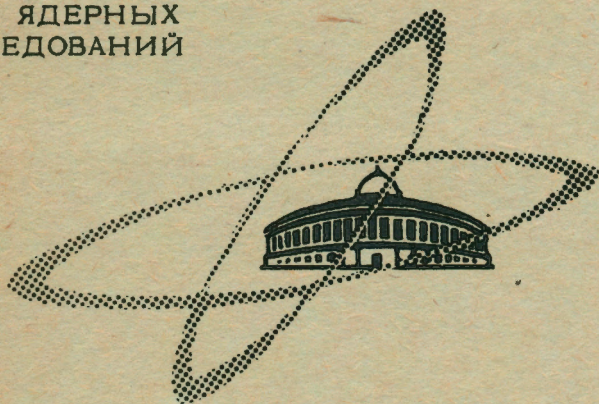


3845

ЭКЗ. ЧИТ. 3

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 3845

Л.И.Липидус, М.М.Мусаханов

ФОТОРОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ
ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ФОТОНАМИ И ЭФФЕКТ
ПРИМАКОВА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

P2 - 3845

Л.И.Липидус, М.М.Мусаханов

**ФОТОРОЖДЕНИЕ МЕЗОНОВ
ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ФОТОНАМИ И ЭФФЕКТ
ПРИМАКОВА**

Направлено в ЯФ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Abstract

It is shown that experiments on the Primakoff effect on a spinless nucleus with polarized photons, give better possibilities to select contributions of coherent and noncoherent processes with an excited nucleus which has a nonzero spin value in final states. This gives new possibilities to make improvements in measurement of the η -meson lifetime.

The expression for photoproduction cross section with polarized gamma-rays (2), with expansion coefficients (3), from [3] in a general case of arbitrary spin values J of nucleus levels contains $\langle T^{J0} \rangle_0$ -mean values of spin tensors T^{J0} in the same reaction with unpolarized gamma-rays. For coherent photoproduction of spinless mesons on spinless nucleus, that is for the reaction of the type $\gamma + 0^+ \rightarrow 0^+ + 0^-$ (0^\pm denotes spin and parity values for particles and the nucleus) $\langle T^{J0} \rangle_0 = 1$, $a^0(0) = 1$, and we have (4) for a cross section with polarized gamma-rays. Here $d\sigma_0$ is the cross section with unpolarized gamma-rays, P_γ is the degree of linear polarization of initial gamma-rays, ϕ is the angle between the reaction plane and the plane of the linear polarization.

The same results can be obtained by direct calculation, if one remembers that the transition matrix of photoproduction is reduced in this case to only one term $M(0^+ \rightarrow 0^+ 0^-) = A(\vec{e}[\vec{k}_\gamma, \vec{k}_\eta])$, where \vec{e} is the polarization vector, and $\vec{k}_\gamma, \vec{k}_\eta$ are unit vectors along the momentum of initial gamma-rays and the final η meson.

For the cross-section of photoproduction on the spinless nucleus with excitation of nucleus levels with $0^-, 1^+$ and 0^+ from (2) we have (5) - (7).

Недавно Бемпорад и др. [1] определили время жизни η -мезона по измерению когерентного фоторождения нейтральных η -мезонов в кулоновском поле ядра (эффект Примакова). В связи с большим интересом к полученному экспериментальному результату представляется целесообразным рассмотреть возможность исследования эффекта Примакова с поляризованными γ -квантами. Указанием на чувствительность величины эффекта к поляризации фотонов является факт сильной корреляции векторов электрического и магнитного полей \vec{E} и \vec{H} при 2γ -распаде η - и π^0 -мезонов, эффективный лагранжиан которого, как известно, имеет вид

$$L_{int} = g \phi(\vec{E} \vec{H}), \quad (1)$$

где ϕ - волновая функция псевдоскалярного мезона, а g - константа.

Связь между сечением фоторождения поляризованными ($d\sigma$) и неполяризованными ($d\sigma_0$) фотонами устанавливается общими соображениями, которые выполняются и при прямом расчете амплитуды эффекта Примакова. Все необходимые феноменологические формулы были получены Биленьким и Рындиным [2] при рассмотрении ими задачи об определении четности частиц в реакциях, вызываемых γ -квантами.

С помощью результатов [2] выражению для сечения реакции $\gamma + 0 \rightarrow 0 + s$ можно придать вид

$$d\sigma = d\sigma_0 (1 + IP_\gamma \cos 2\phi \cdot \sum_{J \text{ чет.}}^{2s} a^J(s) \langle T^{J0} \rangle_0). \quad (2)$$

Здесь P_γ - степень линейной поляризации квантов, ϕ - угол между плоскостью реакции и плоскостью линейной поляризации. Согласно /3/,

$$a^J(s) = (-1)^s 2^J (2J+1) \frac{(s + \frac{1}{2}J)!}{(s - \frac{1}{2}J)!} \left[\frac{(2s - J)!}{(2s + J + 1)! (2s + 1)} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$a < T^{J0} >_0$ - среднее значение T^{J0} в той же реакции с неполяризованным пучком, $I = -I_{in} / I_f$ - относительная четность частиц в начальном и конечном состояниях. Для реакции $\gamma + 0^+ \rightarrow 0^+ + 0^-$

$$I = 1, \quad < T^{00} >_0 = 1, \quad a^0(0) = +1.$$

Для реакции $\gamma + 0^+ \rightarrow 0^- + 0^-$ $I = -1$ (0^\pm означает спины и четности ядер и частиц).

Для измерения $< T^{J0} >_0$, вообще говоря, необходимо проводить дополнительные эксперименты. В случае когерентного фоторождения, когда внутреннее состояние ядер со спином и четностью 0^+ не меняется, набор величин $< T^{J0} >_0$ сводится к единице ^x). Тогда выражение для сечения фоторождения $\eta(\pi^0)$ мезонов сводится к

$$d\sigma = d\sigma_0 (1 + P_\gamma \cos 2\phi). \quad (4)$$

В процессе реакции ядро может, конечно, перейти и на возбужденные уровни (некогерентное фоторождение). Для таких переходов (4), вообще говоря, не имеет места. Рассмотрим, для примера, переходы ядер на уровни 1) 0^- , 2) 1^{+-} , 3) 0^+ .

^x) Этот результат можно получить и без обращения к общим формулам. Достаточно заметить, что амплитуда упругого фоторождения псевдоскалярного мезона на бесспиновом ядре $M(0^+ \rightarrow 0^+) = A(\hat{e}[\hat{F}_\gamma, \hat{F}_\eta])$ содержит лишь одну скалярную амплитуду A .

Для этих случаев соответственно имеем:

$$(1) \quad d\sigma = d\sigma_0 (1 - P_\gamma \cos 2\phi) \quad (5)$$

$$(2) \quad d\sigma = d\sigma_0 \left[1 \pm P_\gamma \cos 2\phi \left(\frac{1}{3} - \frac{2\sqrt{10}}{3} < T^{20} >_0 \right) \right] \quad (6)$$

$$3) \quad d\sigma = d\sigma_0 (1 + P_\gamma \cos 2\phi). \quad (7)$$

Два знака в (6) соответствуют двум значениям четностей уровней со спином 1. Из (7) видно, что в экспериментах с поляризованными фотонами не имеется простой возможности отличить когерентное фоторождение.



от реакции вида



(A^* - возбужденное ядро) по зависимости сечения от поляризации фотонов. В этом случае необходимы, например, дополнительные измерения энергий частиц в конечном состоянии или предельных углов вылета мезона.

Однако существуют бесспиновые ядра, у которых все возбужденные уровни отличаются по спину и четности от основного. К таким ядрам относится ${}_{82}^{204}\text{Pb}_{122}$. Сечение фоторождения на таком ядре имеет вид

$$d\sigma = d\sigma_{\text{ког.}} + d\sigma_{\text{неког.}}$$

где сечение когерентного фоторождения

$$d\sigma_{\text{ког.}} = d\sigma(0^+ \rightarrow 0^+) = d\sigma_0(0^+ \rightarrow 0^+)(1 + P_\gamma \cos 2\phi),$$

а сечение некогерентного фоторождения

$$d\sigma_{\text{неког.}} = \sum_{s > 0} d\sigma(0^+ \rightarrow s^p).$$

В этом случае по зависимости $d\sigma$ от угла ϕ можно оценить сечение когерентного фоторождения. В идеальном случае, согласно (4),

$$\text{при } P_y \cos 2\phi = -1 \quad \sigma_{\text{ког}} = 0,$$

$$\text{при } P_y \cos 2\phi = 1 \quad \sigma_{\text{ког}} = 2\sigma_0$$

Ясно, что в амплитуду когерентного фоторождения как часть входит и амплитуда фоторождения в кулоновском поле ядра. Вклад этой диаграммы, величина которой связана с временем жизни мезона, определяется по характерной угловой зависимости $/1/$.

Таким образом, проведение экспериментов по исследованию эффекта Примакова с поляризованными фотонами, по-видимому, позволяет увеличить точность определения времени жизни η -мезона.

Авторы благодарны Бемпораду, Брацини, Любелсмейю и С.М.Биленькому за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. S.Bemporad et al. *Phys. Lett.*, 25B, 380, 1967.
2. С.М.Биленький, Р.М.Рындин, *ЯФ*, 3, 332, 1966.
3. S.Bilenky, R.Ryndin, *Phys. Lett.*, 13, 159, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1968 года.