

С 346.58

В-178

25 I 68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 3594

В.С.Ваняшин , Э.И.Мальцев, Г.Д.Пестова,
З.В.Солодовникова, Н.Г.Фадеев, Д.И.Хубуа ,
И.В.Чувило, Ш.С.Шошиашвили

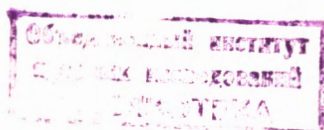
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО РАЗДЕЛЕНИЯ
ПРОЦЕССОВ ПРЯМОЙ ЭМИССИИ
И ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ γ -КВАНТОВ
В РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ K^+ -МЕЗОНОВ

1967.

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.С.Ваняшин* , Э.И.Мальцев, Г.Д.Пестова,
З.В.Солодовникова, Н.Г.Фадеев, Д.И.Хубуа** ,
И.В.Чувило, Ш.С.Шошиашвили**

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО РАЗДЕЛЕНИЯ
ПРОЦЕССОВ ПРЯМОЙ ЭМИССИИ
И ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ γ -КВАНТОВ
В РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ K^+ -МЕЗОНОВ



* Днепропетровский государственный университет.

** Тбилисский государственный университет.

5565/1 мр.

Многочисленные эксперименты, выполненные в последнее время по слабому взаимодействию лептонов с каонами, находится в хорошем согласии с V-A-теорией. В частности, результаты количественных исследований трехчастичных лептонных распадов K^0 - и K^+ -мезонов вполне соответствуют общим и изотопическим свойствам теории. Несколько сложнее обстоит дело с неветронными распадами каонов, и хотя здесь нет каких-либо значительных отклонений от предсказаний теории, все же имеется ряд открытых вопросов, таких, например, как аномально большое отношение частот распадов

$$R = \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^-) \approx 1/500.$$

Известно, что процесс $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ запрещен правилом $\Delta T = 1/2$ и мог бы идти за счёт нарушающего это правило электромагнитного взаимодействия. И хотя в рамках SU_3 -симметрии имеется возможность подавления распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^-$, все-таки придется, видимо, привлекать к рассмотрению электромагнитные поправки для объяснения величины выписанного выше отношения.

Вообще говоря, исследование процессов, идущих одновременно через различные типы взаимодействий, как правило, приводят к неожиданным результатам и может дать зачастую значительно больше сведений об их природе, чем раздельное изучение каждого вида взаимодействий. В этом смысле очень удобным объектом эксперимента являются так называемые радиационные распады каонов, сопровождающиеся испусканием фотона, например,

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \gamma$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \gamma$$

и другие.

В последнее время в связи с новыми идеями относительно нарушения CP -инвариантности круг вопросов, связанных с подробным исследованием радиационных распадов, еще расширился, что несомненно повлечёт за собой увеличение экспериментального материала в ближайшее время.

Итак, исследование радиационных распадов связано в основном с двумя проблемами. Это, во-первых, исследование механизма этих процессов, которые, в общем, могут иметь не только характер внутреннего тормозного излучения, но и прямой эмиссии γ -кванта при переходе от начального состояния K^+ -мезона в конечное состояние из двух пионов. Вторая, не менее интересная проблема, связанная с радиационными распадами, появилась совсем недавно, когда Бернштейн, Файнберг и Ли^{/2/} предложили гипотезу о сильном нарушении C -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях, которая удовлетворительно объясняет малость величины несохранения CP -инвариантности в распадах K_2^0 -мезонов. Такой эффект нарушения C -инвариантности можно проверять с помощью распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$. Действительно, в отличие от распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \pi^0$, где эффекты, связанные с несохранением C -инвариантности могут проявляться лишь за счёт электромагнитных поправок и априори должны быть малыми, в радиационном распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$, идущем через электромагнитное взаимодействие, они могут достигать величины около $10\%^{/3/}$, то есть являются наибольшими по сравнению с аналогичными эффектами, которые могут проявляться в любых процессах.

Подытоживая вышесказанное, можно отметить, что уже эти две проблемы являются достаточно интересными, чтобы стимулировать эксперименты по детальному изучению радиационных распадов каонов.

Представляет интерес выяснить возможность экспериментального изучения процессов такого рода; возможности разделения процессов прямой эмиссии γ -кванта и тормозного излучения, а также проблемы отделения фона от других распадов. В этой работе мы рассмотрим лишь вопросы, связанные с выделением эффектов прямой эмиссии, а возможности отделения фона будут обсуждены позже.

Прежде чем переходить к анализу радиационных распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$ введем некоторые обозначения, которыми будем пользоваться далее везде: $P_K, P_0, P_+, P_-, P_\mu, P_\gamma, P_\nu$ - четырехимпульсы каона, π^0, π^+, π^- , μ^+ - мезонов, фотона и нейтрино, соответственно; ϵ - вектор

поляризации фотона; \vec{P}_1 - трехмерные импульсы частиц; E_1 - полные энергии, а m_1 - массы частиц; α - угол между положительно заряженной вторичной частицей и фотоном. Используется метрика $a \cdot b = a^0 \cdot b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$.

1. Радиационный распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$

Если распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ сопровождается излучением фотона, то кроме простого испускания γ -кванта стартовым π^+ -мезоном или останавливающимся K^+ -мезоном (рис. 1в и 1а) может произойти "прямая" эмиссия фотона при переходе из начального состояния K^+ -мезона в конечное состояние из двух пионов (рис. 1с). Последнюю возможность можно представить себе как появление отличной от нуля амплитуды распада, за которую ответственно взаимодействие с $\Delta T = 1/2$, поскольку наличие фотона снимает запрет, характерный для нерadiационного распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$. При этом величина этой амплитуды может быть и большей, чем только первый порядок по "е", соответствующий электромагнитным амплитудам. То есть, если мы постулируем, что за все нелептонные распады отвечают только взаимодействия с правилом изменения изотопического спина на $1/2$, и что отклонение от этого правила возникает лишь за счёт электромагнитного взаимодействия, то имеет место любопытная ситуация: относительные частоты для распадов по схемам $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ могут быть даже одного порядка ^{1/1}. Это обстоятельство является редким исключением из обычного положения (для чистого внутреннего тормозного излучения), при котором частота для распада $A \rightarrow B + C + \gamma$ составляет $1/137$ от частоты распада $A \rightarrow B + C$.

Обратимся к экспериментальным данным. Наблюдавшаяся относительная частота ^{4,5/} радиационного процесса $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ ($\approx 3 \times 10^{-4}$) много меньше относительной частоты распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ и находится в приблизительном согласии с расчётами для чистого внутреннего тормозного излучения $1,6 \times 10^{-4}$ ^{16/}. Обратим внимание на один примечательный факт: во всех проведенных экспериментах анализу подвергалась лишь часть кинематической области изменения переменных в этом распаде, на которую приходится меньше половины всех радиационных распадов, обусловленных прямой эмиссией, и где резко преобладает внутреннее излучение. Как будет видно из дальнейшего, это является важным фактором для обнаружения процессов, связанных с прямой эмиссией фотона.

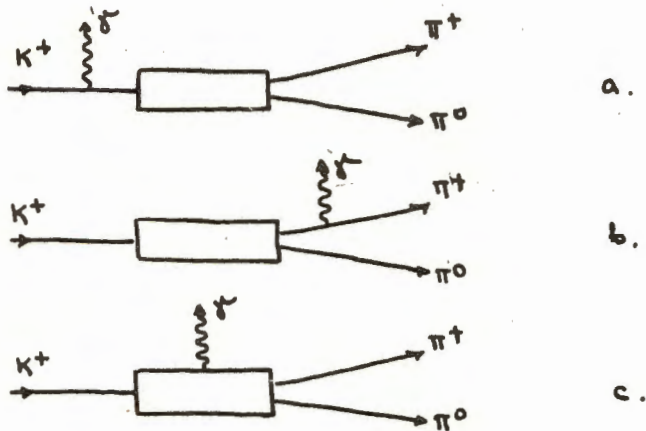


Рис. 1.

Воспользуемся феноменологическим подходом к описанию прямой эмиссии γ -кванта в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$, в котором выбирается наиболее простая возможность - переходы от начального K^+ -состояния в конечное $\pi^+ \pi^0$ -состояние, соответствующие излучению электрического и магнитного диполей. "Электрический" переход, поскольку его природа та же, что и природа излучения фотоном виртуальным заряженным пионом в процессе внутреннего тормозного излучения, может быть когерентен с последним и давать интерференционные эффекты. "Магнитный" переход имеет противоположную чётность и не может интерферировать с двумя остальными процессами.

Матричные элементы для тормозного излучения и прямой эмиссии можно записать следующим образом: ^{/8/}

$$M = e g m \left(\frac{P_K}{P_K P_\gamma} - \frac{P_+}{P_+ P_\gamma} \right) \epsilon \quad (1.1)$$

$$M_E = A g e m^{-3} P_+^\mu P_0^\nu F^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

$$M_M = B g e m^{-3} P_+^\mu P_0^\nu \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta} \quad (1.3)$$

Здесь $F^{\mu\nu} = P_{\gamma}^{\mu} \epsilon^{\nu} - P_{\gamma}^{\nu} \epsilon^{\mu}$; g - безразмерный параметр связи, ответственный за нерадиационный распад. Функции A и B включают в себя эффекты сильных взаимодействий и должны зависеть от произведений $P_{\gamma^{+}}$ и $P_{\gamma^{0}}$. В наших расчётах мы предполагаем эту зависимость слабой и считаем A и B конечными при $P_{\gamma^{+}} = P_{\gamma^{0}} = 0$. m -феноменологический фактор, который вводится из соображений размерности. Используя выписанные выше матричные элементы, проведем моделирование методом Монте-Карло распада $K^{+} \rightarrow \pi^{+} \pi^{0} \gamma$ в произвольном бесконечном детекторе отдельно для случая, когда имеет место лишь внутреннее тормозное излучение и когда имеются прямые переходы с интерференционными эффектами. Результаты моделирования представлены в виде различных корреляций вторичных частиц на рис. 2, где показаны энергетические спектры π^{+} - мезонов и γ - квантов и распределение косинусов угла разлета радиационный γ - квант - π^{+} - мезон.

Как видно, от тормозного излучения хорошо отделяются случаи прямой эмиссии при примерно равных амплитудах этих процессов вне зависимости от знака и величины интерференции между ними. Однако нужно заметить, что даже в этом случае проведенный в работе^{/4/} анализ мог ничего не дать (в смысле обнаружения прямой эмиссии), поскольку исследовался лишь энергетический спектр π^{+} - мезонов в интервале энергий пиона от 200 Мэв до максимальной энергии. Из рис. 2 видно, что в этой области энергий начинает преобладать тормозное излучение и уже при отношении амплитуд тормозного излучения и прямой эмиссии 2:1 последнюю заметить практически невозможно. При использовании в анализе полного интервала изменения переменных, а также при привлечении к рассмотрению еще какого-нибудь распределения, например, угловой корреляции пион - радиационный γ - квант, положение несколько улучшается. При наличии конструктивной интерференции даже для соотношения амплитуд $\eta \equiv A_{\pi} / A_{\gamma} = 1/3$ еще есть возможность выделить прямую эмиссию при статистике в 100-200 случаев распада. Однако для случая деструктивной интерференции такая возможность имеется лишь для $\eta = 1$. Повысить эту возможность выделения эффектов, связанных с прямой эмиссией, можно, если специально выбрать области изменения переменных и потребовать одновременного попадания всех параметров в отдельные интервалы. На рис. 3 показаны кривые моделирования распада $K^{+} \rightarrow \pi^{+} \pi^{0} \gamma$ при выполнении такого требования. Данный выбор границ изменения величин $\cos \pi^{+} \gamma$, $E_{\pi^{+}}$ и E_{γ} привел к тому, что влияние тормозного излучения было подавлено

примерно в 10 раз, в то время как количество случаев прямой эмиссии уменьшилось всего в 2 раза. Вероятность разделения повысилась, и теперь даже наличие деструктивной интерференции при $\eta = 1/2$ не мешает выделять эффекты прямой эмиссии при статистике 200 случаев с достоверностью не хуже 95%.

Радиационный распад $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$

Распады $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$ и $K^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ являются уникальными в том отношении, что из всех возможных распадов K^+ - мезонов только они приводят к конечному состоянию из трех частиц, не участвующих в сильном взаимодействии. Энергетические и угловые распределения продуктов распада в этих процессах зависят от структуры только одного адрона - распадающегося K^+ - мезона, что позволяет, в принципе, получить сведения о последнем в наиболее чистом виде.

В настоящее время отсутствуют какие-либо экспериментальные данные об этих распадах (наблюдались лишь аналогичные распады пионов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$ /7/ и $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ /8/).

Радиационные лептонные распады каонов и π - мезонов рассматривались в различных аспектах в некоторых работах /9,10-11/. Здесь мы попытаемся описать наиболее общий подход для записи матричного элемента каонных лептонных распадов, сопровождающихся испусканием γ -кванта, и проанализируем возможности их экспериментального исследования.

Запишем общее выражение для матричного элемента распада $K^+ \rightarrow \ell^+ \nu \gamma$:

$$\langle P_\mu, P_\nu, P_\gamma, \epsilon | Z | P_K \rangle = i e \frac{G}{\sqrt{2}} f \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{2\sqrt{E_K E_\gamma}} \delta^4(P_K - P_\mu - P_\nu - P_\gamma) \times \quad (2.1)$$

$$\times \hat{u}_\ell^+ \{ m_\ell \left(\frac{P_K \epsilon}{P_K P_\gamma} - \frac{P_\mu \epsilon}{P_\mu P_\gamma} - \frac{\hat{\epsilon} \hat{P}_\gamma}{2 P_\mu P_\gamma} \right) + \frac{1}{m_K^2} \gamma^n P_K^k P_\gamma^m \epsilon^\ell \times$$

$$\times [f_{\Lambda} (\delta_{n\ell} \delta_{km} - \delta_{mn} \delta_{k\ell}) + i f_{\nu} \epsilon^{nk\ell m}] \} (1 + \gamma^5) u_\nu.$$

Вклад от внутреннего тормозного излучения (слагаемое в (2.1), пропорциональное массе лептона) зависит от структуры K - мезона лишь настолько, насколько зависит от нее двухчастичный распад $K^+ \rightarrow \ell^+ \nu$, так как константа f_K определяет также матричный элемент нерадиационного $K^+ \rightarrow \ell^+ \nu$ -распада:

$$\langle P_{\ell^+} P_{\nu} | Z | P_K \rangle = i \frac{G}{\sqrt{2}} f_K \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{2} E_K} \vec{u}_{\ell^+} \vec{P}_K (1 + \gamma^5) u_{\nu} \delta^4(P_K - P_{\ell^+} - P_{\nu}) \quad (2.2)$$

и при использовании параметризации с углом Кабиббо $f_K = f_{\pi} \sin \theta_A$ /12/.

Формфакторы f_A и f_V , являющиеся функциями переданного лептонам импульса $q^2 = (P_{\ell^+} + P_{\nu})^2$, определяют зависящую от структуры K - мезона часть процесса - прямую эмиссию γ -кванта. При этом f_V представляет собой формфактор при векторном слабом адронном токе с изменением странности, а f_A - при аксиальном. Оба формфактора действительны, если имеет место T -инвариантность. Основной вклад в формфактор f_V вносят двухмезонные $K-\pi$ -состояния с порогом $(m_K + m_{\pi})$ Мэв и резонанс K^* .

В аксиальный формфактор f_A основной вклад могут давать более далекие промежуточные состояния: $K^* \pi$, $K \rho$, $K \omega$, $K^* \pi$. Близких (по массе) резонансов в этом канале распада нет. Поэтому аксиальный формфактор, вообще говоря, должен быть меньше векторного по абсолютной величине. С другой стороны, поскольку как в том, так и в другом случае промежуточные состояния имеют массу значительно большую массы K - мезона, следует ожидать, что зависимость формфакторов от переданного лептонам импульса должна быть в физической области весьма плавной и, видимо, в первом приближении ею вполне можно пренебречь.

Проведем расчёты отдельно для случаев $f_V = 0$ и $f_A = 0$. На рис. 4 и 4а представлены результаты моделирования методом Монте-Карло процесса $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$. Можно видеть, что как и для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ существование большой конструктивной интерференции позволило бы легко установить экспериментально наличие прямой эмиссии даже при $\eta = 1/2$ и статистике около 100 случаев. Труднее обнаружить эффекты прямой эмиссии, если интерференция деструктивная, а соотношение амплитуд прямой эмиссии и тормозного излучения $\eta = 1/2$. Несколько лучше обстоит дело при моделировании в специально выбранных областях изменения переменных (рис. 5), где при ста-

тистике в ≈ 200 случаев можно выделить прямую эмиссию с достоверностью 95% даже при $\eta = 1/2$ и полной деструктивной интерференции.

Заключительные замечания

Как показывают проведенные расчёты, прямая эмиссия γ -кванта в распадах $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$ характеризуется преимущественным вылетом фотона назад по отношению к заряженной частице. Интерференции в какой-то мере также присущи эти черты, в то время как тормозное излучение имеет обратный характер - преимущественное испускание малоэнергичных фотонов вдоль направления движения заряженной частицы. Это "удобное" обстоятельство позволяет провести разделение обоих механизмов возникновения γ -кванта, если проводить анализ экспериментальных данных в определенных интервалах переменных $\cos \gamma$, $\hat{\pi}(\mu)$, $E_{\pi(\mu)}$ и E_{γ} . При этом если не конкретизировать вид детектора, можно утверждать, что распады с прямой эмиссией фотона при статистическом материале в 100-200 случаев можно отделить от тормозного излучения даже в том случае, если амплитуда последнего в 2-3 раза больше амплитуды прямой эмиссии γ -кванта.

В заключение мы благодарим В.Г.Гришина и В.Л.Любошица за многочисленные обсуждения работы, а также Е.М.Лихачёву за большую помощь в оформлении и расчётах.

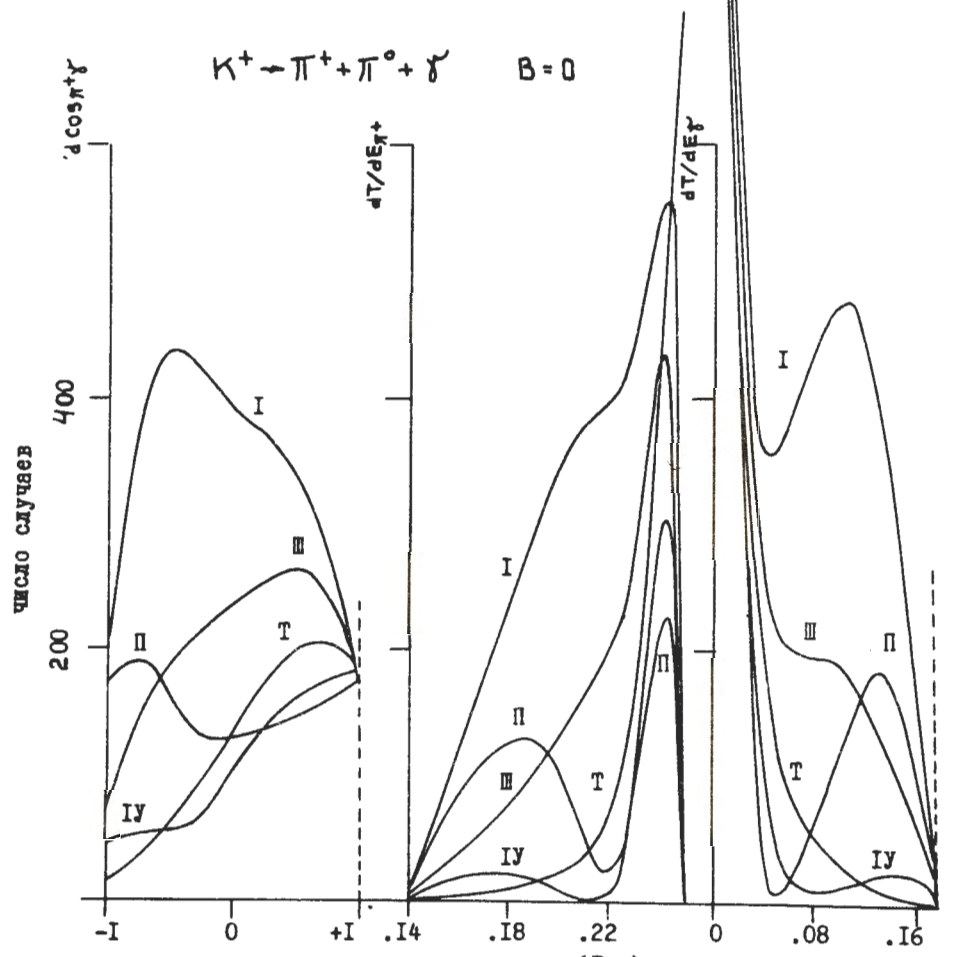
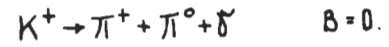
Л и т е р а т у р а

1. S.Dv.Perper, Y. Ueda, Nuovo Cim., 33, 6 (1964).
2. I.Bernstein, G.Feinberg, T. D.Lee. Phys. Rev. 1639. B(1050) (1965).
3. S.W.Mac. Dowell. Phys. Lett., 17, 1116 (1966).
4. D.Clina, W.E.Fry. Phys. Rev., Lett., 13, 101 (1964).
5. В.С.Курбатов, Э.И.Мальцев, А.И.Маслаков, И.В.Чувило, А.И.Шкловская. ЯФ, 1, 277 (1985).
6. I.D.Good. Phys. Rev., 113, 352 (1959).
7. C.Castaynoli, M.Mucherik. Phys. Rev., 113, 1779 (1958).
8. S.B.Treiman, H.W.Wyld. Phys. Rev., 101, 1552 (1956).
9. V.G.Vals, B.L.Joffe. Nuovo Cim., 10, 342 (1958).

10. S.Bludman, T.Young. Phys.Rev., 118, 602 (1960).
11. D.Neville. Phys. Rev., 124, 2037 (1960).
12. L.Auerbach. Phys.Rev., 155, 1505 (1967).

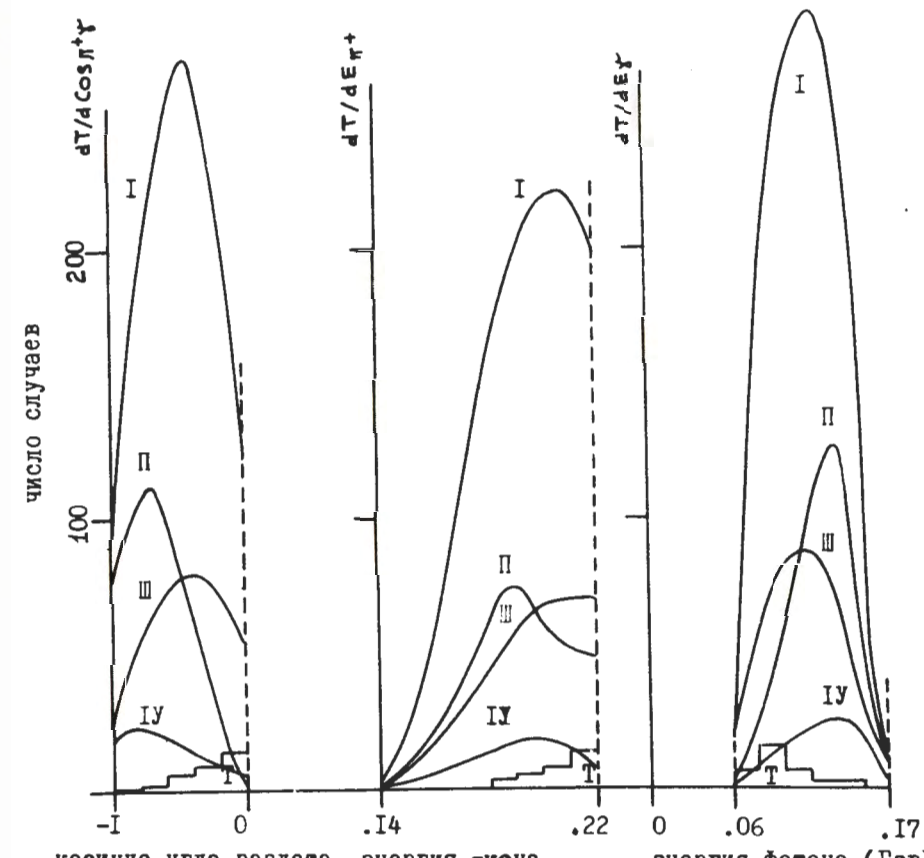
Рукопись поступила в издательский отдел

20 ноября 1987 года.



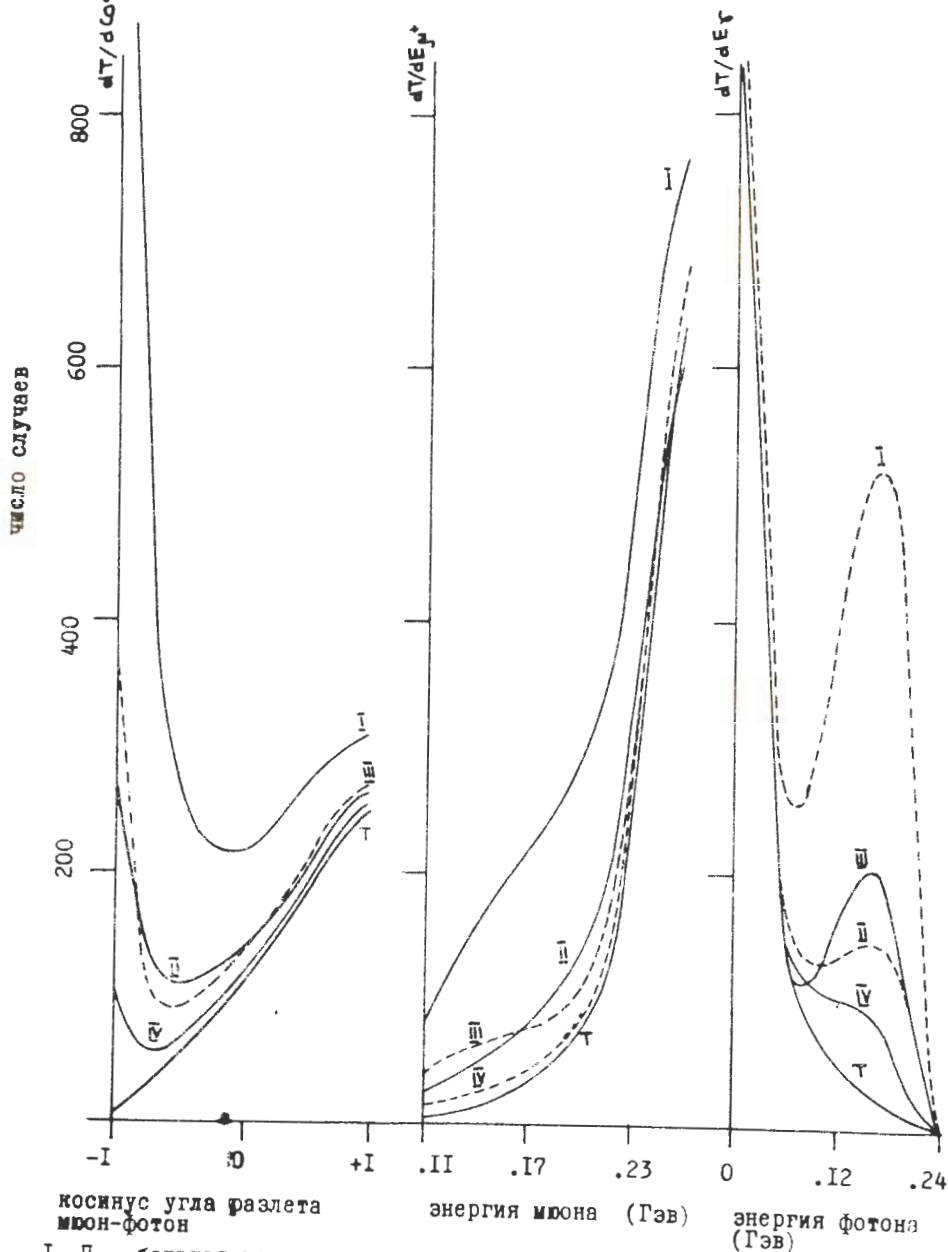
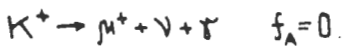
число случаев
 $\cos \theta$
 dN/dE_{π^+}
 dN/dE_{γ}
 косинус угла разлета пион-фотон
 энергия пиона (Гэв)
 энергия фотона (Гэв)
 I, II - большая конструктивная и деструктивная интерференция для отношения прямой и тормозной амплитуд $\gamma = 1$; III и IV то же для $\gamma = 1/2$. T - тормозное излучение.

Рис. 2.



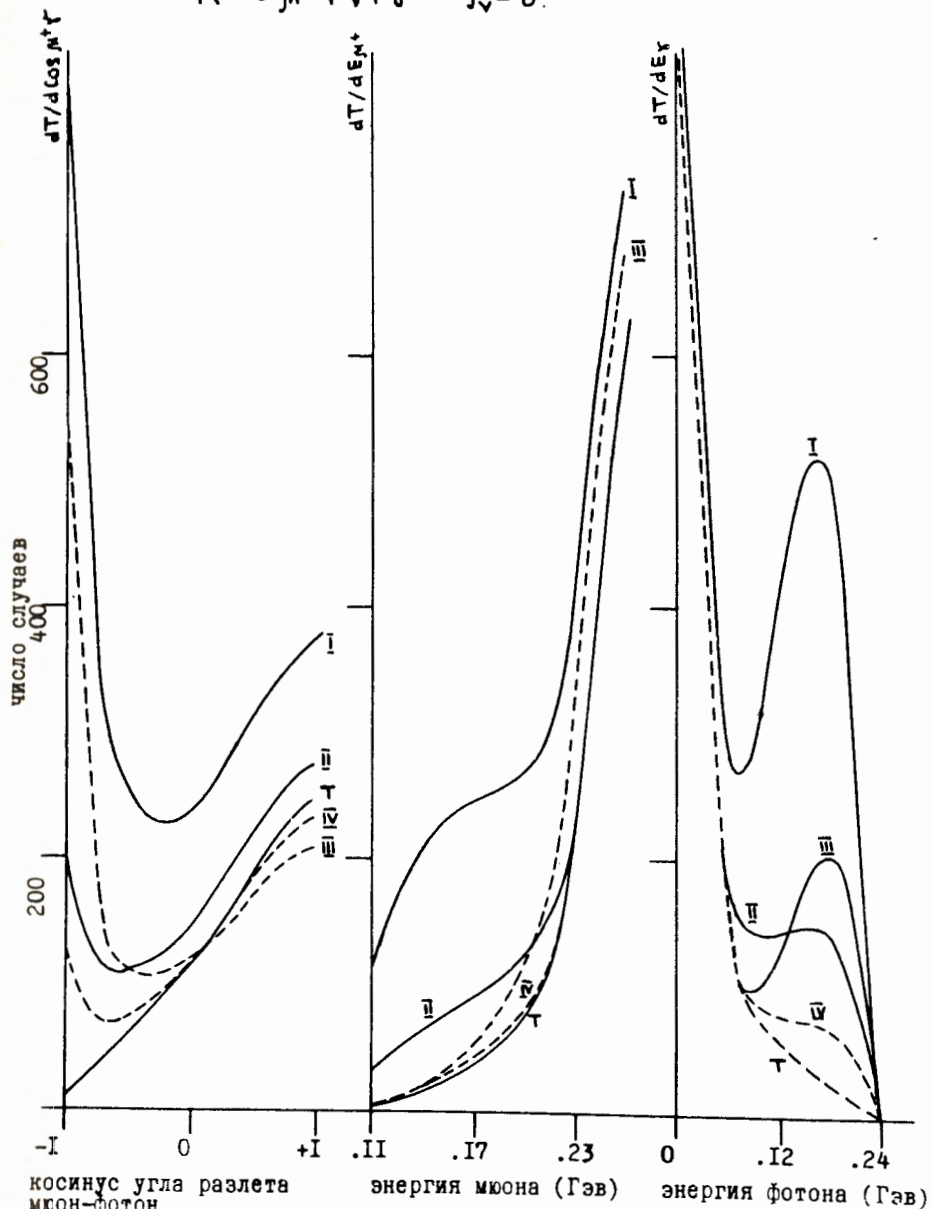
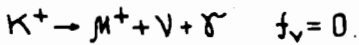
число случаев
 dN/dE_{π^+}
 dN/dE_{γ}
 косинус угла разлета пион-фотон
 энергия пиона (Гэв)
 энергия фотона (Гэв)
 Моделирование в выделенных областях.
 I, II - большая конструктивная и деструктивная интерференция для отношения прямой и тормозной амплитуд $\gamma = 1$; III и IV то же для $\gamma = 1/2$. T - тормозное излучение.

Рис. 3.



I, II - большая конструктивная и деструктивная интерференция для отношения прямой и тормозной амплитуд $\eta = 1$; III и IV то же для $\eta = 1/2$. T - тормозное излучение.

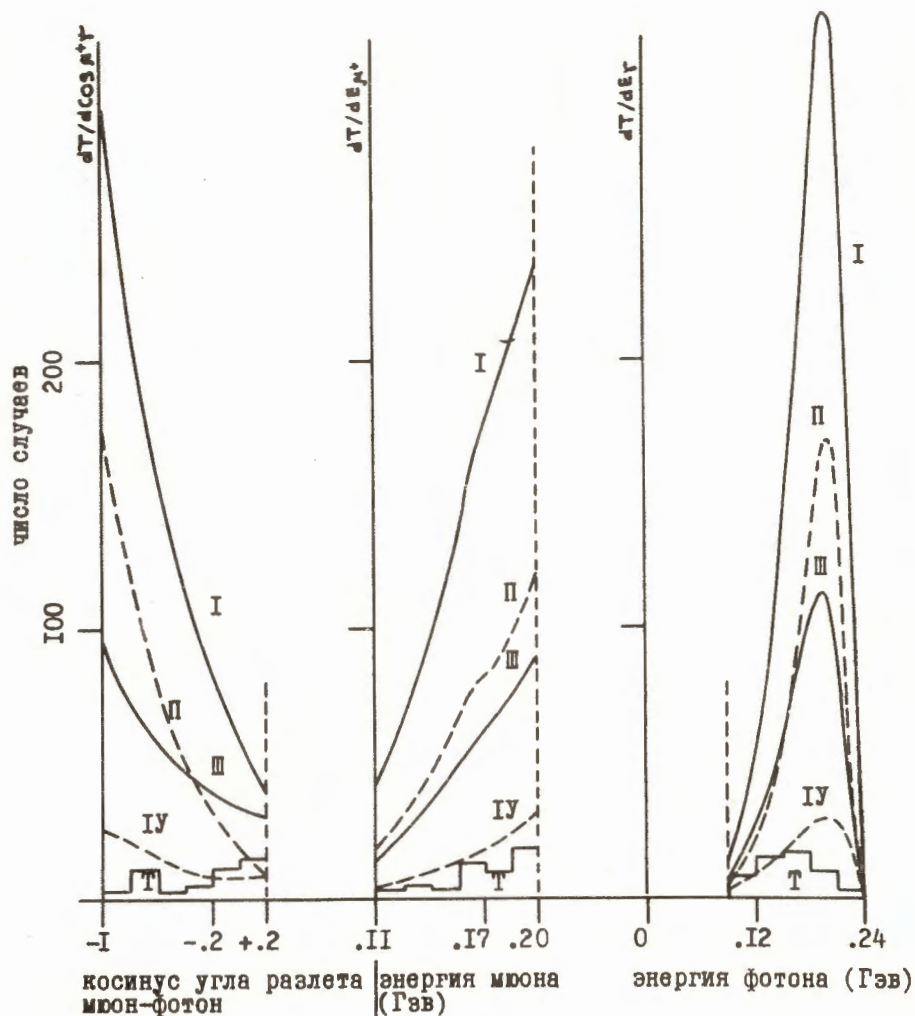
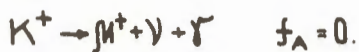
Рис. 4.



косинус угла разлета мюон-фотон энергия мюона (Гэв) энергия фотона (Гэв)

I, II - большая конструктивная и деструктивная интерференция для отношения прямой и тормозной амплитуд $\gamma = 1$; III и IV то же для $\gamma = 1/2$. T - тормозное излучение.

Рис.4а.



Моделирование в выделенных областях.

I, II - большая конструктивная и деструктивная интерференция для отношения прямой и тормозной амплитуд $\zeta = 1$; III и IV то же для $\zeta = 1/2$. T - тормозное излучение.

Рис. 5.