

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭДЕЙРА ДЛЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ $X^0(960)$ -МЕЗОНА НА ЯДРЕ ${}^4\text{He}$

А. Э. ГЕНИНА, А. Н. ЗАСЛАВСКИЙ

В работе детально анализируются распределения Эдейра для реакции $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow X^0 + {}^4\text{He}$. Распределения Эдейра для $J^P(X^0) = 2^-$ для всех мод распада отличаются от изотропных, что позволяет использовать их для определения спина $X^0(960)$ -мезона.

1. В настоящее время спин $X^0(960)$ -мезона нельзя считать твердо установленным [1—3]. Известно, что анализ только механизмов распада X^0 -мезона $X^0 \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$, $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$ не позволяет исключить $J^P(X^0) = 2^-$ при любом практически достижимом статистическом уровне [3]. В этой связи становится важным совместное изучение механизмов рождения и распадов $X^0(960)$ -мезона в сильных и электромагнитных взаимодействиях [3, 4]. В последнее время предприняты значительные экспериментальные усилия, чтобы решить вопрос о спине $X^0(960)$ -мезона. В недавних экспериментах в Брукхейвене [6, 7, 11], где изучались возможные спиновые эффекты в реакции $K^-p \rightarrow \Lambda X^0$, просуммированные по всем значениям переданного импульса (так как статистика не позволяла построить распределения Эдейра), существенные отклонения от изотропии не были замечены. Однако после сделанного в [13] замечания о необходимости более жесткого отбора событий под малыми углами рождения, чтобы эффекты спина не могли быть затухены, материал работы [11] был заново обработан. Результаты обработки опубликованы в работах [5, 12]. Обнаружено отклонение от изотропии в распределениях Эдейра для реакций $K^-p \rightarrow \Lambda X^0$, что является аргументом в пользу $J^P(X^0) = 2^-$. Подчеркнем, что обнаружение статистически обоснованной анизотропии в распределениях Эдейра является строгим доказательством гипотезы 2^- , основанном только на сохранении момента количества движения.

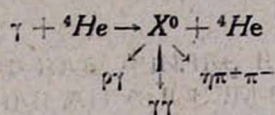
В связи с этим особенно важно экспериментальное изучение эффектов спина $X^0(960)$ -мезона в других реакциях, где альтернативные гипотезы 0^- и 2^- могут быть ясно различимы.

Как показано в работе [8], в реакции



существует простой эффект, связанный со спином $X^0(960)$ -мезона. Дифференциальное сечение $\frac{d^2}{d\Omega F^2(t)}$ для $J^P(X^0) = 0^-$ в области малых углов пропорционально $\sin^2\theta$, а для $J^P(X^0) = 2^-$ слабо зависит от угла рождения ($F(t)$ — формфактор ядра, θ — угол рождения X^0 -мезона в с.ц.м.).

В настоящей работе детально анализируются распределения Эдейра для реакции



с целью поиска других эффектов спина X^0 -мезона. Известным недостатком, связанным с определением спина частицы по распределению Эддера, является существенное уменьшение статистики, так как события необходимо отбирать вблизи угла 0° (например, такой отбор событий уменьшает общую статистику примерно в 10 раз в реакции $K^- p \rightarrow \Lambda X^0$ [5]).

Определение спина $X^0(960)$ по распределению Эддера для реакции $\gamma + \text{He} \rightarrow X^0 + \text{He}$ свободно от этого недостатка. Из-за формфактора ядра $F(t)$, который быстро падает с ростом $|t|$, все события группируются в области малых углов, и определение спина $X^0(960)$ -мезона по распределению Эддера проводится без существенного уменьшения статистики. Таким образом, поведение дифференциального сечения реакции (1) и распределения Эддера могут быть одинаково чувствительны к спину $X^0(960)$ -мезона и являются эффектами одного порядка. Важно отметить, что так как амплитуда реакции $\gamma + \text{He} \rightarrow X^0 + \text{He}$ вперед только одна, распределения Эддера для этой реакции не зависят явно от элементов матрицы плотности и не содержат неизвестных параметров, связанных с механизмом рождения.

2. Амплитуда реакции $\gamma + \text{He} \rightarrow \text{He} + X^0(960)$ для $J^P(X^0) = 0^-$ в с.ц.м. имеет вид [8]

$$T_0 = f_0(E, \theta) \vec{\varepsilon}_n, \quad (2)$$

где $\vec{n}$ — нормаль к плоскости реакции, $\vec{\varepsilon}$ — вектор поляризации фотона. Для гипотезы $J^P(X^0) = 2^-$ в общем случае реакция (1) описывается пятью инвариантными амплитудами [8]. Нас в дальнейшем будет интересовать область малых углов рождения X^0 -мезона. В этом случае реакция (1) описывается одной амплитудой, которую запишем в следующем виде:

$$T_2 = f_2(E, \theta) \bar{X}_{ij} k_i [\vec{k} \times \vec{\varepsilon}]_j, \quad (3)$$

где $\vec{k}$ — импульс пучка, X_{ij} — спинная функция X^0 -мезона для $J^P(X^0) = 2^-$.

Рассмотрим теперь распределения Эддера в реакции $\gamma + \text{He} \rightarrow X^0 + \text{He}$ для всех известных распадов $X^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$, $X^0 \rightarrow \gamma \gamma$ и $X^0 \rightarrow \gamma \gamma$.

а. Распад $X^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$. Матричный элемент распада $X^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$ для $J^P(X^0) = 2^-$ запишем в следующем виде:

$$M(X^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-) = \left[q_i q_j + w d_i d_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} (\vec{q}^2 + w \vec{d}^2) \right] X_{ij}, \quad (4)$$

где $\vec{q}$ — импульс γ -мезона в системе покоя X^0 -мезона, $\vec{d}$ — импульс π^+ -мезона в системе покоя $\pi^+ \pi^-$ -пары; w — комплексный параметр.

Построим распределения Эддера для нормали к плоскости распа-

да $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$. Общее распределение для нормали к плоскости трехчастичного распада имеет вид [9]

$$W^n = \sum_{m, m'} \rho_{mm'} \sum_M D_{mM}^{j*}(\alpha, \beta, 0) D_{m'M}^j(\alpha, \beta, 0) |R_M|^2, \quad (5)$$

$$|R_M|^2 = 2\pi \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3} \int d\omega_1 d\omega_2 |F_M(\omega_1 \lambda_1, \omega_2 \lambda_2, \omega_3 \lambda_3)|^2,$$

где $\rho_{mm'}$ — элементы матрицы плотности, характеризующие процесс рождения, β — полярный угол между направлением (z) и нормалью к плоскости распада, α — азимутальный угол (ось z выбрана вдоль им-

пульса пучка, $\cos \beta = \frac{(\vec{k} \vec{n})}{|\vec{k}| |\vec{n}|}$; $F_M(\omega_1 \lambda_1, \omega_2 \lambda_2, \omega_3 \lambda_3)$ — амплитуды трехча-

стичного распада, характеризующие проекцией M вектора спина на нормаль к плоскости реакции. Они связаны с матричным элементом (4), построенным обычным образом из импульсов распадных частиц. Эта связь получена в работе [10] и в нашем случае имеет следующий вид:

$$R_0^+ + R_2^+ = \frac{1}{2} \int (q^4 + |w|^2 d^4 + \text{Re } w q^2 d^2 Z_0) d\omega_1 d\omega_2, \quad (6)$$

$$R_0^+ - R_2^+ = -\frac{1}{4} \int [q^4 + |w|^2 d^4 + 2 \text{Re } w q^2 d^2 (1 + Z_0)] d\omega_1 d\omega_2,$$

где $Z_0 = 1 - 3 \cos \delta$, $\cos \delta = \frac{(\vec{q} \vec{d})}{|\vec{q}| |\vec{d}|}$.

Интегрирование ведется по диаграмме Далитца распада $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$.

При образовании X^0 -мезона вперед проекции $\pm 2, 0$ на направление $\vec{k}$ запрещены. Имеет место сильная выстроенность:

$$\rho_{22} = \rho_{-2-2} = 0, \quad \rho_{00} = 0. \quad (7)$$

В (5) дают вклад только элементы матрицы плотности ρ_{11} и ρ_{-1-1} , причем $\rho_{11} = \rho_{-1-1}$, так как

$$\rho_{-m-m'} = (-1)^{m-m'} \rho_{mm'}.$$

Это позволяет получить для распределения Эдейра между импульсом падающего пучка в реакции (1) и нормалью к плоскости распада $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ следующее выражение:

$$W^n(\beta) = R_2^+ \rho_{11} \sin^2 \beta \left[1 + \cos^2 \beta \left(1 + 6 \frac{R_0^+}{R_2^+} \right) \right], \quad (8)$$

где R_0^+ и R_2^+ определяются с помощью формул (6).

Распределение по азимутальному углу α изотропно. Вычисление

$\frac{R_0^+}{R_2^-}$ обсуждается в Приложении. Недавние данные [12] Брукхейвена дают для параметра w почти мнимое значение

$$w^{-1} = -0,02 \pm 0,05 + (0,35 \pm 0,02) i. \quad (4a)$$

Распределение (8), вычисленное с этим значением параметра w , имеет вид

$$W^n(\beta) \sim \sin^2 \beta (1 + 3 \cos^2 \beta). \quad (9)$$

На рис. 3 приведены распределение с нормалью при $w = -3i$ (4a) и распределения для вещественных значений параметра $w = 4$ и $w = -4$, которые также согласуются с диаграммой Далитца распада $X^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$.

Кроме распределения (8) можно получить еще два распределения Эйдера по углам между импульсом пучка фотонов и импульсом ($\vec{q}$) γ -мезона в системе покоя X^0 -мезона и относительным импульсом ($\vec{d}$) $\pi^+ \pi^-$ -мезонов (в с. ц. м.) распада $X^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$ соответственно:

$$W^q(\theta) = \frac{1}{2(a_1 + |w|^2 a_2)} \left[|w|^2 a_2 + \frac{15}{8} a_1 \sin^2 2\theta \right], \quad (10)$$

$$W^d(\gamma) = \frac{1}{2(a_1 + |w|^2 a_2)} \left[a_1 + \frac{15}{8} |w|^2 a_2 \sin^2 2\gamma \right], \quad (11)$$

где

$$\cos \theta = \frac{(\vec{k} \vec{q})}{|\vec{k}| |\vec{q}|}, \quad \cos \gamma = \frac{(\vec{k} \vec{d})}{|\vec{k}| |\vec{d}|}, \quad a_2 : a_1 = 6,6:1.$$

Если предположить, что $w = -3i$, то распределения Эйдера (10) и (11) принимают вид

$$W^q(\theta) \sim 1 + 1,38 \sin^2 2\theta, \quad (12)$$

$$W^d(\gamma) \sim 1 + 2,56 \sin^2 2\gamma. \quad (13)$$

Как видно, все распределения не зависят явно от элементов матрицы плотности. Графики распределений (8), (10), (11) при различных значениях распадного параметра w , взятого из имеющихся экспериментальных данных по распаду $X^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$ [12], приведены на рис. (1—3). Ясно, что распределения имеют характерную структуру и сильно отличаются от изотропных.

6. Распад $X^0 \rightarrow \rho \gamma$. Относительная вероятность распада $X^0 \rightarrow \rho \gamma$ велика — 30% [1] и анализ распределений Эйдера для этого случая также представляет интерес.

Матричный элемент распада $X^0 \rightarrow \rho \gamma$ для $J^P(X^0) = 2^-$ состоит из амплитуд $M1$ -, $E2$ - и $M3$ -переходов

$$M_2(X^0 \rightarrow \rho \gamma) = \{g_1 b_i [\vec{q} \vec{e}]_i + g_2 e_i [\vec{q} \vec{b}]_i + f q_i q_j (\vec{q} [\vec{e} \vec{b}])\} X_{i,j}, \quad (14)$$

где $\vec{b}$ — вектор поляризации ρ -мезона, $\vec{q}$ — импульс γ -кванта распада, $\vec{d}$ — относительный импульс π -мезонов от распада ρ -мезона.

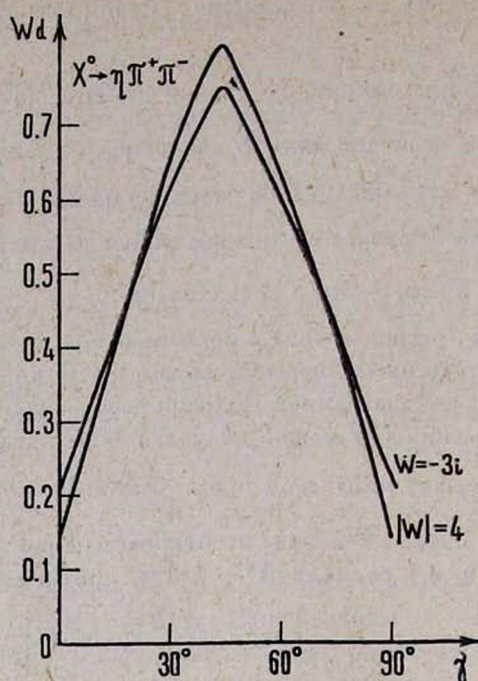


Рис. 1. Корреляция между импульсом пучка фотонов ($\vec{k}$) и относительным импульсом π -мезонов ($\vec{d}$) в распаде $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$. Жирная линия — распределение для $w = -3i$, тонкая линия — для $|w| = 4$.

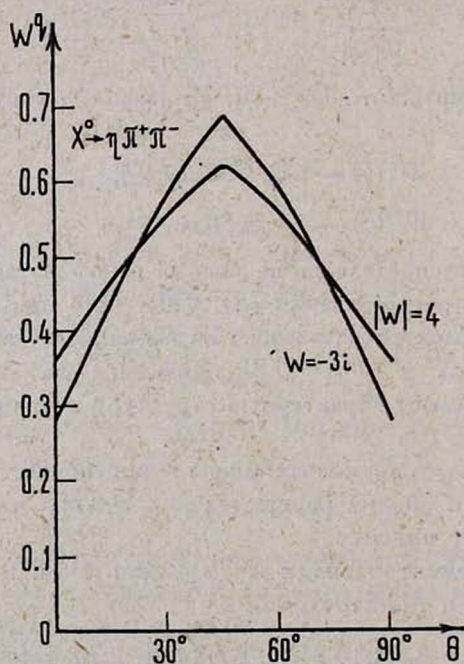


Рис. 2. Корреляция между импульсом пучка фотонов ($\vec{k}$) и импульсом η -мезона ($\vec{q}$) в распаде $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$. Жирная линия — распределение для $w = -3i$, тонкая линия — для $|w| = 4$.

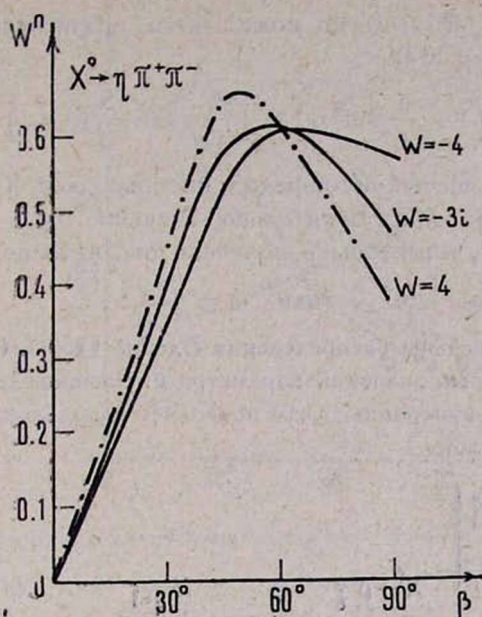


Рис. 3. Корреляция между импульсом пучка фотонов ($\vec{k}$) и нормалью ($\vec{n}$) к плоскости распада $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$. Жирная линия — распределение для $w = -3i$, тонкая линия — для $w = -4$, штрих-пунктирная линия — для $w = 4$.

При малом энерговыделении ($Q \sim 200 \text{ Мэв}$) амплитудой перехода $M3$ можно пренебречь ($f = 0$).

Распределения Эдейра W^q и W^d имеют вид

$$W^q(\theta') = \frac{3}{16 \left(1 + g + \frac{7}{10} g^2\right)} [3 - \cos^2 \theta' + 4g \sin^2 \theta' + 2g^2(1 + \cos^2 \theta' - 2 \cos^4 \theta')], \quad (15)$$

$$W^d(\gamma') = \frac{3}{8 \left(1 + g + \frac{7}{10} g^2\right)} \left[(1 + \cos^2 \gamma')(1 + g) + g^2 \left(1 - \frac{1}{5} \cos^2 \gamma'\right) \right]. \quad (16)$$

Распределения Эдейра (15) и (16) существенным образом зависят от параметра смешивания $g = \frac{g_2}{g_1}$ амплитуд $M1$ - и $E2$ -переходов в распаде $X^0 \rightarrow \rho \gamma$. Параметр g может быть определен из данных по распаду $X^0 \rightarrow \rho \gamma$. Для распределения по углу между импульсом γ -кванта и импульсом π^+ -мезонов в системе покоя ρ -мезона ($\cos \alpha \sim (\vec{q} \vec{d})$) эксперимент Брукхейвенской группы [11] дает

$$W(\alpha) = 0,1_{-0,1}^{+0,6} + \sin^2 \alpha. \quad (17)$$

Распределение $W(\alpha)$ легко может быть вычислено с помощью матричного элемента (14):

$$W(\alpha) = g_1^2 \left(1 + \frac{1}{6} \sin^2 \alpha \right) + \left(\frac{7}{6} g_2^2 + \frac{5}{3} g_1 g_2 \right) \sin^2 \alpha. \quad (18)$$

Легко видеть, что чистый M1-переход, который дает $W(\alpha) = 6 + \sin^2 \alpha$, маловероятен. Более предпочтительно значение $|g| \gg 1$ и $g = 1$. Для отношения $g = g_2/g_1$ может быть получено ограничение

$$g = 2,0_{-1,3}^{+ \infty} \quad \text{или} \quad g = -3,5_{- \infty}^{+1,4}. \quad (19)$$

На рис. 4, 5 приведены распределения Эдейра (15) и (16) для распада $X^0 \rightarrow \rho \gamma$ для некоторых значений параметра g . Распределения во всех случаях отличаются от изотропных, что позволяет использовать их для определения спина X^0 -мезона.

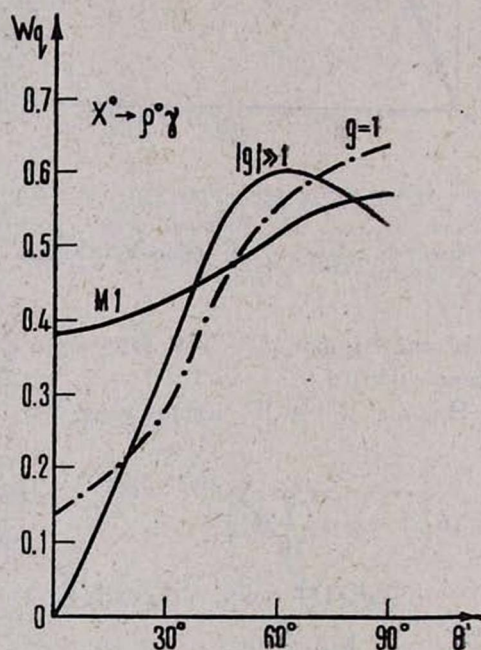


Рис. 4. Корреляция между импульсом пучка фотонов ($\vec{k}$) и импульсом ($\vec{q}$) γ -кванта в распаде $X^0 \rightarrow \rho \gamma$. Жирная линия — распределение для $|g| \gg 1$, тонкая линия — распределение для M1-перехода ($g=0$), штрих-пунктирная линия — для $g=1$.

в. Распад $X^0 \rightarrow \gamma \gamma$. Матричный элемент распада $X^0 \rightarrow 2 \gamma$ для $J^P(X^0) = 2^-$ содержит одну амплитуду ($\vec{q}$ — импульс γ -кванта в системе покоя X^0)

$$M_2^-(X^0 \rightarrow \gamma \gamma) \sim X_{ij} q_i q_j (\vec{q} [\vec{e}_1, \vec{e}_2]). \quad (20)$$

Поэтому распределение Эдейра $W^q(\bar{\theta}) (\cos \bar{\theta} \sim (\vec{k} \vec{q}))$ вычисляется однозначно и не зависит от произвольных параметров

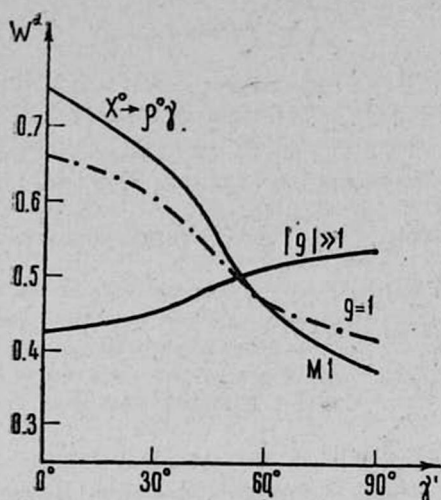


Рис. 5. Корреляция между импульсом пучка фотонов ($\vec{k}$) и относительным импульсом ($\vec{d}$) π -мезонов в распаде $X^0 \rightarrow \rho^0 \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Жирная линия — распределение для $|g| \gg 1$, тонкая линия — распределение для $M1$ -перехода ($g = 0$), штрих-пунктирная линия — для $g = 1$.

$$W'(\bar{b}) = \frac{15}{16} \sin^2 2\bar{b}. \quad (21)$$

Подчеркнем еще раз, что для $J^P(X^0) = 0^-$ все распределения W_0^n , W_0^q и W_0^d изотропны независимо от угла рождения X^0 -мезона:

$$W_0^n = W_0^q = W_0^d = \frac{1}{2}. \quad (22)$$

Проведенный в работе анализ распределений показывает, что экспериментальное исследование реакции $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow X^0 + {}^4\text{He}$ позволит однозначно установить спин-четность $X^0(960)$ -мезона.

Авторы благодарны Р. Ледницкому, С. Г. Матиняну, В. И. Огиевскому и особенно Т. Л. Асатиани за обсуждения и полезные замечания.

Приложение

Для вычисления распределения Эдейра с нормалью к плоскости распада $X^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$ важны следующие соотношения:

$$R_0^+ = \frac{1}{4} (\alpha_1 + |w|^2 \alpha_2 - 2 \operatorname{Re} w \alpha_3), \quad (\text{П1})$$

$$R_2^+ = \frac{1}{4} (3\alpha_1 + 3|w|^2 \alpha_2 + 2 \operatorname{Re} w \alpha_3), \quad (\text{П2})$$

где α_1 , α_2 , α_3 — интегралы по фазовому объему распада $X^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$

$$\alpha_i = \int q^4 d\omega_1 d\omega_2, \quad (\text{П3})$$

$$\alpha_2 = \int d^4\omega_1 d\omega_2, \quad (\Pi 4)$$

$$\alpha_3 = \int q^2 d^2\omega_1 d\omega_2. \quad (\Pi 5)$$

Для отношения получаем $\alpha_1 : \alpha_2 : \alpha_3 = 27,6 : 4,2 : 6,4$, что вместе с $w = -3i$ приводит к $\frac{R_0^+}{R_2^+} = \frac{1}{3}$, которое использовано при получении распределения (9).

Ереванский физический институт

Поступила 19.XII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 45, N 2 (1973).
2. А. Н. Заславский, В. И. Оишвещкий, В. Тыбор. Письма ЖЭТФ, 6, 604 (1967); ЯФ, 9, 852 (1969).
3. V. I. Ogievetsky, W. Tybor, A. N. Zaslavsky. Phys. Lett., 35B, 69 (1971).
4. J. Klosinski, J. Rembielinski, W. Tybor. Acta Phys. Pol., B1, 359 (1970).
5. G. Kalbfleisch et al. Phys. Rev. Lett., 31, 333 (1973).
6. S. M. Jacobs et al. Phys. Rev., D8, 18 (1973).
7. M. Aguilar-Benitez et al. Phys. Rev., D6, 29 (1972).
8. V. Khoze, A. N. Zaslavsky. Nucl. Phys., B38, 261 (1972).
9. S. M. Berman, M. Jacob. Phys. Rev., 139, 1023 (1965).
10. Л. Э. Генина, А. Н. Заславский, Р. Ледницки. Доклад на международном семинаре по физике высоких энергий, Румыния, 1973.
11. J. S. Danburg et al. Preprint BNL-16908 (1972).
12. J. S. Danburg et al. Preprint BNL-17997, N 6-261 (1973).
13. А. Булк, А. Н. Заславский, В. И. Оишвещкий. Препринт ОИЯИ, E2-6847 (1972); ЯФ, 18, 894 (1973).

ԷԿՅՅՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ${}^4\text{He}$ ՄԻՋՈՒԿԻ ՎՐԱ $X^0(960)$ -ՄԵԶՈՆԻ ՖՈՏՈՄԵՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Լ. Է. ԳԵՆԻՆԱ, Ա. Ն. ԶԱՍԼԱՎՍԿԻ

Աշխատանքում քննարկվում է էղեյրի բաշխումը $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow X^0 + {}^4\text{He}$ ռեակցիայի համար էղեյրի բաշխումը $\int^0(X^0) = 2^-$ բվանտային թվի համար տրոհման բոլոր եղանակների դեպքում տարբերվում է իզոտրոպ բաշխումից: Այդ մուլ է տալիս օգտագործել նշված բաշխումը $X^0(960)$ -մեզոնի սպինի որոշման համար:

ADAIR DISTRIBUTION FOR $X^0(960)$ -MESON PHOTOPRODUCTION ON ${}^4\text{He}$ NUCLEUS

L. E. GENINA, A. N. ZASLAVSKI

Correlations between decay modes and the production of the $X^0(960)$ -meson in the reaction $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow X^0 + {}^4\text{He}$ are considered. Adair distributions allow to distinguish between the hypotheses of $J^P(X^0) = 2^-$ and 0^- .