

с 3416
3-362
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2 - 5715

А.Н. Заславский

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОБЛЕМЫ
КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ χ^0 (960)
И E (1420)- МЕЗОНОВ

Специальность 041 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

В.И.Огиевецкий

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Р.М.Рындин

доктор физико-математических наук

А.Т.Филиппов

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт математики СО АН СССР

Автореферат разослан " "

1971 года

Защита диссертации состоится " "

1971 года

на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке.

Ученый секретарь Совета

С.В.МУХИН

2 - 5715

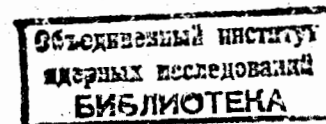
А.Н.Заславский

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОБЛЕМЫ
КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ χ^0 (960)
И E (1420)- МЕЗОНОВ

Специальность 041 - теоретическая
и математическая физика

4653 бр.

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук



$\chi^0(960)$ -мезон был экспериментально обнаружен и исследован двумя группами авторов в 1964 году на небольшой статистике в реакции $K\bar{p} \rightarrow \Lambda \chi^0$. Были изучены распады $\chi^0(960) \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$ /1/, $\chi^0(960) \rightarrow \rho^0 \pi^0$ /2/ и быстро установилось общее мнение, поддержанное таблицами элементарных частиц, что $\chi^0(960)$ -мезон имеет квантовые числа $J^PC = 0^{+}0^{-}$.

К этому времени определилась нетривиальная структура в классификации мезонов, связанная с успехами $SU(3)$ - симметрии и модели кварков. Массовая формула Швингера хорошо описывала ω - ϕ смешивание и из нее также следовало, в применении к псевдоскалярным мезонам, необходимость существования тяжелого девятого мезона в нонете (π, K, η, η'). Таким образом, девятый псевдоскалярный мезон ожидался, и $\chi^0(960)$ -мезон, экспериментально обнаруженный в это время, для которого простейшей возможностью было $J^P = 0^{-}$, казалось, естественным образом заполнил пустующее место в нонете псевдоскалярных мезонов. Других кандидатов в девятые псевдоскалярные мезоны тогда не было. (Квантовые числа $E(1420)$ были плохо установлены, но возможность $J^P(E) = 1^{+}$ считалась более предпочтительной и указывалась в таблицах. Впервые вывод о том, что девятый псевдоскалярный мезон должен иметь массу $\sim 1,4$ Гэв, и $E(1420)$ -мезон, а не $\chi^0(960)$ -мезон является кандидатом на место девятого псевдоскалярного мезона, был сделан нами на основе изучения массовых формул в нарушенной $SU_{w}(6)$ -симметрии /5/.

Байлон и др. /4/ исследовали рождение E -мезона в протон-антипротонной аннигиляции из покоя ($p\bar{p} \rightarrow E \pi \pi$) на хорошем статистическом уровне и показали, что спин-четность 0^{-} для

$\chi(1420)$ -мезона предпочтительна. Таким образом возможных псевдоскалярных мезонов оказалось десять. В этой связи у нас появился интерес к достоверности определения спин-четности $\chi^0(960)$ -мезона и были проанализированы экспериментальные данные по χ^0 -мезону. Оказалось, что анализ экспериментальных данных по распадам χ^0 -мезона был проведен в ранних работах недостаточно тщательно и детально. Выяснилось, что вопреки общему мнению спин-четность $\chi^0(960)$ -мезона не является твердо установленной, и спин-четность 2^- представляется даже более вероятной, чем 0^- .

Нормальная серия ($\mathcal{J}^P = 0^+, 1^-, 2^+ \dots$) с хорошей точностью исключается экспериментальными данными по распаду $\chi^0 \rightarrow \gamma 2\pi$ (возможность $\mathcal{J}^P(\chi^0) = 0^+$ запрещена самим существованием распада $\chi^0 \rightarrow \gamma 2\pi$). Анализ распада $\chi^0 \rightarrow \gamma 2\pi$ приводит к выводу, что среди оставшихся возможных гипотез $\mathcal{J}^P(\chi^0) = 0^-, 1^+, 2^-$, гипотеза $\mathcal{J}^P(\chi^0) = 1^+$ менее вероятна, но гипотезы 0^- и 2^- невозможно различить только по диаграмме Далитца для распада $\chi^0 \rightarrow \gamma 2\pi$. Твердое убеждение, что χ^0 -мезон псевдоскалярен, основывалось на результатах анализа распада $\chi^0 \rightarrow \rho^0 \gamma / 1, 2^+$. Нами, однако, отмечено, что при анализе в ранних экспериментальных работах не были учтены даже все простейшие матричные элементы для распада $\chi^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$ в случае $\mathcal{J}^P(\chi^0) = 2^-$. Если учесть только все простейшие матричные элементы для распада $\chi^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$, то гипотезы 0^- и 2^- становятся равновероятными и в этом случае $1/1$.

Обнаруженный независимо двумя группами распад $\chi^0(960) \rightarrow 2\gamma$ запрещает $\mathcal{J}^P(\chi^0) = 1^+$, но принципиально не позволяет различить гипотезы 0^- и 2^- , даже при измерении поляризации γ -кванта распада. Последнее утверждение является частным случаем теоремы Ландау-Янга о классификации спиновых состояний двух фотонов.

Мы хотим со всей ясностью подчеркнуть, что анализ только механизма распадов $\chi^0 \rightarrow \gamma 2\pi$ и $\chi^0 \rightarrow 2\gamma$ не позволяет различить гипотезы 0^- и 2^- для $\chi^0(960)$ -мезона при любом практически достижимом статистическом уровне. В первом случае это связано с отсутствием выраженных запретов на диаграмме Далитца и большим количеством свободных параметров в распаде $\chi^0 \rightarrow \gamma 2\pi$, во втором случае невозможность различить гипотезы 2^- и 0^- по распаду $\chi^0 \rightarrow 2\gamma$ следует из теоремы Ландау-Янга. Даже, измеряя поляризацию γ -квантов распада, невозможно отличить $\mathcal{J}^P(\chi^0) = 2^-$ и 0^- , так как матрицы плотности γ -квантов совпадают в этих случаях. Распад $\chi^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$, исследованный на очень высоком статистическом уровне, мог бы позволить установить спин χ^0 -мезона, если бы оказалось, что $\mathcal{J}^P(\chi^0) = 2^-$. Но, если $\chi^0(960)$ -мезон псевдоскалярен, то по распаду $\chi^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$ этого вообще нельзя установить с достоверностью, так как для гипотезы 2^- теоретически ожидаемое распределение по углу θ между относительным импульсом χ -мезонов и импульсом γ -кванта может быть любым, в том числе и таким ($\sim \sin^2 \theta$), которое требуется для гипотезы 0^- .

Таким образом, все известные распады χ^0 -мезона: $\chi^0 \rightarrow \gamma 2\pi$, $\chi^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$, $\chi^0 \rightarrow 2\gamma$ принципиально не позволяют по разным причинам отбросить гипотезу 2^- для χ^0 -мезона с той высокой степенью достоверности, которая необходима при решении фундаментального вопроса о квантовых числах частицы. Более того, из существующих экспериментальных данных следует, что гипотезы 2^- и 0^- для $\chi^0(960)$ -мезона равновероятны, гипотеза 2^- представляется даже несколько предпочтительней.

В этой связи становится важным совместное изучение механизмов рождения и распадов $\chi^0(960)$ -мезона в различных экспериментах

в сильных и электромагнитных взаимодействиях с целью установления спин-четности X^0 -мезона, предложенных и детально рассмотренных в главе III диссертации.

Диссертационная работа состоит из введения и четырех глав.

Первая глава посвящена критическому анализу имеющихся экспериментальных данных по рождению $X^0(960)$ -мезона в реакциях $K\bar{p} \rightarrow \Lambda X^0$ и $\pi\bar{p} \rightarrow n X^0$. Изучены диаграммы Далитца для распадов $X^0 \rightarrow \eta 2\pi$ и $X^0 \rightarrow \pi\pi\gamma$ и данные по распаду $X^0 \rightarrow \rho\gamma$. Основное внимание уделено вопросу о достоверности определения спин-четности X^0 -мезона, который обсуждается в § 3, где показано, что имеющиеся экспериментальные данные по распадам $X^0 \rightarrow \eta 2\pi$, $X^0 \rightarrow \rho\gamma$, $X^0 \rightarrow 2\gamma$ не позволяют различить гипотезы 2^- и 0^- для X^0 -мезона, гипотеза 2^- кажется даже несколько лучше. Экспериментальное угловое распределение по углу θ между относительным импульсом X^0 -мезонов распада и импульсом γ -кванта в системе покоя ρ -мезона приведено в^{13/}

$$W(\theta) = 0,5_{-0,5}^{+3,0} + \sin^2\theta.$$

Если $X^0(960)$ -мезон псевдоскаляр, то матричный элемент (М.Э.) распада $X^0 \rightarrow \rho\gamma$ имеет вид

$$M_{0-}(X^0 \rightarrow \rho\gamma) = g_1(q) \tilde{F}_{\mu\nu}(q) \rho_{\lambda\nu}(q), \quad (I)$$

где $\tilde{F}_{\mu\nu} = \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} f_{\lambda\rho}$, $\rho_{\lambda\nu} = \rho_\lambda \rho_\nu - \rho_\nu \rho_\lambda$, а распределение по углу $\theta \sim \sin^2\theta$. При большом импульсе фотона (~ 200 Мэв) релятивистская классификация по мультипольным переходам, взятая из ядерной физики, неприменима. Поэтому в качестве простейшего матричного элемента распада $X^0 \rightarrow \rho\gamma$ для гипотезы 2^- выберем М.Э., который в релятивистской записи является наиболее гладким и аналогичен М.Э.(I). Такой матричный элемент записывается в виде:

$$M_{2-}(X^0 \rightarrow \rho\gamma) = g_1 T_{\mu\nu}(q) \tilde{F}_{\mu\lambda}(q) \rho_{\lambda\nu}(q), \quad (2)$$

где $T_{\mu\nu}$ - поляризационный тензор для спина 2. М.Э. (2) дает следующее угловое распределение

$$W(\theta) \sim 6 + \sin^2\theta \left[\frac{m_\rho^2}{m_X^2} + 6 \frac{m_X^2}{m_\rho^2} \left(1 - \frac{m_\rho^2}{m_X^2} \right) \right] \sim 1,48 + \sin^2\theta, \quad (3)$$

что хорошо согласуется с экспериментом.

В пределе $\frac{m_\rho}{m_X} \rightarrow 1$, когда адекватна классификация по мультиполям, из (3) следует распределение $W(\theta) \sim 6 + \sin^2\theta$, т.е. соответствующее низшему допустимому переходу $M1$, на которое ссылались в ранних экспериментальных работах^{12/}.

В случае гипотезы 2^- условие самосогласованности Адлера предсказывает значение параметра смешивания двух простейших амплитуд в распаде $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$, совпадающее со значением, необходимым для наилучшего согласия гипотезы 2^- с экспериментом.

Отмечается, что другие квантовые числа $X^0(960)$: изоспин, С-четность, установлены достаточно надежно. Оценена ширина $\Gamma_{tot}(X^0)$ в случае гипотезы 2^- для X^0 -мезона. Так как распад $X^0 \rightarrow \eta 2\pi$ в этом случае подавлен из-за центробежного барьера, то $\Gamma_{tot}(X^0) \sim 5$ кэв очень мало и для гипотезы 2^- X^0 -мезон может оказаться, подобно η -мезону, почти стабильной частицей.

Основные результаты, использованные в этой главе, изложены в работах^{17,8,14/}.

Во II главе проанализированы имеющиеся экспериментальные данные по рождению $E(1420)$ -мезона в протон-антипротонной аннигиляции из покоя и при ненулевом импульсе пучка в реакциях

$\rho\bar{\rho} \rightarrow E\pi^0\pi$, $\rho\bar{\rho} \rightarrow E\pi$ и по рождении $E(I420)$ в мезон-барийонных столкновениях в реакции $\pi\bar{p} \rightarrow E\bar{n}$. Детально обсуждается определение квантовых чисел $E(I420)$ -мезона. Особое внимание уделено способам определения спин-четности $E(I420)$ -мезона. Данные по реакции $\pi\bar{p} \rightarrow E\bar{n}$ не позволяют различить гипотезы 1^+ и 0^- для E -мезона. Анализ механизма рождения и распадов $E(I420)$ в аннигиляции $\rho\bar{\rho}$ из покоя^{/4/} свидетельствует в пользу гипотезы 0^- для E -мезона. Последний результат представляется более убедительным, так как в реакции $\rho\bar{\rho}$ (из покоя) $\rightarrow E\pi\pi$ для отбора между гипотезами можно с успехом применять не только механизм распада E -мезона, но и механизм рождения, не уменьшая при этом статистику. В мезон-барийонных взаимодействиях все корреляции такого рода зависят от переданного импульса и отбор по малому переданному импульсу обедняет статистику.

В § 3 подчеркивается важность экспериментального обнаружения распада $E \rightarrow 2\gamma$, наличие которого однозначно свидетельствовало бы в пользу гипотезы 0^- для E -мезона и запретило бы другую возможную спин-четность 1^+ .

В предположении, что $E(I420)$ -мезон псевдоскаляр, в § 4 обсуждается $E \rightarrow \gamma$ смешивание и радиационные распады мезонов. Приведены оценки для вероятности распада $E \rightarrow 2\gamma$, $E \rightarrow \rho\gamma$, $E \rightarrow \omega\gamma$ и др.

Изложение в этой главе ведется по результатам работ^{/5,8-10/},

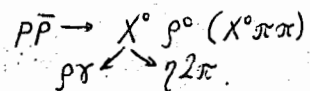
В III главе диссертации предлагаются эксперименты, позволяющие определить спин-четность $X^0(960)$ -мезона. Подробно изучены и являются важными для определения спина $X^0(960)$ -мезона следующие эффекты в рождении X^0 -мезона в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

1). Измерение на большой статистике корреляции между нормалью к плоскости распада $X^0 \rightarrow \gamma 2\pi$ и импульсом первичного пучка, или, что кажется более чувствительным, нормалью к плоскости рождения, в реакциях $K\bar{p} \rightarrow \Lambda X^0$ и $\pi\bar{p} \rightarrow n X^0$. Из имеющихся данных нельзя извлечь никакого вывода о поляризации X^0 -мезона из-за малой статистики. Неизотропное распределение будет свидетельствовать в пользу гипотезы 2^- для X^0 -мезона.

2). Может оказаться, что поляризация X^0 -мезона в реакциях $K\bar{p} \rightarrow \Lambda X^0$, $\pi\bar{p} \rightarrow n X^0$ незначительна. Поэтому целесообразно выделять те события, когда X^0 -мезон рождается вперед. В этом случае он будет рождаться выстроенным (запрещены проекции спина ± 2), и появляются угловые корреляции между направлением пучка и импульсами продуктов распада. В случае альтернативы 0^- соответствующие угловые распределения изотропны.

3). Измерение углового распределения распада $J^{\pm} \rightarrow \frac{1}{2}^+ 0^-$ барийонных резонансов со спином $J \geq \frac{3}{2}$, рождающихся в коллинеарном процессе $0^- \frac{1}{2}^+ \rightarrow X^0 J^{\pm}$, например, $\pi N \rightarrow N^* X^0$, $K\bar{p} \rightarrow \Lambda \chi$ и т.д. Отклонение углового распределения распада от распределения Эдейра несовместимо с псевдоскалярностью X^0 -мезона^{/13/}.

4) Поиск $X^0(960)$ в аннигиляции $\rho\bar{\rho}$ из покоя в реакции



Здесь существенно, что можно использовать не только механизм распада, но и механизм рождения для определения спина $X^0(960)$, как, например, это сделано в^{/4/} для реакции $\rho\bar{\rho} \rightarrow E\pi\pi$. Если спин $X^0 = 2^-$, то он может проявиться в рождении $X^0(960)$ в ре-

акции $p\bar{p} \rightarrow X^0 \rho^0$, и существенное отклонение распределения по углу (χ) между относительным импульсом X^0 и ρ^0 -мезонов и вектором спина ρ^0 -мезона от $\sin^2 \chi$, а всех остальных распределений от изотропных - есть проявление спина X^0 -мезона.

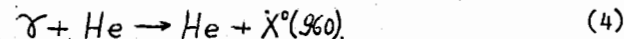
5) Измерение на большой статистике в распаде $X^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$ корреляции между относительным импульсом ρ^0 -мезонов и импульсом фотона в системе покоя ρ^0 -мезона. Отклонение корреляции от $\sin^2 \theta$ несовместимо с $\mathcal{P}^P(X^0) = 0^-$.

6) В электромагнитных взаимодействиях большой интерес представляет поиск X^0 -мезона в эффектах Примакова /7, 12/ и Ландау-Лифшица /6/. Эффект Примакова с X^0 -мезоном подробно обсуждается для обеих гипотез. Приведена формула для рождения частицы с $\mathcal{P}^P = 2^-$ в эффекте Примакова. Отмечено, что сечение рождения $X^0(960)$ -мезона в этой реакции может оказаться в случае $\mathcal{P}^P(X^0) = 2^-$ очень малым из-за предсказываемого малого значения времени жизни X^0 для этой гипотезы.

Поиск X^0 -мезона в эффекте Примакова является важной экспериментальной задачей /12/. Представляет большой интерес даже верхняя граница на абсолютное значение $\Gamma_{\gamma\gamma}(X^0)$.

В последнее время обсуждается (Буднев, Гинзбург и др.) /6/ возможность наблюдения X^0 -мезона в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X^0$, сечение для гипотезы 0^- оценено в /6/: $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- X^0) = 7 \cdot 10^{-32}$ см², $E_e = 2$ Гэв. Этот процесс может быть использован наряду с эффектом Примакова для определения времени жизни X^0 -мезона и представляет большой интерес.

7) Интересная возможность определить спин $X^0(960)$ есть в фоторождении X^0 -мезона на ядрах /15/ со спином 0:



Выбор ядра гелия диктуется его бесспиновостью и отсутствием близлежащих возбужденных состояний.

Если дифференциальное сечение процесса $\gamma + He \rightarrow He + X^0$ вблизи $\theta_p = 0^\circ (180^\circ)$ не зависит или слабо зависит от угла рождения и не обращается в нуль при $\theta_p \rightarrow 0^\circ \sim \sin^2 \theta_p$, то спин-четность X^0 -мезона равна 2^- . Зависимость сечения реакции

$\gamma + He \rightarrow He + X^0$ от поляризации фотона и пороговые эффекты также различны для $\mathcal{P}^P(X^0) = 2^-$ и 0^- .

8) Возможность определения спина X^0 -мезона есть в экспериментах на встречных пучках в реакциях $e^+e^- \rightarrow X^0 \gamma (X^0 \rho^0)$, которые планируются в настоящее время.

Анализ дифференциальных сечений этих реакций /15/ вблизи порога рождения X^0 -мезона позволяет различить гипотезы 0^- и 2^- для X^0 -мезона. Обсуждаются также и другие эксперименты.

Результаты, изложенные в этой главе, получены в работах /7, 9, 13-15/.

В четвертой главе обсуждается теоретико-групповой аспект проблемы на основе $SU(3)$, $SU(6)$ и $SU_w(6)$ -симметрии, алгебраической реализации $SU(3)$ -симметрии.

Отмечается, что в рамках $SU_w(6)$ -симметрии необходимость в девятом псевдоскалярном мезоне появляется естественным образом. При общих предположениях о виде нарушений $SU_w(6)$ -симметрии получена массовая формула /15/

$$m_{\pi}^2 + m_{\eta}^2 + m_{\chi}^2 = m_{\rho}^2 + m_{\phi}^2 + m_{\omega}^2, \quad (5)$$

(χ - девятый псевдоскалярный мезон),

из которой следует, что девятым псевдоскалярным мезоном должна быть частица с массой $\sim 1,4$ Гэв. Недавно аналогичный результат получен в работе /16/ в рамках алгебраической реализации $SU(3)$. В настоящее время представляется весьма вероятной следующая классификация для мезонов /3,16/ (π , K , η , E) - для нонета 0^- и (π_A (1640), K_A (1775), η_A (1830), χ^0) для нонета 2^- .

В заключение еще раз отмечается, что нет никаких экспериментальных оснований предпочесть для χ^0 -мезона гипотезу 0^- перед 2^- , последняя кажется даже лучше. Можно надеяться, что накопление экспериментальных данных позволит решить важные вопросы о спин-четности χ^0 (960) и E (1420)-мезонов в ближайшее время.

Результаты, лежащие в основе диссертации, опубликованы в работах /5,7-II,14,15/, докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики и Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, Ереванского физического института и были доложены на всесоюзных конференциях и международных школах и конференциях.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.W.London et al. Phys.Rev., 143, 1034 (1964).
2. G.R.Kalbfleish et al. Phys.Rev.Lett., 13, 349 (1964).
3. Particle Data Group, Rev.Mod.Phys., 41, 109 (1969); Phys.Lett., 33B, 1 (1970).
4. P.Baillon et al. Nuovo Cimento, 50A, 393 (1967).
5. А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор, Письма ЖЭТФ, 6, 604 (1967); Acta Phys.Polon., 33, 209 (1968).
6. В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. Препринт ТФ-55, Новосибирск, 1970
7. А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор, ЯФ, 9, 852 (1969); Препринт ОИЯИ, Е2-4054(1968)
8. А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор, Международная школа по физике высоких энергий, Попрадске Плесо, Чехословакия, 1967, Дубна, стр. 325-337.
9. А.Н.Заславский, В.Тыбор. Международный семинар, Варна, Болгария, 1968, P2-4050, стр. 510.
10. А.Н.Заславский, В.Тыбор, ЯФ, 12, 376 (1970); Acta Phys.Polon., 32, 777 (1969).
11. А.Н.Заславский, В.Тыбор. Acta Phys.Polon., 32, 373 (1969).
12. S.Vemprad et al. Phys.Lett., 29B, 383 (1969).
13. I.Rembielinski, W.Tybor. Acta Phys.Polon., 46 (1970).
14. А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор, Препринт ОИЯИ, Е2-5627(1971).
15. А.Н.Заславский, В.А.Хозе, Препринт ЕФИ (1971)
16. V.I.Ogievetsky. Phys.Lett., 33B, 227 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1971 года.