СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

1 - 4476

М.С.Хвастунов

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ РАСПАДА $X^{\circ} \to \eta + \gamma$

$\hookrightarrow \gamma + \gamma$

1969

1 - 4476

М.С.Хвастунов

ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ РАСПАДА $X^{\circ} \to \eta + \gamma$
$$\hookrightarrow \gamma + \gamma$$

В данной работе обсуждаются некоторые особенности кинематики распадов $X^0 \to \eta\,(\to \gamma+\gamma) + \gamma$, $X^0 \to \pi^0\,(\to \gamma+\gamma) + \gamma$ и $X^0 \to \pi^0\,(\to \gamma+\gamma) + \pi^0\,(\to \gamma+\gamma)$.

При распадах $X^0 \to \pi^0 + \gamma$ и $X^0 \to \pi^0 + \pi^0$ резонансов X с большой массой ($m_{X^0} \gg m_{\pi^0}$) пары фотонов с наименьшими углами разлета с большой вероятностью являются распадными парами от π^0 -мезонов. При этом углы разлета $\theta_{\pi^0\gamma} = (\vec{P}_{\pi^0} \hat{,} \vec{P}_{\gamma})$ и $\theta_{\pi_1^0\pi_2^0} = (\vec{P}_{\pi_1^0} \hat{,} \vec{P}_{\pi_2^0})$ в подавляющем большинстве случаев не меньше минимальных углов разлета $\theta^{(min)}_{\pi^0\gamma}$ и $\theta^{(min)}_{\pi_1^0\pi_2^0}$. Благодаря этому, обеспечивается успех методов, использующих только угловые измерения распадных фотонов.

Существенно иную ситуацию имеем при распадах $X \to \eta\,(\to \gamma + \gamma) + \gamma$.
Минимальный угол разлета $\theta^{(min)}_{\eta\gamma} = (\vec{p}_{\eta} \hat{,} \vec{p}_{\gamma}) = 0^0$ (по крайней мере для $m_{X^0} \lesssim 2m_{\eta}$), и по углам разлета фотонов невозможно выделить распадную пару от η -мезона. В этом случае для надежной идентификации моды распада необходимы измерения энергий и углов вылета распадных фотонов. Комбинируя попарно все фотоны, можно вычислить три значения эффективной массы. Однако такая процедура нежелательна, так как она приводит к увеличению статистического фона.

Если использовать известную функцию угловой корреляции фотонов при распаде $X' \to \gamma + \gamma$ бесспинового резонанса X' /1/

$$w(\theta,\beta)=\frac{1-\beta^2}{2\beta}\;\frac{\cos(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)}\cdot\frac{1}{\sqrt{\beta^2-\cos^2(\theta/2)}},\;(\beta\geq\cos\theta/2),\qquad(1)$$

то в большинстве случаев распада $X^0 \to \underbrace{X'}_{\to\gamma+\gamma}+\gamma$ или $X^0 \to \underbrace{X'}_{\to\gamma\gamma}+\underbrace{X'}_{\to\gamma\gamma}$ можно однозначно выделить распадную пару фотонов от X' -мезона. В выражении (1) β -скорость резонанса X', а θ -угол разлета распадных фотонов от X'. Путем замены угла θ параметром $\xi=\sin(\theta/2)/\sin(\theta_m/2)$ можно функцию $w(\theta,\beta)$ преобразовать к виду /2/ x)

$$w(\xi,\gamma)=\frac{1}{\xi^2}\sqrt{\frac{1-\xi^2/\gamma^2}{\xi^2-1}},\qquad(1')$$

где $\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$ и $\sin(\theta_m/2)=1/\gamma$. Вероятность того, что при распаде $X'\to\gamma+\gamma$

1) параметр ξ не превосходит некоторого значения ξ_1, вычисляется по формуле /2/

$$W(\xi_1,\gamma)=\int_1^{\xi_1} w(\xi,\gamma)d\xi\Big/\int_1^{\gamma} w(\xi,\gamma)d\xi=\sqrt{\frac{1-1/\xi_1^2}{1-1/\gamma^2}};\qquad(2)$$

2) параметр $k_1=E_{\gamma 1}/(E_{x'}/2)$ не меньше некоторого значения $k_1=1-\sqrt{1-1/\xi_1^2}$, а параметр $k_2=E_{\gamma 2}/(E_{x'}/2)$ не больше $2-k_1=1+\sqrt{1-1/\xi_1^2}$, вычисляется по формуле /2/

$$W_1(k_1,\gamma)=(1-k_1)/\sqrt{1-1/\gamma^2};\qquad(3)$$

3) параметр $a=\sin\theta_2/\sin\theta_1$ $(\theta_1=(\widehat{\vec p_{\gamma_1},\vec p_{x'}}),\theta_2=(\widehat{\vec p_{\gamma_2},\vec p_{x'}}))$ не меньше выбранного значения a_1, вычисляется по формуле /2/

$$W_2(a_1,\gamma)=\left(\frac{1-a_1}{1+a_1}\right)\Big/\sqrt{1-1/\gamma^2}.\qquad(4)$$

---

x) Функция $w(\xi,\gamma)$ отличается от функции $w(\theta,\beta)$ нормировочным множителем $\frac{1}{2}\cdot\frac{\gamma^2}{\sqrt{\gamma^2-1}}$.

Наиболее просто картина распада выглядит в системе покоя резонанса. Поэтому количественное рассмотрение будем проводить в основном в этой системе отсчета.

Распад $X^0 \to X' + \gamma$, $X' \to \gamma_1 + \gamma_2$ характеризуется тремя углами и тремя энергиями: $\theta_{\gamma_1\gamma_2} = (\hat{p_{\gamma_1}, p_{\gamma_2}})$, $\theta_{\gamma\gamma_1} = (\hat{p_\gamma, p_{\gamma_1}})$, $\theta_{\gamma\gamma_2} = (\hat{p_\gamma, p_{\gamma_2}})$, E_{γ_1}, E_{γ_2} и E_γ. Пользуясь функциями $W(\xi_i, \gamma)$, $W_1(k_i, \gamma)$ и $W_2(a_i, \gamma)$, можно вычислить вероятности W того, что при распаде величины $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$, $\theta_{\gamma\gamma_1}$, $\theta_{\gamma\gamma_2}$, E_{γ_1}, E_{γ_2} и E_γ находятся в определенных границах. На рис. 1 и 2 в качестве примера приведены распределения вероятностей W для этих величин при распадах $\omega \to \eta + \gamma$, $\eta \to \gamma_1 + \gamma_2$ и $\phi \to \eta + \gamma$, $\eta \to \gamma_1 + \gamma_2$.

Для сравнения на этих же рисунках приведены распределения вероятностей W для $\omega \to \pi^0 + \gamma$, $\pi^0 \to \gamma_1 + \gamma_2$ и $\phi \to \pi^0 + \gamma$, $\pi^0 \to \gamma_1 + \gamma_2$. Как видно из рисунков, всегда при распаде $\omega\ (\phi) \to \pi^0 + \gamma$, $\pi^0 \to \gamma_1 + \gamma_2$ присутствует фотон с энергией, большей максимальной энергии фотона при распаде $\omega\ (\phi) \to \eta + \gamma$, $\eta \to \gamma_1 + \gamma_2$.

Поэтому, если имеется смесь распадов: $(\omega\ (\phi) \to \pi^0\ \gamma) + (\omega\ (\phi) \to \eta + \gamma)$, $\eta \to \gamma\gamma$, то разделить эти моды распада не сложно. При распаде $\omega\ (\phi) \to \pi^0 + \gamma$, $\pi^0 \to \gamma_1 + \gamma_2$ всегда энергия E_γ "свободного" фотона больше энергий E_{γ_1} и E_{γ_2} распадных фотонов от π^0 -мезона. По этому признаку легко выделить распадную пару фотонов от π^0 -мезонов. В случае распада $X^0 \to \eta + \gamma$, $\eta \to \gamma_1 + \gamma_1$ выделение пары фотонов от η -мезона не всегда однозначно.

Рассмотрим сначала распад $\omega \to \eta + \gamma$, $\eta \to \gamma_1 + \gamma_2$. Как видно из рис.1, в большинстве случаев распада справедливы неравенства

$$
\begin{gathered}
\theta_{max} \geq \theta_{\gamma_1\gamma_2} > \theta_{\gamma\gamma_2} \geq \theta_{\gamma\gamma_1} \geq \theta_{min}\ , \\
E_{min} = E_\gamma < E_{\gamma_1} \leq E_{\gamma_2} \leq E_{max}\ , \\
\theta_{\gamma_1\gamma_2} - \theta_{\gamma\gamma_2} \geq \Delta\theta .
\end{gathered}
\tag{5}
$$

Из неравенств (5) видно, что пары фотонов с наибольшим углом разлета и наибольшими энергиями происходят от распада η^0 -мезона. При $\theta_{min} = 61^\circ$, $\theta_{max} = 151^\circ$, $E_{min} = 200$ Мэв, $E_{max} = 363$ Мэв и $\Delta\theta = 3{,}5^\circ$ неравенствам (5) удовлетворяет $\approx 70\%$ распадов $\omega^0 \to \eta^0 + \gamma$. Для оставшихся $\approx 30\%$ распадов можно написать неравенства

$$\theta_{max} < \theta_{\gamma_1\gamma_2} \cong \theta_{\gamma\gamma_2} \gg \theta_{\gamma\gamma_1} < \theta_{min} \quad ,$$

$$E_{min} \cong E_{\gamma} \cong E_{\gamma_1} \ll E_{\gamma_2} > E_{max} \quad . \tag{5'}$$

Для таких событий в качестве распадной пары фотонов от η^0 -мезона можно взять фотон с наибольшей энергией и один из фотонов с меньшей энергией. Каждое событие разбивается на две комбинации, которые берутся с весом 1/2. Эти комбинации мало отличаются друг от друга.

Подобная картина наблюдается и для распадов $\phi \to \eta + \gamma$, $\eta \to \gamma_1 + \gamma_2$

(см. рис. 2).

Всю совокупность распадов разобьем на три группы.

К первой группе отнесем распады, удовлетворяюшие условиям

$$\theta^{(1)}_{min} \le \theta_{\gamma_1\gamma_2} < \theta_{\gamma\gamma_1} \le \theta_{\gamma\gamma_2} \le \theta^{(1)}_{max} \; ,$$

$$E^{(1)}_{min} \le E_{\gamma_1} \le E_{\gamma_2} < E_{\gamma} = E^{(1)}_{max} \quad , \tag{6}$$

$$\theta_{\gamma\gamma_1} - \theta_{\gamma_1\gamma_2} \ge \Delta\theta .$$

В этой группе пары фотонов с наименьшим углом разлета и наименьшими энергиями - пары от распада η -мезона. При $\theta^{(1)}_{min} = 113^\circ$, $\theta^{(1)}_{max} = 130^\circ$, $E^{(1)}_{min} = 306$ Мэв, $E^{(1)}_{max} = 350$ Мэв и $\Delta\theta = 3{,}5^\circ$ в первую группу входит $\approx$ 12% событий.

Ко второй группе отнесем события, удовлетворяющие условиям:

$$\theta^{(2)}_{min} \le \theta_{\gamma_1\gamma_2} \cong \theta_{\gamma\gamma_1} < \theta_{\gamma\gamma_2} \le \theta^{(2)}_{max} \quad ,$$

$$E^{(2)}_{max} \gtrsim E_{\gamma} \cong E_{\gamma_2} > E_{\gamma_1} \ge E^{(2)}_{min} \quad , \tag{6'}$$

$$\theta^{(1)}_{min} \cong \theta_{\gamma_1\gamma_2} \cong \theta_{\gamma\gamma_1} < \theta_{\gamma\gamma_2} > \theta^{(1)}_{max} \ ,$$

$$E^{(1)}_{max} \cong E_{\gamma} \cong E_{\gamma_2} > E_{\gamma_1} < E^{(1)}_{min} \ .$$

При $\theta^{(2)}_{min} = 111^{\circ}$, $\theta^{(2)}_{max} = 135^{\circ}$, $E^{(2)}_{min} = 288$ Мэв и $E^{(2)}_{max} = 368$ Мэв во вторую группу входит $\approx$ 10% распадов. Для событий из этой группы в качестве распадной пары фотонов от η -мезона можно взять фотон с наименьшей энергией и один из фотонов с большей энергией; событие разбивается на две комбинации, каждая из которых берется с весом 1/2. Эти комбинации мало отличаются друг от друга.

В третью группу входят распады, удовлетворяющие условиям

$$\begin{aligned} &\theta^{(2)}_{max} < \theta_{\gamma\gamma_2} > \theta_{\gamma_1\gamma_2} > \theta_{\gamma\gamma_1} < \theta^{(2)}_{min} \ , \\ &E^{(2)}_{min} > E_{\gamma_1} < E_{\gamma} < E_{\gamma_2} > E^{(2)}_{max} \ , \\ &\theta_{\gamma_1\gamma_2} - \theta_{\gamma\gamma_1} \geq \Delta\theta \ . \end{aligned} \qquad (6'')$$

К этой группе при $\Delta\theta = 3{,}5^{\circ}$ относится $\approx$ 78% распадов. Для таких событий пара фотонов с энергиями наибольшей и наименьшей и углом разлета, средним из трех углов, является распадной парой от η -мезона.

Таким образом, при распаде $\omega\ (\phi) \to \underbrace{\eta}_{\to \gamma + \gamma} + \gamma$ в $\approx$ 70% ($\approx$ 88%) случаев можно однозначно указать распадную пару фотонов от η -мезона, и в $\approx$ 30% ($\approx$ 12%) случаев однозначно сделать этого нельзя. Доказательством того, что зарегистрированные в некотором эксперименте 3γ -события с эффективной массой, близкой к массе m_x резонанса X, являются распадами на $\pi^0(\eta)$ и γ этого резонанса, могут служить:

1) Распределение по энергии "свободного" фотона, не входящего в пару распадных фотонов от предполагаемого $\pi^0(\eta)$ -мезона. В случае двухчастичного распада $X \to \pi^0(\eta) + \gamma$ это распределение в системе центра масс 3γ -системы должно быть сконцентрировано около определенного значения энергии E_{γ}, равного

$$E_\gamma = \frac{1}{2m_x}\left(m_x^2 - m^2_{\pi^0(\eta)}\right), \tag{7}$$

с шириной, равной полуширине резонанса X .

2) Распределение пар распадных фотонов от предполагаемого $\pi^0(\eta)$-мезона на двухмерном графике

$$E_{\gamma_1}/E_{\gamma_2} = \left(1-\sqrt{1-1/\xi^2}\right)/\left(1+\sqrt{1-1/\xi^2}\right), \tag{8}$$

где $\xi = \sin(\theta_{\gamma_1\gamma_2}/2)/\sin(\theta_m/2)$, $\sin(\theta_m/2) = m_{\pi^0(\eta)}/E_{\pi^0(\eta)}$,

$$E_{\pi^0(\eta)} = \sqrt{p^2 + m^2_{\pi^0(\eta)}}, \quad p = E_\gamma .$$

При двухчастичном распаде $X \to \pi^0(\eta) + \gamma$ энергия $E_{\pi^0(\eta)}$ $\pi^0(\eta)$ -мезона в системе покоя резонанса фиксирована с точностью до полуширины резонанса X . Поэтому пары распадных фотонов от $\pi^0(\eta)$ - мезонов должны хорошо ложиться на график функции (8) для распада $\pi^0(\eta) \to \gamma_1 + \gamma_2$ с энергией $\pi^0(\eta)$-мезона $E_{\pi^0(\eta)}$. Если энергии E_{γ_1} , E_{γ_2} и угол разлета $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$ для какой-либо пары фотонов хорошо согласуются с равенством (8), то эффективная масса такой пары обязательно совпадает с массой $\pi^0(\eta)$-мезона. Обратное справедливо не всегда: не каждая пара фотонов с эффективной массой, близкой к массе $\pi^0(\eta)$ -мезона, хорошо ложится на график функции (8) для $\pi^0(\eta)$ -мезона.

3) Распределение пар распадных фотонов от предполагаемого $\pi^0(\eta)$-мезона по параметру $\xi = \sin(\theta_{\gamma_1\gamma_2}/2)/\sin(\theta_m/2)$. Для $\pi^0(\eta)$ - мезонов это распределение описывается функцией $w(\xi,\gamma)$ угловой корреляции распадных фотонов при $\gamma = E_{\pi^0(\eta)}/m_{\pi^0(\eta)}$.

4) В системе центра масс двухчастичной реакции, например

$$\pi^- + p \to X^0 + n , \tag{9}$$

импульс резонанса X фиксирован:

$$p_x = \frac{1}{2E_0}\{[E_0^2-(m_x+m_n)^2][E_0^2-(m_x+m_n)^2]\}^{1/2}, \qquad (10)$$

где E_0 – полная энергия в системе центра масс реакции (9). Дополнительным (к обсуждавшимся в предыдущих пунктах) фактом, указывающим на моду распада $X^0 \to \pi^0(\eta) + \gamma$, может служить распределение событий по двухмерному графику $E_1/E_2 = f(\theta_{\pi^0(\eta)\gamma})$, где E_1 и E_2 – меньшая и большая энергии из двух энергий $E_{\pi^0(\eta)}$ и E_γ в системе центра масс реакции (9) и $\theta_{\pi^0(\eta)\gamma} = (\hat{\vec{p}_{\pi^0(\eta)}, \vec{p}_\gamma})$ в этой же системе. Значения функции $f(\theta_{\pi^0(\eta)\gamma})$ можно вычислять численным способом. Случаи двухчастичного распада $X^0 \to \pi^0(\eta) + \gamma$ резонансов X, рождающихся в двухчастичной реакции (9), должны хорошо ложиться на график функции $E_1/E_2 = f(\theta_{\pi^0(\eta)\gamma})$ для энергии резонанса X, равной $E_x = \sqrt{p_x^2 + m_x^2}$, где p_x определяется выражением (10). Если для какого-либо 3γ -события энергии $E_{\pi^0(\eta)}$ и E_γ и угол $\theta_{\pi^0(\eta)\gamma}$ хорошо удовлетворяют уравнению $E_1/E_2 = f(\theta_{\pi^0(\eta)\gamma})$ для резонанса X, то эффективная масса $\pi^0(\eta)\gamma$ -системы обязательно совпадает с массой резонанса X. Обратное не всегда справедливо: не каждое событие с эффективной массой $\pi^0(\eta)\gamma$-системы, близкой к массе резонанса X, хорошо ложится на график функции $E/E = f(\theta_{\pi^0(\eta)\gamma})$.

Для распада $X^0 \to \underset{\hookrightarrow\gamma\gamma}{\pi^0} + \underset{\hookrightarrow\gamma\gamma}{\pi^0}$ можно провести рассуждения, аналогичные предыдущим. Этот распад будем описывать двумя углами и двумя энергиями: $\theta_{\gamma\gamma}^{(\pi)}$ –наибольшим углом между распадными фотонами от π^0 -мезона и $\theta_{\gamma\gamma}$ –наименьшим углом между фотонами от разных π^0 -мезонов, E_1 и E_2 – наименьшей и наибольшей энергиями распадных фотонов. В качестве примера на рис. 3 приведены вероятности того, что при распаде $f^0 \to \pi^0 + \pi^0$ угол $\theta_{\gamma\gamma}^{(\pi)}$ $(\theta_{\gamma\gamma})$ не больше (не меньше) некоторого значения и энергия $E_1(E_2)$ не меньше (не больше) некоторого выбранного значения. Вероятности вычислялись с использованием функций $W(\xi_i, \gamma)$, $W_1(k_i, \gamma)$ и $W_2(a_i, \gamma)$. Для большинства случаев можно записать неравенства

$$
\begin{aligned}
&\theta_{\gamma\gamma} - \theta^{(\pi)}_{\gamma\gamma} \geq \Delta\theta , \\
&E_1 \geq E_{min} , \\
&E_2 \leq E_{max} .
\end{aligned}
\tag{11}
$$

Для таких событий пара фотонов с наименьшим углом разлета происходит от одного π^0 -мезона, а оставшиеся два фотона - от другого π^0 -мезона. При $\Delta\theta = 5^\circ$, $E_1 = 30$ Мэв и $E_2 = 600$ Мэв в эту группу входит $\approx 85\%$ событий. Оставшиеся события можно разбить на комбинации - три комбинации для каждого события. Предпочтительней та комбинация, которая удовлетворяет условиям

$$
\begin{aligned}
&| E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} - m_{4\gamma/2} | \leq \Delta E_1 , \\
&| E_{\gamma_3} + E_{\gamma_4} - m_{4\gamma/2} | \leq \Delta E_2 , \\
&| E_{\gamma_1}/E_{\gamma_2} - (1-\sqrt{1-1/\xi_{12}^2})/(1+\sqrt{1-1/\xi_{12}^2}) | \leq \Delta_1 , \ (E_{\gamma_1} \leq E_{\gamma_2}), \\
&| E_{\gamma_3}/E_{\gamma_4} - (1-\sqrt{1-1/\xi_{34}^2})/(1+\sqrt{1-1/\xi_{34}^2}) | \leq \Delta_2 , \ (E_{\gamma_3} \leq E_{\gamma_4}),
\end{aligned}
\tag{12}
$$

где E_{γ_1} , E_{γ_2} и E_{γ_3} , E_{γ_4} - энергии распадных фотонов γ_1 , γ_2 и γ_3 , γ_4 от предполагаемых π^0 -мезонов, $m_{4\gamma}$ - эффективная масса 4γ -системы,

$$
\xi_{12} = \sin(\theta_{\gamma_1\gamma_2}/2) / \sin(\theta_m/2), \quad \xi_{34} = \sin(\theta_{\gamma_3\gamma_4}/2) / \sin(\theta_m/2) ,
$$

$$
\theta_{\gamma_1\gamma_2} = (\vec{p}_{\gamma_1} \widehat{,} \vec{p}_{\gamma_2}) , \quad \theta_{\gamma_3\gamma_4} = (\vec{p}_{\gamma_3} \widehat{,} \vec{p}_{\gamma_4}) \text{ и } \sin(\theta_m/2) = m_{\pi^0}/(m_{4\gamma}/2) .
$$

Величины ΔE_1 , ΔE_2 , Δ_1 и Δ_2 определяются ошибками измерения энергий и углов вылета фотонов.

Рассуждения о том, какие распределения могут быть привлечены для доказательства моды распада $X^0 \to \pi^0 + \pi^0$, аналогичны соответствующим рассуждениям относительно моды распада $X^0 \to \pi^0(\eta) + \gamma$.

Краткие выводы

Использование функции угловой корреляции фотонов от распада бесспинового резонанса $X' \to \gamma\gamma$ позволяет для большинства распадов резонансов $X \to X' + \gamma$ и $X \to X' + X'$ однозначно указать распадную пару фотонов от X'.

Автор выражает благодарность Г.И. Копылову за полезные обсуждения.

Литература

1. Г. Челлен. Физика элементарных частиц, "Наука", 1966.
2. М.С. Хвастунов. Сообщение ОИЯИ, 1-4475, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 мая 1969 года.

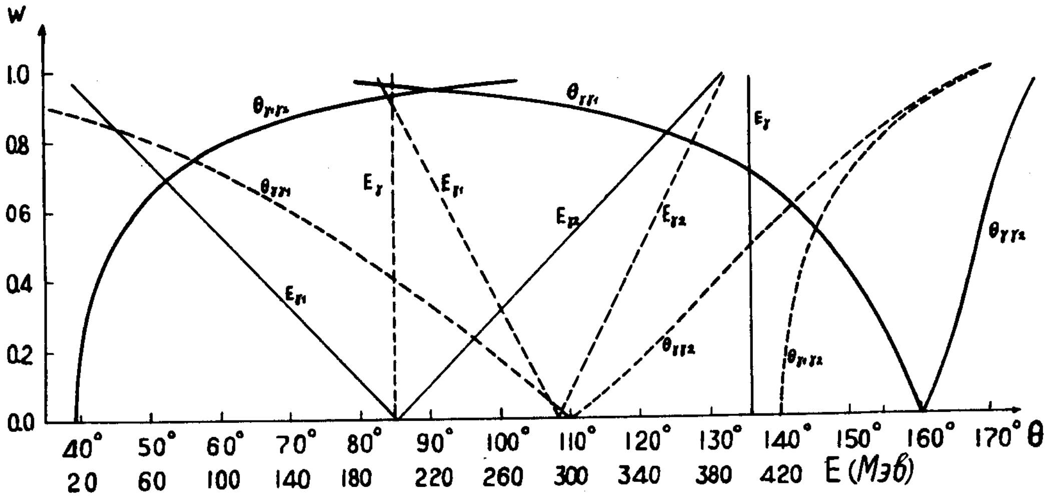

Рис.1. Распределение вероятностей для величин $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$, $\theta_{\gamma\gamma_1}$, $\theta_{\gamma\gamma_2}$, E_{γ_1}, E_{γ_2} и E_γ при распаде на $\pi^0 \to \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma$ (сплошные кривые) и $\eta \to \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma$ (пунктирные кривые) покоящегося ω -мезона.

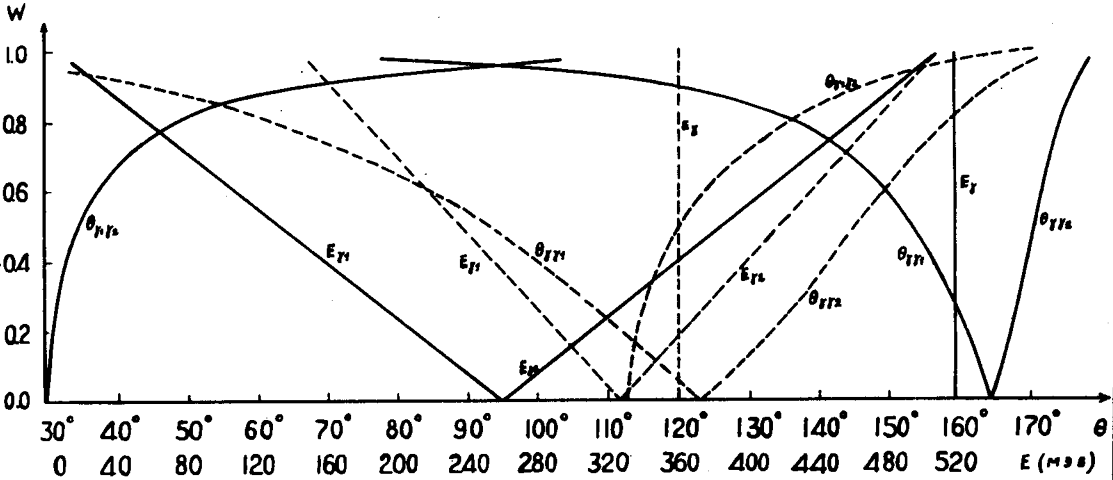

Рис.2. Распределение вероятностей для величин $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$, $\theta_{\gamma\gamma_1}$, $\theta_{\gamma\gamma_2}$, E_{γ_1}, E_{γ_2} и E_{γ} при распаде на $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma$ (сплошные кривые) и $\eta \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma$ (пунктирные кривые) покоящегося ϕ -мезона.

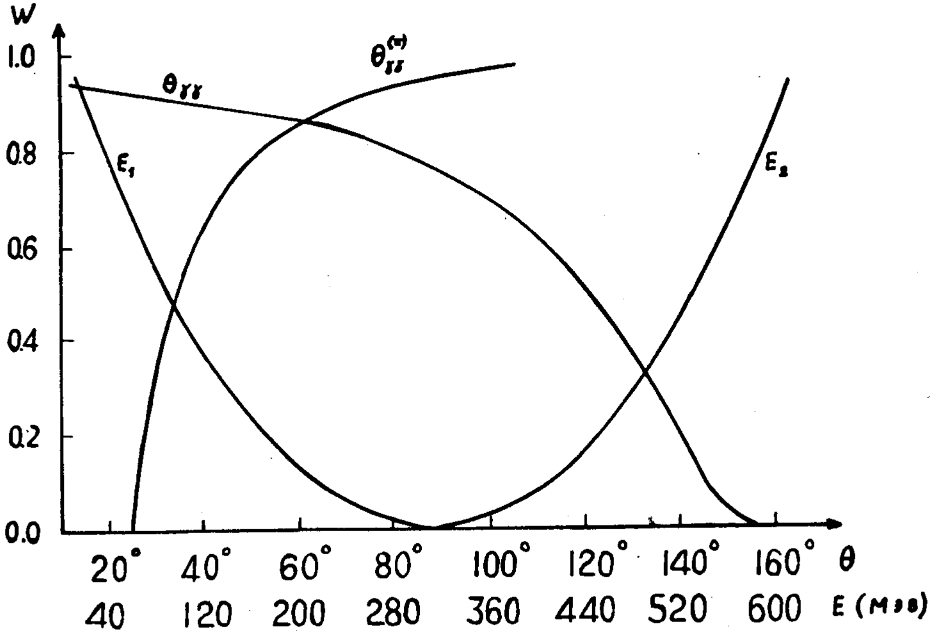

Рис.3. Распределение вероятностей для величин $\theta_{\gamma\gamma}^{(\pi)}$, $\theta_{\gamma\gamma}$, E_1 и E_2 при распаде на $2\pi^0$ покоящегося f^0 -мезона.