_{\mu} = 2,15 \pm 0,07 \text{ мсек.}$$

Применение такого метода для измерения времени π - μ -распада встречает затруднения, связанные, во-первых, с тем, что обычные счётчики Гейгера-Мюллера на являются бестермическими детекторами проходящих через них заряженных частиц: им свойственно запаздывание начала разряда по отношению к моменту прохождения через счётчик ионизирующей частицы, величина которого, как правило, больше времени жизни π -мезона. Во-вторых, небольшой пробег μ -мезонов, возникающих при распаде π -мезонов, затрудняет их детектирование. Поэтому первые измерения времени жизни π -мезонов, генерированных на ускорителе^{3,4}, были произведены с помощью фотопластинок. Идея этих опытов, подробно описанных в УФН⁵, заключалась в измерении относительного ослабления интенсивности пучков моноэнергетических π -мезонов, проходящих различные пути. Эти измерения дали для среднего времени жизни

π^{+} -мезонов значение $\tau_{\pi^{+}} = (2,97^{+0,14}_{-0,17}) \times 10^{-8}$ сек, а для среднего времени жизни π^{-} -мезонов значение

$$\tau_{\pi^{-}} = (1,11^{+0,31}_{-0,22}) \times 10^{-8} \text{ сек.}$$

Применение сцинтилляционных счётчиков, у которых отсутствует характерное для счётчиков Гейгера-Мюллера запаздывание начала импульса, позволяет осуществить тот же принцип определения времени π - μ -распада, который был использован Росси для измерения времени μ -распада. Схема опыта приведена на рис. 2, где T — углеродная мишень, на которую падает пучок γ -квантов с максимальной энергией 315 Мэв. Некоторые из π -мезонов, рождённые в мишени, проходя последовательно поглотитель A_1 , сцинтилляционный счётчик A_2 и тормозятся во втором сцинтилляционном счётчике X_2 . Практически все μ -мезоны, возникающие при распаде затормозившихся в последнем кристалле π -мезонов, останавливаются в нём же и, распадаясь с временем жизни 2,15 мксек, образуют позитроны. Попадание π^+ -мезона в второй кристалл, возникновение μ^+ -мезона при распаде π^+ -мезона, происшедшем во втором кристалле, и возникновение позитрона при распаде вызывают во втором кристалле три последовательные сцинтилляции, регистрируемые фотоумножителем PM_2 . Появляющиеся при этом на выходе PM_2 импульсы регистрируются быстрым усилением и подаются через задерживающую мишень на быстрый осциллограф. Общая разрешающая способность электронной схемы и кристалла позволяет начинать измерения времени с 3×10^{-8} сек. Импульсы от PM_2 подаются также на второй, более медленный осциллограф (используется двухлучевая трубка), назначение которого — регистрировать импульсы, созданные позитроном при μ -распаде. Развёртки обеих лучей осциллографов запускаются совпадением импульсов фотоумножителей PM_1 и PM_2 . За 12 часов работы установки (синхротрон работает 100 микросекундными импульсами с частотой повторения 0,5 сек) было снято 25 000 осциллограмм, на 100 из которых видны два рядом расположенных импульса. Авторы подвергают рассмотрению группу из 57 фотографий, на которых видны три импульса, удовлетворяющие следующим требованиям.

Состояние между двумя первыми импульсами, полученными на быстрой развёртке, лежит в пределах $(3 \div 8) \cdot 10^{-8}$ сек. Эти два импульса сровождаются третьим импульсом, зафиксированным на медленной звёртке и лежащим в пределах 5—7 мксек, который интерпретируется как импульс от позитрона распада. Благодаря такому отбору эти фотографии представляют собой фотографии импульсов, возникающих при двойном распаде.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu.$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu.$$

где π^+ — позитрон, а ν — лёгкая нейтральная частица.

Показателем правильности такой интерпретации является то, что распределение во времени третьих импульсов, лежащих в пределах — 7 мксек, даёт правильное значение времени μ -распада $\tau_\mu = 5$ мксек. На рис. 3 дано распределение 57 интервалов времени между двумя первыми импульсами. Время жизни π^+ -мезона, определённое из наклона этой кривой, равно

$$\tau_{\pi^+} = (1,65 \pm 0,33) \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Вопрос о времени жизни π^+ - и π^- -мезонов имеет большое значение по следующей причине: из работ ³ и ⁴ известно, что эти времена различны. Если этот факт подтвердится дальнейшими измерениями, то нельзя считать π^+ - и π^- -мезоны одинаковыми частицами, разли-

чающимися лишь знаком заряда, и следует ожидать различия в их свойствах. К сожалению, погрешность этого измерения слишком велика, и полученное значение $(1,65 \pm 0,33) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ не противоречит обо-

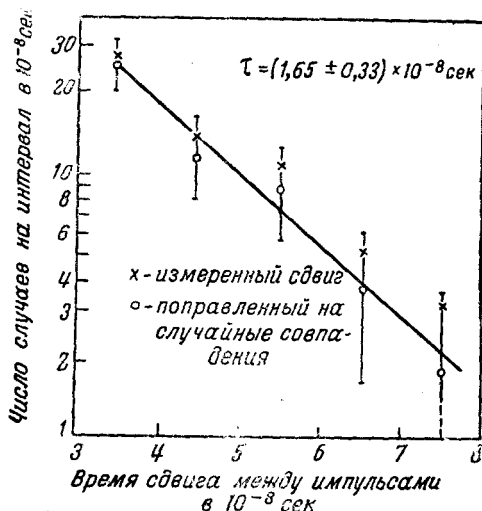


Рис. 3. Распределение интервалов времени между двумя импульсами.

им значениям времени жизни τ_{π^+} и τ_{π^-} , полученным в работах 4.

. В.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. L. Kraushaar, J. E. Thomas, J. and V. P. Henri, *Phys. Rev.* 78, 486 (1950).
2. Rossi and Nereson, *Phys. Rev.* 64, 199 (1943).
3. Martinelli and Pandofsky, *Phys. Rev.* 77, 465 (1950).
4. Richardson, *Phys. Rev.* 71, 1720 (1948).
5. УФН 41, вып. 2, 219 (1950).

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ПИРОМЕТР*)

Ниже описан оптический пирометр с исчезающей нитью, использующий электронно-оптическое преобразование инфракрасного излучения в видимое. Такой пирометр позволяет измерять температуру в интервале 350—700° С, в то время как обычные методы оптической пирометрии имеют нижний предел около 650° С.

*) С. R. Barber and E. C. Pyatt, *J. Sci. Instr.* 27, 4 (1950).