МЕЗОНЫ ОТ 335-*Мэв* γ-ЛУЧЕЙ

Мезоны с кинетическими энергиями до 150 *Мэв* получены на большом синхротроне в Беркли[1,2]. Этот ускоритель даёт пучок квант с максимальной энергией 335 *Мэв*. Полуширина пучка равна 0,0135 ра-

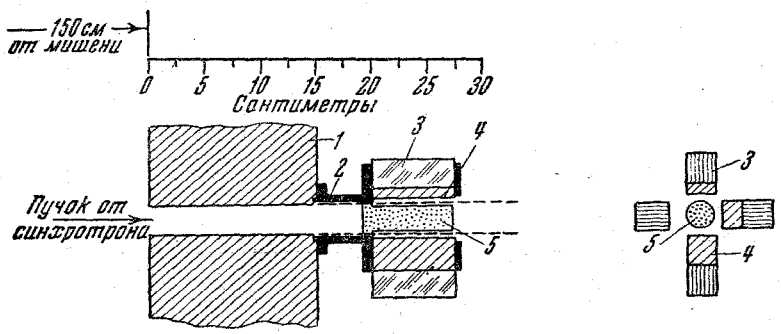

Рис. 1. Устройство установки для регистрации мезонов. *1* — свинцовый коллиматор; *2* — латунный коллиматор; *3* — фотопластинки; *4* — свинцовый поглотитель; *5* — углеродная мишень.

диана, а интенсивность его на расстоянии 1 метра от мишени достигает 3500 рентгенов в час (рабочая интенсивность составляет половину этой величины).

В первых опытах по обнаружению мезонов пластинки помещались непосредственно в пучке в 180 *см* от мишени ускорителя. Мезоны рождались главным образом в стекле. При этом общее вуалирование

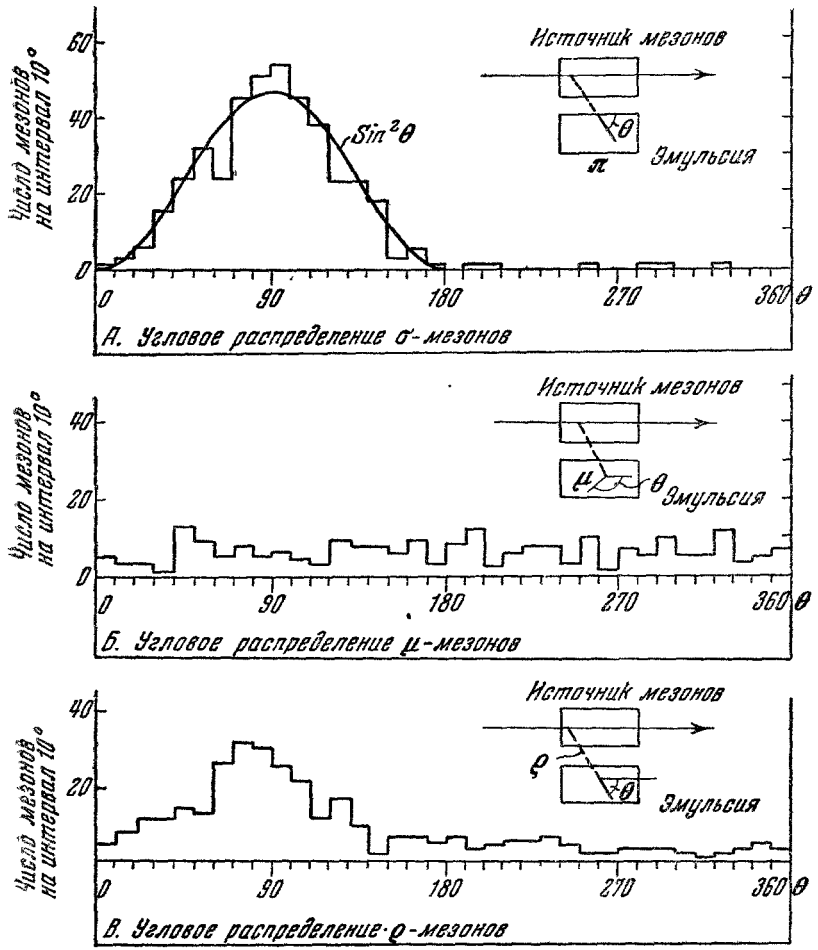

Рис. 2. Угловое распределение треков мезонов в интервале энергии 43 — 59 *Мэв*. Распределение ρ-мезонов есть результат наложения распределения π-мезонов на равномерный фон μ-мезонов.

пластинок сильно ограничивало время их экспозиции. В дальнейшем условия эксперимента были изменены: образование мезонов происходило уже в углеродной мишени цилиндрической формы (см. рис. 1), вокруг которой радиально располагались стопки фотопластинок. Последние отделялись от цилиндра свинцовыми поглотителями различной толщины, позволявшими определять энергию мезонов. Пучок γ-лу-

чей диафрагмировался свинцовым блоком с отверстием 2,5 *см* и латунным коллиматором, защищавшим пластинки от рассеянных электронов.

Мезоны, обнаруженные в пластинках, классифицировались в зависимости от характера конца мезонного трека на:

1) σ-мезоны, создающие звёзды из одного, двух и более треков,

2) π-мезоны, образующие μ-мезоны и

3) ρ-мезоны, треки которых либо оканчиваются следом ядра отдачи, либо ничего не имеют на конце.

При сортировке мезонов авторы основывались на результатах магнитного анализа мезонов, проделанного на фазотроне[8], согласно которым число отрицательных π-мезонов в пластинках равно 1,37 σ, а 95% положительных π-мезонов даёт $\pi \rightarrow \mu =$ распад. Отношение $\alpha = \frac{\pi^-}{\pi^+}$ при количестве сосчитанных мезонов всех групп $N = 1053$ ($\sigma = 403$; $\pi\mu = 327$; $\rho = 323$) получилось равным $1{,}7 \pm 8\%$. (В первых опытах были ошибочно получены значения $\alpha = 10$ и 7,5.)

В пределах значительных статистических ошибок (±25% до 100 *Мэв* и ±50% в интервале $E_{мез}$ от 100 до 150 *Мэв*) α остаётся постоянным для мезонов всех энергий.

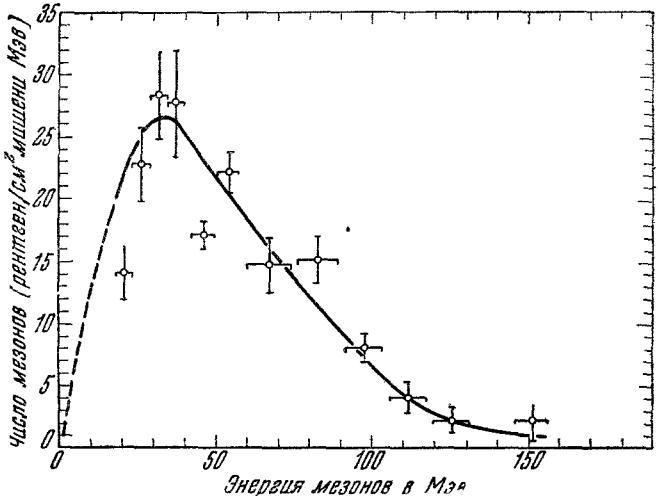

Рис. 3. Распределение мезонов по энергиям при максимальной энергии γ-лучей $E_m = 335$ *Мэв*. Данные по 803 σ и π^+ мезонам. Площадь кривой равна $1{,}8 \cdot 10^3$ рентген/*см*² мишени. Нижний предел по энергиям обусловлен тем, что при подсчёте энергии мезонов местом их образования считается центр углеродной мишени.

Угловое распределение образовавшихся σ-мезонов (рис. 2) близко к закону $\sin^2\theta$, где θ — угол между направлением γ-пучка и треком σ-мезона, что при учёте геометрии установки соответствует изотропному распределению. Такое же распределение получается для π-мезонов, связанных πμ-распадом. Распределение μ-мезонов по углам относительно направления γ-пучка является, практически, изотропным.

Распределение мезонов по энергиям рассчитывается по формуле:

$$\frac{dN}{dE} = 4r\frac{dR}{dE}\frac{1{,}37\sigma + \pi\mu}{A \cdot t}P,$$

где N — число мезонов, образованное на 1 *см* длины мишени, E — энергия мезона, r — радиус центра стопки пластинок, R — пробег мезонов в стекле или эмульсии, σ и $\pi\mu$ — число треков на площади A эмульсии, t — эффективная толщина эмульсии (коэффициент — 2,4).

Формфактор P меняется от 1,8 до 4,3 в зависимости от энергии мезонов. Абсолютное значение поперечного сечения образования мезонов всех энергий (σ_m) было найдено после установления числа квантов, соответствующего 1 рентгену. Число γ-квантов определялось как отношение полной энергии γ-лучей к максимальной энергии γ-кванта. σ_m на ядро углерода получилось равным $5 \cdot 10^{-28}$ *см*^{2}.

Полученное авторами изотропное угловое распределение мезонов согласуется с теоретическим[4] при использовании для расчётов псевдоскалярной теории; скалярная теория мезонов даёт распределение по закону $\sin^2\theta$. Экспериментально полученное значение σ_m ближе к расчётной величине сечения для скалярного мезона, что, впрочем, недостаточно показательно вследствие больших погрешностей в его определении.

По данным расчётов Брюкнера и Гольдбергера[5] теоретическое значение π^-/π^+ слабо зависит от типа мезона и близко к наблюдённому.

Б. Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. McMillan F. L. and J. M. Peterson, Science **109**, 438 (1949).
2. E. M. McMillan, J. M. Peterson and S. White, Science **110**, 579 (1949).
3. F. L. Adelman and S. B., Sones, Phys. Rev. **75**, 1468 (1949).
4. L. Foldy, Phys. Pev. **76**, 372 (1949).
5. K. A. Bruekner and M. L. Goldberger, Phys. Rev. **76**, 1725 (1949).