

7  
E-74



П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев

P - 662

ПОИСКИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ПРИ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ  $\pi$  - МЕЗОНОВ  
ПРОТОНАМИ

*ЖЭТФ, 1961, т.41, в.2, с.322-326.*

Дубна 1961

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев

Р - 662

ПОИСКИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ПРИ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ  
ПРОТОНАМИ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

8  
9/6/66

### А н н о т а ц и я

При обработке 1500 случаев упругого рассеяния  $\pi^-$ -мезонов протонами при энергиях 128 и 162 Мэв, полученных в водородной диффузионной камере, не было найдено ни одного случая, имеющего расхождение с кинематикой больше, чем  $3^\circ$ . На основании этого результата получен верхний предел для сечения тормозного излучения  $\pi^-$ -мезонов на ядерных силах  $5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$ .

# 1. В в е д е н и е

Тормозное излучение мезонов в кулоновском поле ядра было вычислено в работе <sup>(1)</sup>, и для энергии мезонов 180 Мэв сечение этого процесса по порядку величины равно  $10^{-32}$  см<sup>2</sup>. Вследствие сильного ядерного взаимодействия П-мезонов с нуклонами излучение должно определяться главным образом ядерными силами. Тормозное излучение в поле ядерных сил было рассмотрено в теоретических работах <sup>(2, 3)</sup>. В частности, в работе Соловьева <sup>(3)</sup> проведено вычисление излучения П<sup>-</sup>-мезонов при упругом рассеянии протонами для кинетической энергии падающего П- мезона  $E_0$ , близкой к массе покоя мезона. Расчет выполнен в третьем порядке теории возмущений в нерелятивистском приближении для нуклонов. Было показано, что для энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma \ll E_0$  дифференциальное сечение тормозного излучения  $d\sigma_\gamma$  связано с сечением упругого рассеяния П-мезонов  $d\sigma_{\text{упр}}$  следующим соотношением

$$d\sigma_\gamma = \frac{\alpha}{4\pi^2} \left[ \left( \frac{\vec{\beta}_0}{1 - \vec{\beta}_0 \vec{n}} - \frac{\vec{\beta}_1}{1 - \vec{\beta}_1 \vec{n}} \right) \vec{n} \right]^2 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} d\Omega_\gamma d\sigma_{\text{упр}}, \quad /1/$$

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $\vec{\beta}_0$  и  $\vec{\beta}_1$  - скорости П-мезона до и после рассеяния в л.с.,  $\vec{n}$  - единичный вектор в направлении импульса  $\gamma$ -кванта. В этом выражении член, стоящий перед  $d\sigma_{\text{упр}}$ , фактически есть вероятность излучения диполя, колеблющегося вдоль оси, совпадающей с вектором  $\left( \frac{\vec{\beta}_0}{1 - \vec{\beta}_0 \vec{n}} - \frac{\vec{\beta}_1}{1 - \vec{\beta}_1 \vec{n}} \right)$ . Полное сечение процесса, вычисленное интегрированием выражения /1/ по всем энергиям и направлениям

$\gamma$ -кванта и конечным скоростям П-мезона, имеет величину порядка  $10^{-28}$  см<sup>2</sup>. Из формулы /1/ вытекают следующие следствия:

- 1/ энергетическое распределение  $\gamma$ -квантов имеет вид  $\frac{1}{E_\gamma}$ ;
- 2/ угловое распределение  $\gamma$ -квантов таково, что при нерелятивистских энергиях мезонов большинство  $\gamma$ -квантов испускается перпендикулярно к направлению падающего мезона, а с ростом энергии максимум интенсивности смещается в область малых углов.

Расчет процесса  $\text{П}^- + \text{p} \rightarrow \text{П}^- + \text{p} + \gamma$  в работе Соловьева сделан в

квазиклассическом приближении, так как он учитывает лишь первый член разложения величины дифференциального сечения по энергиям  $\gamma$ -кванта, и не предполагает какой-либо модели взаимодействия  $\Pi^-$ -мезона с нуклоном.

Лоу (4) было показано, что в общем виде можно точно вычислить не только первый член разложения, но и второй, в который будет входить производная по энергиям и углам от амплитуды упругого рассеяния без излучения. В работах Каткоского (5,6) рассмотрение тормозного излучения проведено для  $\Pi^+$ -мезонов при энергиях, близких к 200 Мэв, на основе модели фиксированного нуклона. Применяя процедуру Лоу, Каткоский показал, что угловые и энергетические характеристики излучения существенно отличаются от того, что дает квазиклассическое приближение. В частности, распределение по энергиям  $\gamma$ -квантов величины  $S$ , определяемой выражением

$$d\sigma_{\gamma} = \frac{\alpha}{\pi} \cdot S \cdot \frac{dE_{\gamma}}{E_{\gamma}} d\Omega_{\gamma}, \quad (2)$$

для квазиклассического приближения является изотропным в с.ц.и., в то время как это распределение, вычисленное в работе Каткоского /для  $\Pi^+$ -мезонов/, возрастает с уменьшением  $E_{\gamma}$ . Это означает, что интенсивность излучения  $\gamma$ -квантов большей энергии, рассчитанная таким образом, меньше рассчитанной по квазиклассическому приближению. Экспериментально тормозное излучение  $\Pi$ -мезонов изучалось лишь при рассеянии их на сложных ядрах в одной работе /Ломанов и др. (7) /. В этой работе было исследовано излучение  $\Pi^+$ -мезонов в интервале энергий 80-300 Мэв при взаимодействии с ядрами углерода, фтора и хлора в фреоновой пузырьковой камере. По найденным 25 случаям было определено сечение процесса на одно ядро фтора, которое составляет около  $7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ , что находится в удовлетворительном согласии с теоретическими оценками.

В настоящей работе сделана попытка оценить сечение тормозного излучения при упругом рассеянии отрицательных  $\Pi$ -мезонов протонами в водородной диффузионной камере.

## 2. Метод и результаты

В нашей работе (8) изучалось упругое рассеяние  $\pi^-$ -мезонов протонами в диффузионной камере, работающей с давлением водорода 23 атм в магнитном поле 9000 эрстед. На 90000 стереофотографий было найдено 385 и 1136 случаев упругого рассеяния при энергиях  $\pi^-$ -мезонов  $128 \pm 8$  и  $162 \pm 10$  Мэв, соответственно. Поскольку сечение тормозного излучения составляет  $\sim 1\%$  от сечения упругого рассеяния, то при нашем статистическом материале мы должны ожидать около 10 случаев рассеяния с излучением. Возможным методом наблюдения таких случаев в нашем эксперименте может быть следующий. При упругом рассеянии  $\pi^-$ -мезона на протоне между углами разлета частиц и их импульсами в лабораторной системе координат существуют строгие кинематические соотношения. Для процесса  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p + \gamma$  в общем случае эти соотношения не выполняются, т.е. под данным углом  $\theta_\pi$  или  $\theta_p$  имеется спектр импульсов  $p_\pi$  или  $p_p$ , рассеянный  $\pi^-$ -мезон и протон отдачи не лежат в одной плоскости с падающим  $\pi^-$ -мезоном /угол некомпланарности не равен 0/, и, наконец, разность между измеренным углом протона отдачи  $\theta_p^{\text{изм}}$  и углом протона, соответствующим по кинематике упругого рассеяния измеренному углу  $\pi^-$ -мезона,  $\theta_p^{\text{расч}} / \theta_\pi^{\text{изм}}$ , не равна 0. В связи с тем, что большинство  $\gamma$ -квантов должно иметь малую энергию, невозможно использовать первые два условия для поисков этого процесса, так как точность в измерении импульсов и углов некомпланарности того же порядка, что и ожидаемые отклонения /исключение составляют лишь случаи, где импульс протона измеряется по пробегу, так как при ошибке в измерении пробега 10% точность измерения импульса составляет 2,5%. Поэтому для поисков случаев тормозного излучения были использованы измерения величины

$$\Delta\theta = \theta_p^{\text{изм}} - \theta_p^{\text{расч}}(\theta_\pi^{\text{изм}}). \quad /3/$$

Из общего числа случаев рассеяния при двух энергиях были отобраны случаи, удовлетворяющие следующим критериям:

1/ угол  $\psi$  между плоскостью рассеяния и горизонтальной плоскостью должен быть меньше  $60^\circ$ ;

2/ длина проекции на горизонтальную плоскость каждого из трех треков должна быть больше 2 см. В случаях, где имеется пробег протона, длина пробега должна быть не менее 5 мм;

3/ падающий  $\Pi^-$ -мезон не должен отклоняться от основного направления пучка более, чем на  $5^\circ$ ;

4/ точка взаимодействия не должна находиться в нечувствительной области и не должна быть затемнена скоплением капель;

5/ точка взаимодействия должна находиться в области, отстоящей от стенок камеры более, чем на 3 см;

6/ не учитывались случаи на кадрах, имеющих какие-либо дефекты, и на кадрах с большой интенсивностью  $\Pi^-$ -мезонов.

Указанным критериям отбора удовлетворяло 844 случая. В этих случаях на репроекторе измерялись одновременно углы  $\theta_p$  и  $\theta_d$ , причем измерения производились всегда в одной азимутальной плоскости, соответствующей одновременному наилучшему совпадению проекций следов рассеянного  $\Pi^-$ -мезона и протона на экране репроектора. На рис. 1 в виде гистограммы приведено суммарное для  $E_0 = 128$  Мэв и  $E_0 = 162$  Мэв распределение всех измеренных случаев упругого рассеяния по величине  $\Delta\theta$ . Знак величины  $\Delta\theta$  следует из определения /3/. Поскольку  $\Delta\theta$  характеризует погрешности в измерении углов  $\theta_p$ ,  $\theta_d$ ,  $\psi$ , а также разброс начальной энергии  $\Pi^-$ -мезонов, распределение этой величины должно подчиняться закону, близкому к нормальному. На этом же рисунке плавная кривая представляет нормальное распределение  $A \exp\left[-\frac{(\Delta\theta)^2}{2\delta^2}\right]$  со стандартом  $\delta = 0,7^\circ$ . Как видно из рис. 1, не было найдено ни одного случая упругого рассеяния, имеющего  $\Delta\theta > 3^\circ$ .

На рис. 2 в виде гистограмм представлены распределения по импульсам протонов в с.д.и. для тех случаев, где этот импульс мог быть найден по измеренному пробегу протона /общее число таких случаев при двух энергиях - 112/. Цифры около стрелок указывают импульс протона для упругого  $\Pi^-$ -р-рассеяния при данной энергии мезонов. Эти распределения также

указывают на отсутствие случаев тормозного излучения, так как за пределами ошибок измерений не было найдено случаев с меньшими импульсами /например, для  $E_\gamma = 20$  Мэв импульс протона в с.и. для процесса  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \gamma$  должен иметь значения от 201 до 170 Мэв/с для  $E_0 = 182$  Мэв и от 176 до 143 Мэв/с для  $E_0 = 128$  Мэв/.

Кроме ошибок измерения, которые могут давать отклонения величины  $\Delta\theta$  от 0 в случаях упругого рассеяния, необходимо рассмотреть следующие конкурирующие процессы:

1/ квазиупругое  $\pi^-$ -р-рассеяние на сложных ядрах метилового спирта, примесь которых составляет  $\sim 0,3\%$  от числа ядер водорода. Из общего числа звезд от неупругих процессов на сложных ядрах, равного 115, было найдено лишь 3 случая с вылетом только одного протона и одного  $\pi^-$ -мезона, удовлетворявших поставленным критериям отбора. Однако эти случаи не могут быть отнесены к процессу  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \gamma$ , так как в двух случаях протон отдачи вылетает назад под углами  $108^\circ$  и  $120^\circ$ , что запрещено кинематикой тормозного излучения, а в третьем случае по измеренным импульсам вторичных частиц невозможно удовлетворить балансу энергия-импульс, даже предполагая максимально возможную энергию  $\gamma$ -кванта 125 Мэв. В остальных возможных случаях квазиупругого рассеяния в точке взаимодействия имеется видимый след отдачи ядра.

2/ разброс по величине  $\Delta\theta$  вследствие разброса пучка  $\pi^-$ -мезонов по энергиям. Отклонение  $\Delta\theta > 3^\circ$  может быть лишь для  $E_0 < 50$  Мэв. Вероятность наблюдения одного такого случая по нашим оценкам  $< 10\%$ .

3/ кулоновское рассеяние  $\mu^-$ -мезонов и электронов, суммарная примесь которых в пучке  $\pi^-$ -мезонов составляет 16%. Такое рассеяние наиболее вероятно на малые углы и может давать кинематику, отличную от кинематики упругого  $\pi^-$ -р-рассеяния. Однако это различие мало. Например, для угла рассеяния  $\mu^-$ -мезона или электрона, равного  $20^\circ$  в лабораторной системе координат, расхождение в величине  $\Delta\theta = 0,1^\circ$  для  $\mu^-$ -мезона и  $\Delta\theta = 0,3^\circ$  для электрона.



## 3. Оценка верхней границы сечения процесса



Для того, чтобы оценить верхний предел сечения процесса  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \gamma$ , необходимо для всего спектра  $\gamma$ -квантов знать дифференциальное распределение случаев тормозного излучения по величине  $\Delta\theta$ , по которому можно вычислить относительную вероятность появления случаев с величиной  $\Delta\theta > 3^\circ$ . Для данной энергии  $\gamma$ -квантов величина  $\Delta\theta$  в л.с. может быть выражена кинематической функцией углов в с.ц.и. и энергии начального  $\pi^-$ -мезона:

$$\Delta\theta = \Delta\theta(\theta, \alpha, \psi, E_0), \quad /4/$$

где  $\theta$  - угол рассеяния  $\pi^-$ -мезона в с.ц.и.;  $\alpha$  - угол между направлениями импульсов рассеянного  $\pi^-$ -мезона и  $\gamma$ -кванта в с.ц.и.;  $\psi$  - азимутальный угол  $\gamma$ -кванта относительно суммарного импульса рассеянного  $\pi^-$ -мезона и  $\gamma$ -кванта в с.ц.и. Для данной энергии  $\pi^-$ -мезонов  $E_0$  дифференциальное распределение по величине  $\Delta\theta$  может быть записано в виде:

$$\frac{dW}{d(\Delta\theta)}(\Delta\theta) = \iiint_{\theta, \alpha} \psi'(\Delta\theta, \theta, \alpha) \frac{dW_\psi}{d\psi} \frac{dW_\theta}{d\theta} \frac{dW_\alpha}{d\alpha} d\theta d\alpha, \quad /5/$$

где  $\psi'$  - производная от функции  $\psi = \psi(\Delta\theta, \theta, \alpha)$ , являющейся обратной функции /4/ и  $\frac{dW_\psi}{d\psi}$ ,  $\frac{dW_\theta}{d\theta}$ ,  $\frac{dW_\alpha}{d\alpha}$  - дифференциальные распределения по  $\psi$ ,  $\theta$  и  $\alpha$ . Распределение по  $\theta$  бралось в виде  $(a + b \cos\theta + c \cos^2\theta) \sin\theta$  с коэффициентами  $a$ ,  $b$  и  $c$ , полученными в нашей работе (8). Так как направление суммарного импульса рассеянного  $\pi^-$ -мезона и  $\gamma$ -кванта практически совпадает с направлением импульса рассеянного  $\pi^-$ -мезона, то углы  $\alpha$  и  $\psi$  определяют телесный угол  $\gamma$ -кванта  $d\Omega_\gamma$  относительно направления рассеянного  $\pi^-$ -мезона. Для простоты при вычислении  $\frac{dW}{d(\Delta\theta)}$  распределение  $\gamma$ -квантов по  $d\Omega_\gamma$  в с.ц.и. предполагалось изотропным, т.е.  $\frac{dW_\psi}{d\psi} \sim \text{const}$  и  $\frac{dW_\alpha}{d\alpha} \sim \sin\alpha$ . Интегрирование по углам  $\theta$  при данном  $\alpha$  производилось в пределах от

$15^\circ$  до  $180^\circ$ , а по  $\alpha$  - от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ . Вычисления распределений по  $\Delta\theta$  производились для нескольких энергий  $\gamma$ -квантов и для одной энергии  $\pi^-$ -мезонов 162 Мэв /предполагалось, что для  $E_0 = 128$  Мэв распределение будет подобным/. Для примера на рис. 3 представлена вычисленная по формуле /5/ дифференциальная вероятность величины  $\Delta\theta$  для  $E_\gamma = 20$  Мэв /в с.п.н./. На рис. 4 приведен график, на котором в зависимости от энергии

$\gamma$ -кванта отложена величина

$$\alpha(E_\gamma) = \frac{\int_{\Delta\theta=3^\circ}^{\Delta\theta_{\max}} \frac{dW}{d(\Delta\theta)} d(\Delta\theta)}{\int_{\Delta\theta=0^\circ}^{\Delta\theta_{\max}} \frac{dW}{d(\Delta\theta)} d(\Delta\theta)}, \quad /6/$$

представляющая собой относительное число случаев, имеющих расхождение с кинематикой упругого рассеяния  $> 3^\circ$ . Из графика видно, что для  $E_\gamma = 10$  Мэв доля случаев с  $\Delta\theta > 3^\circ$  составляет всего лишь около 20%, в то время как для  $E_\gamma = 125$  Мэв она близка к 1. Относительную долю случаев с  $\Delta\theta > 3^\circ$  для всего спектра  $\gamma$ -квантов можно найти по формуле:

$$K = \frac{\int_{E_\gamma=10 \text{ Мэв}}^{E_\gamma \text{ max}} \omega(E_\gamma) \alpha(E_\gamma) dE_\gamma}{\int_{E_\gamma=10 \text{ Мэв}}^{E_\gamma \text{ max}} \omega(E_\gamma) dE_\gamma}, \quad /7/$$

где  $\omega(E_\gamma)$  - энергетический спектр  $\gamma$ -квантов в с.п.н. для  $E_0 = 162$  Мэв, который был взят из теоретической работы (6). Нижний предел интегрирования по  $E_\gamma$  был выбран равным 10 Мэв, т.к. вероятность регистрации

$\gamma$ -кванта с  $E_\gamma < 10$  Мэв в наших условиях мала. На рис. 5 кривая 1 представляет собой энергетический спектр  $\omega(E_\gamma)$ , а кривая 2 - произведение функций  $\omega(E_\gamma) \alpha(E_\gamma)$ , т.е. эффективный энергетический спектр. Графическим интегрированием этих кривых найдено, что  $K = 0,6$ . В эту величину  $K$  должна быть включена поправка, учитывающая дифференциальное распределение  $\gamma$ -квантов по  $d\Omega_\gamma$ , даваемое выражением /1/. Расчет показывает, что эта поправка составляет в среднем по всему спектру  $\gamma$ -кван-

тов около 20%. Окончательно для величины  $K$  получено значение 0,5. Выражение для верхнего предела сечения тормозного излучения с  $E_\gamma > 10$  Мэв можно записать в виде:

$$\sigma_\gamma < \frac{\sigma_{\text{упр}}}{N} \cdot \frac{C}{K}, \quad /8/$$

где  $\sigma_{\text{упр}}$  - сечение упругого рассеяния при энергии  $\pi^-$ -мезонов 154 Мэв, являющейся средней взвешенной по числу случаев для каждой энергии,

$N$  - полное число случаев упругого рассеяния,  $C$  - поправка к числу  $N$ , учитывающая вклад кулоновского и интерференцию кулоновского и ядерного рассеяния. Верхняя граница полного сечения тормозного излучения, вычисленная по формуле /8/, равна  $5 \cdot 10^{-29}$  см<sup>2</sup>. Полученную величину можно сравнить с полным сечением, рассчитанным по формуле квазиклассического приближения<sup>(3)</sup>:

$$\sigma_\gamma = \frac{\alpha}{\beta} \ln \frac{E_0}{E_{\gamma \text{ min}}} \left( \frac{1}{\beta_0} \ln \frac{1+\beta_0}{1-\beta_0} + \frac{1}{\beta'} \ln \frac{1+\beta'}{1-\beta'} - 4 \right) \sigma_{\text{упр}}, \quad /9/$$

где  $E_{\gamma \text{ min}} = 10$  Мэв;  $\beta'$  - средняя скорость  $\pi^-$ -мезонов после рассеяния,

$\sigma_{\text{упр}}$  - сечение упругого рассеяния. Для энергии мезонов  $E_0 = 154$  Мэв,  $\sigma_\gamma$ , найденное по формуле /9/, равно  $2,3 \cdot 10^{-28}$  см<sup>2</sup>. Однако, значение сечения, рассчитанное таким образом, является завышенным по сравнению с более точными расчетами, выполненными в работах Катковского<sup>(5,6)</sup>. Интегрирование энергетического спектра  $\gamma$ -квантов, полученного в работе<sup>(6)</sup> для тормозного излучения  $\pi^+$ -мезонов, дает для отношения  $\sigma_\gamma / \sigma_{\text{упр}}$  величину примерно в 1,5-1,8 раза меньшую, чем вычисленная по /9/ (отношение  $\sigma_\gamma / \sigma_{\text{упр}}$  для  $\pi^-$ -мезонов не должно существенно отличаться от этого отношения для  $\pi^+$ -мезонов). С другой стороны, экспериментальное значение для  $\sigma_\gamma$  найдено также в некоторых предположениях, не являющихся абсолютно строгими. Таким образом, полученная нами верхняя граница сечения тормозного излучения  $5 \cdot 10^{-29}$  см<sup>2</sup>, по-видимому, не противоречит теоретическим оценкам<sup>х/</sup>.

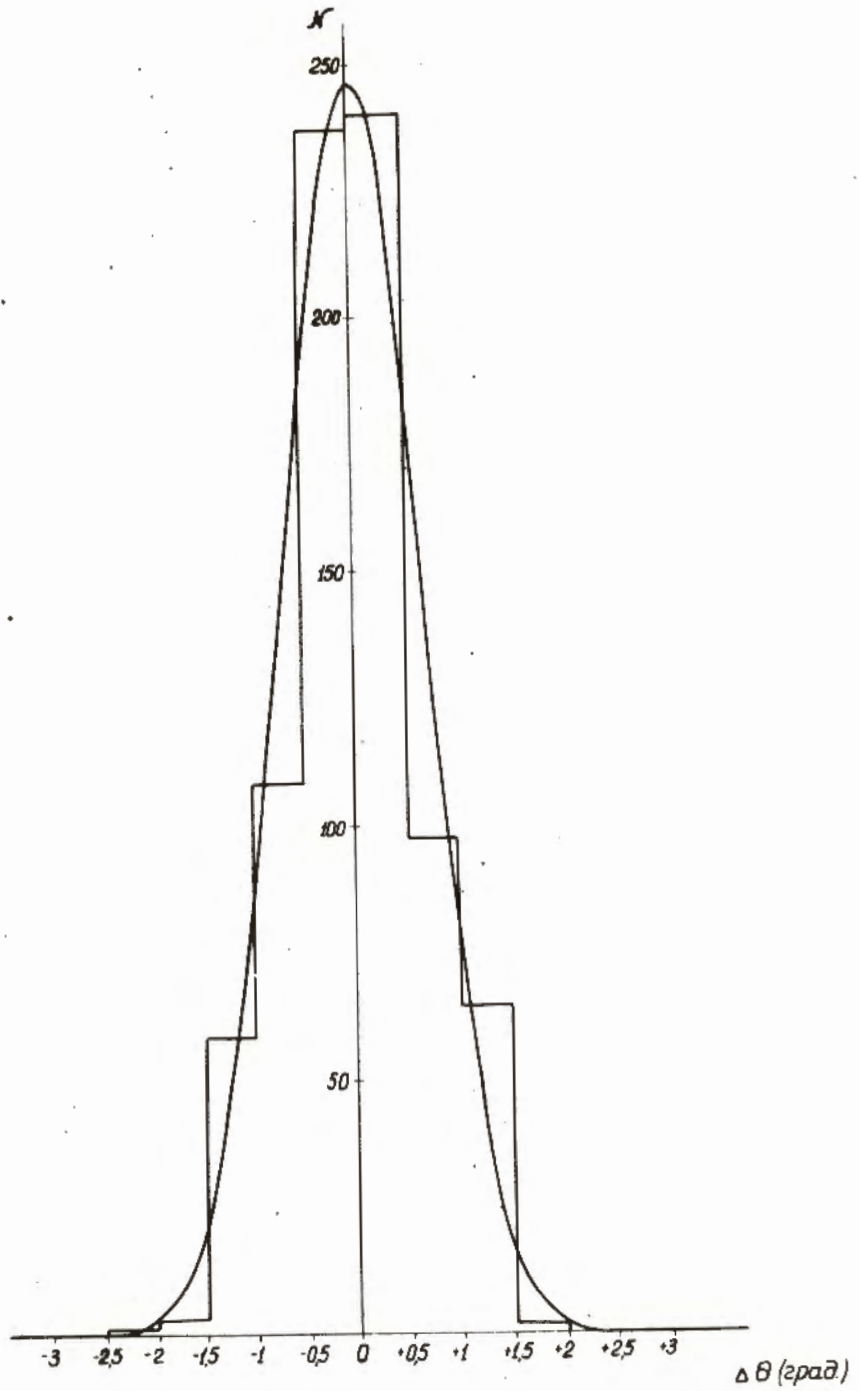
х/ В самое последнее время нам стали известны результаты работы Диле и др., опубликованной в материалах 10 Рочестерской конференции 1960г. В этой работе при изучении упругого рассеяния  $\pi^-$ -мезонов с энергией 225 Мэв протонами с помощью жидководородной пузырьковой камеры зарегистрировано 5 случаев тормозного излучения с  $E_\gamma / \text{л.с.} > 50$  Мэв, что соответствует сечению  $5 \cdot 10^{-29}$  см<sup>2</sup>.

Авторы выражают благодарность В.П. Джелепову и С.М. Виленькому за обсуждение данной работы и Ю.А. Будагову за помощь в проведении эксперимента.

### Л и т е р а т у р а

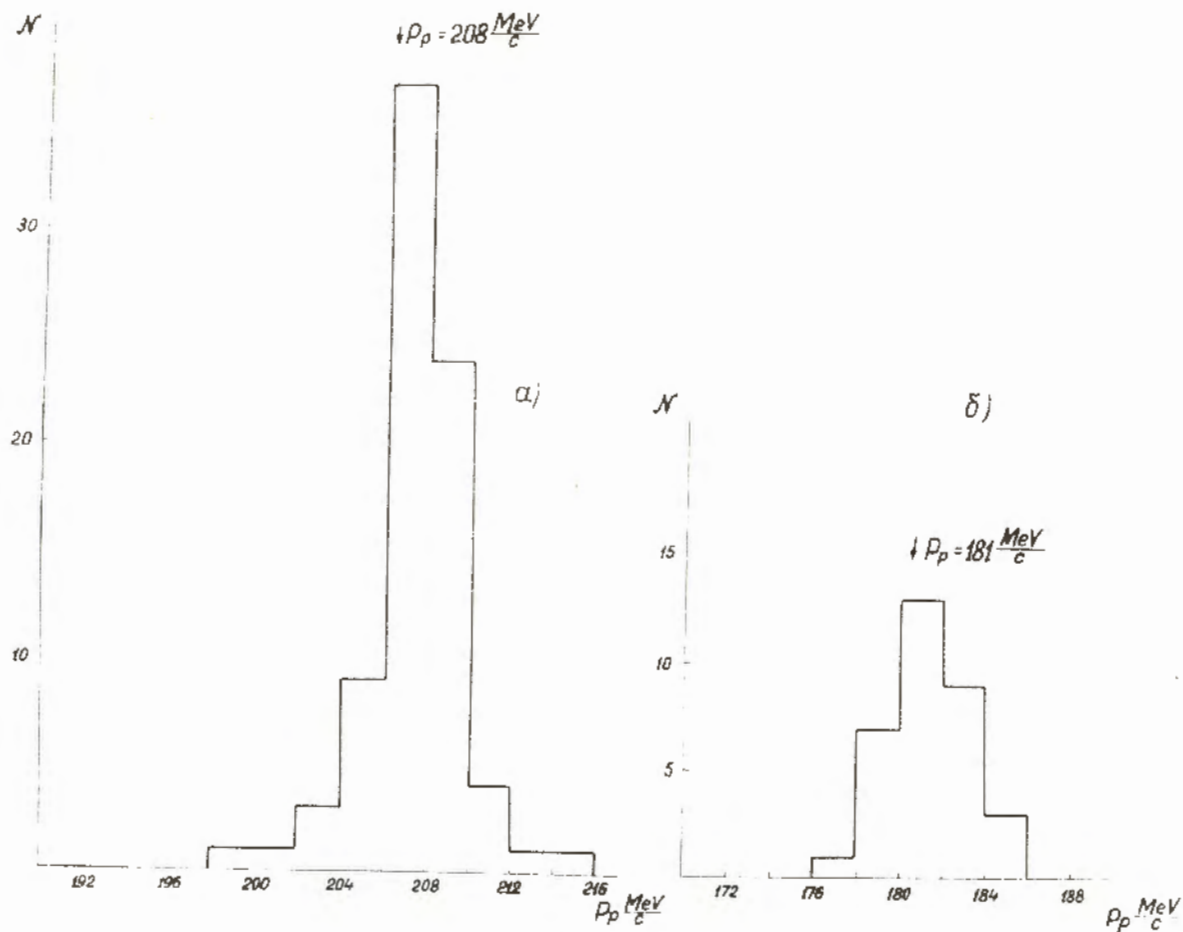
1. R.E. Christia, S. Kysaka. Phys.Rev. 59, 414 (1941).
2. Л.Д. Ландау, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 24, 505 /1953/.
3. В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 29, 242 /1955/.
4. F. Low. Phys.Rev., 110, 974 (1958).
5. R.E. Cutkosky. Phys.Rev., 109, 209 (1958).
6. R.E. Cutkosky. Phys.Rev., 113, 727 (1959).
7. М.Ф. Ломанов, А.Г. Мешковский, Я.Я. Шаламов, В.А.Шебанов, А.Ф.Грашин. ЖЭТФ, 35, 887 /1958/.
8. Ю.А. Будагов, С. Виктор, В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев. ЖЭТФ, 38, 734, /1960/.

Работа поступила в издательский отдел  
24 января 1961 г.



Р и с. 1.

Экспериментальное распределение случаев упругого рассеяния по величине  $\Delta\theta$  в л.с. Плавная кривая - нормальное распределение со стандартом  $0,7^\circ$ .

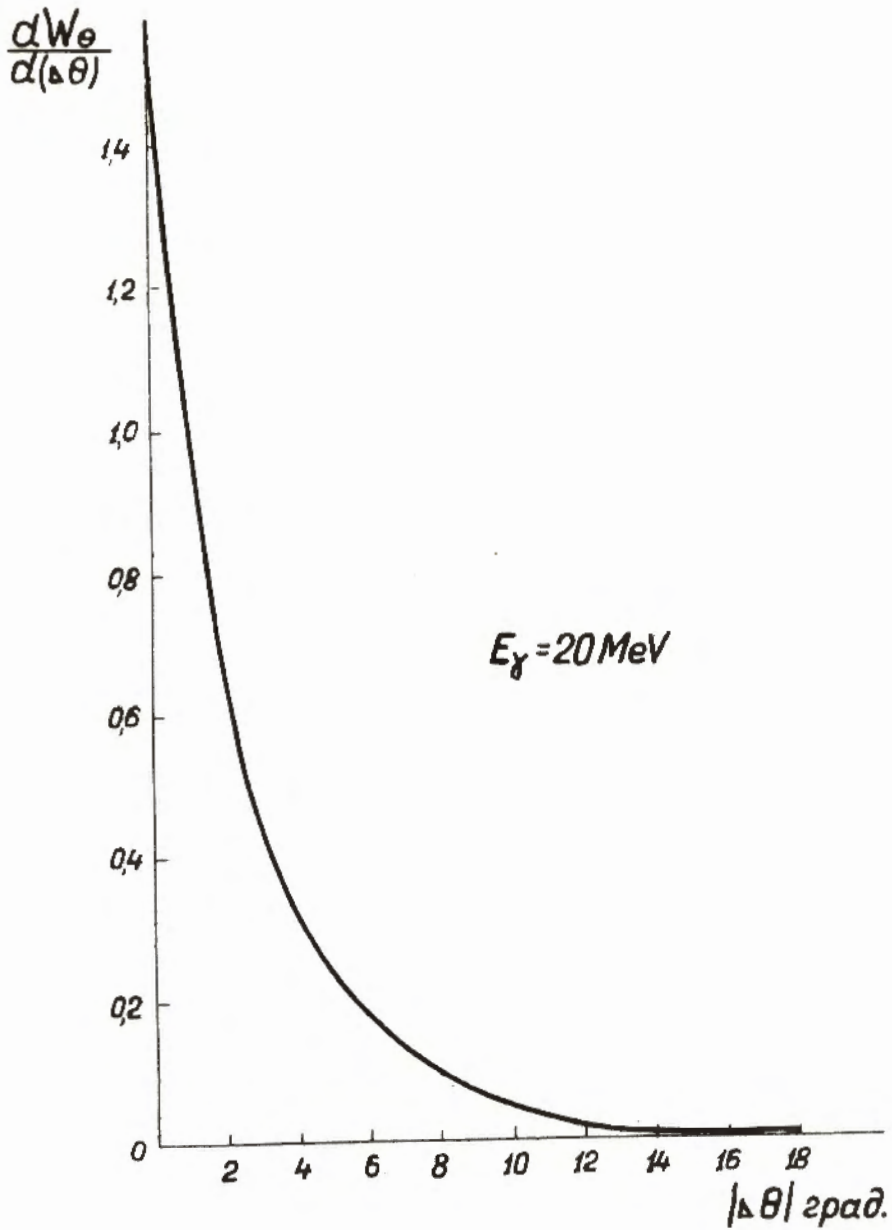


Р и с. 2.

Распределение в с.п.и. импульсов протонов, измеренных по пробегу

$$a / E_0 = 162 \text{ Мэв};$$

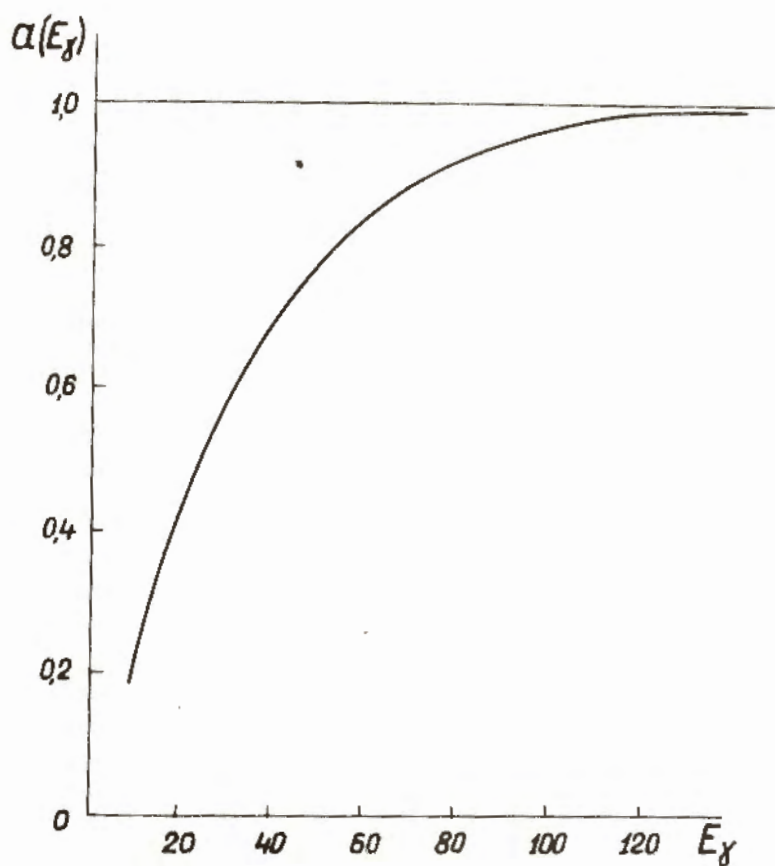
$$б / E_0 = 128 \text{ Мэв}.$$



Р и с. 3.

Рассчитанное дифференциальное распределение  
для  $E_\gamma = 20 \text{ Мэв}$  в с.ц.и.

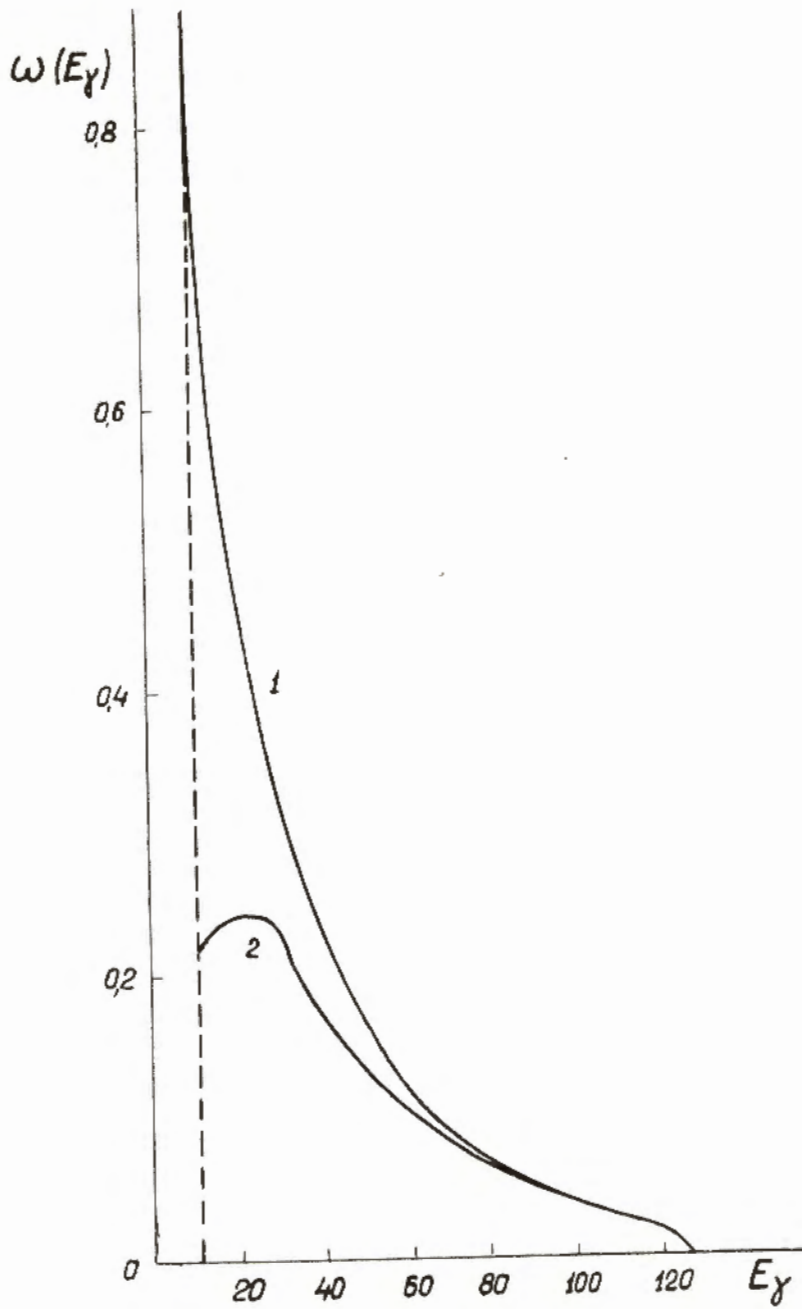
 $\frac{dW}{d(\Delta\theta)}$



Р и с. 4.

Зависимость относительного числа случаев с  $\Delta\theta > 3^\circ$   
от энергии  $\gamma$ -квантов в с.п.и.





Р и с. 5.

Кривая 1 - энергетический спектр  $\gamma$ -квантов  $\omega(E_\gamma)$  в с.ц.и.<sup>(6)</sup>; кривая 2 - эффективный энергетический спектр  $\omega(E_\gamma)\alpha(E_\gamma)$ .