

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

1228 / 83

Д1-82-921

**НАБЛЮДЕНИЕ
УЗКОГО БАРИОННОГО РЕЗОНАНСА,
РОЖДЕННОГО
В НЕЙТРОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

Направлено в журнал
"Physics Letters B"

1982

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бирулев,
 Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, И.М.Иванченко, Н.Н.Карпенко,
 Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев, В.Р.Крастев, Н.А.Кузьмин, Б.А.Кулаков,
 М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов, А.Н.Максимов, А.Н.Морозов,
 Нгуен Монг Зао, А.Е.Сеннер, Л.В.Сильвестров, В.Е.Симонов,
 Л.А.Слепец, М.Смижанска, П.Т.Тодоров, Р.К.Траянов, А.С.Чвыров,
 В.Д.Чолаков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Х.Новак, А.В.Позе, Х.-Э.Рызык, К.Хиллер
 Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин-Цойтен

А.С.Белоусов, Я.А.Ваздик, Е.И.Малиновский, С.В.Русаков,
 Ю.В.Соловьев, А.М.Фоменко, П.Н.Шарейко, Л.Н.Штарков
 Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Э.Д.Молодцов
 Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Е.А.Чудаков
 Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Я.Гладки, С.Немечек, М.Новак, А.Прокеш
 Физический институт ЧСАН, Прага

В.Й.Заячки
 Высший химико-технологический институт, София

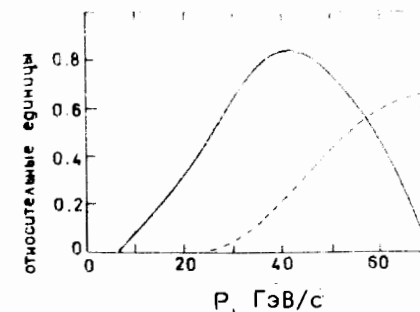
Д.Т.Бурилков, В.И.Генчев, И.М.Гешков, П.К.Марков
 Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Н.С.Амаглобели, В.П.Джорджадзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе,
 Г.И.Никобадзе, Р.Г.Шанидзе
 Научно-исследовательский институт физики высоких энергий ТГУ,
 Тбилиси

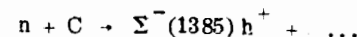
В данной работе приведены результаты наблюдения узкого резонанса с массой ~ 1960 МэВ/с². Он распадается на $\Sigma^-(1385)$ и K^+ . Необычные свойства резонанса позволяют предположить его пятикварковую природу. Указания на существование этого резонанса были получены в предшествующих экспериментах [1].

Наши исследования основаны на анализе данных эксперимента по поиску очарованных барионов в нейтрон-углеродных взаимодействиях. Этот эксперимент проводился на нейтральном пучке серпучков ускорителя с помощью установки БИС-2. Импульсный спектр пучка, состоящего в основном из нейтронов, приведен на рис.1. Была использована углеродная мишень толщиной 6 г/см². Логика запуска установки требовала, чтобы через всю установку прошло не менее четырех заряженных вторичных частиц. Заряженные частицы в эксперименте не идентифицировались. Описание и схема расположения спектрометра БИС-2, а также методика получения и анализа данных приведены в работах [1,2]. При трех различных конфигурациях спектрометра было зарегистрировано соответственно $5,3 \cdot 10^6$, $1,7 \cdot 10^6$ и $4,4 \cdot 10^6$ событий. При третьей конфигурации были изменены расположение мишени и направление магнитного поля. Данные, полученные в этом случае /выборка Б/, анализировались отдельно от данных, полученных в первых двух /выборка А/. Различия условий эксперимента позволили оценить возможные систематические ошибки характеристик исследуемых процессов.

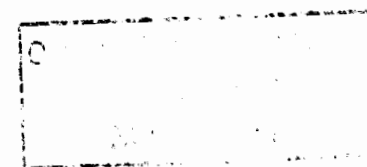
Рис.1 Импульсный спектр нейтронов (сплошная кривая) и зависимость эффективности регистрации системы $\Sigma^-(1385)K^+$ от ее импульса (пунктирная кривая).



Искались события



/1/



Геометрия спектрометра БИС-2 обуславливала регистрацию таких событий, в которых $\Sigma^-(1385)$ и заряженный адрон h^+ рождались в основном в области фрагментации нейтронного пучка. Отбирались события, имеющие "нейтральную вилку", соответствующую распаду $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, с вершиной, расположенной вне области мишени, и только две заряженные частицы, h^+ и π^- , рожденные в мишени. Требовалось, чтобы траектории всех трех частиц, Λ^0 , h^+ и π^- , хорошо "сшивались" в области мишени. В соответствии с рассчитанной эффективностью регистрации спектрометром событий типа /1/ /пунктирная линия на рис.1/, отбирались события с суммарным импульсом больше, чем 28 ГэВ/с.

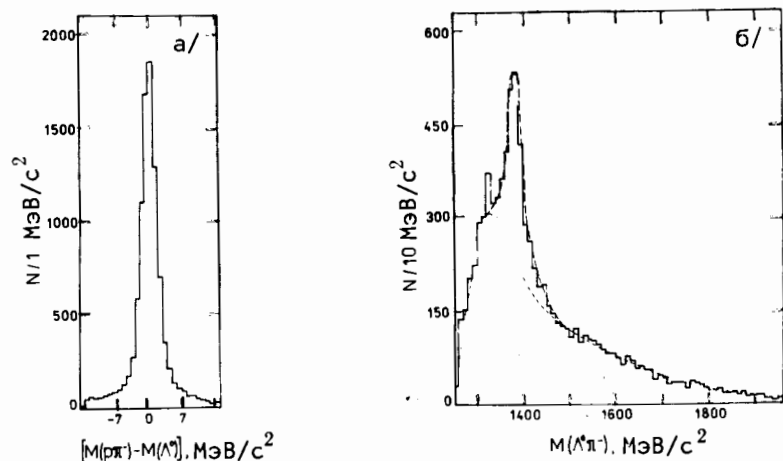


Рис.2. а/ Распределение вилок /выборка А/ по инвариантной массе $M(p\pi^-)$ в области $M(\Lambda^0) = 1115,6$ МэВ/с²; б/ спектр инвариантных масс системы $\Lambda^0\pi^-$ /выборка А/; пунктирная кривая - результат аппроксимации распределения резонансной и фоновыми кривыми.

На рис.2а проиллюстрировано распределение событий из выборки А по инвариантной массе "нейтральных вилок" $M(p\pi^-)$. При вычислении $M(p\pi^-)$ предполагалось, что положительно заряженная частица из "нейтральной вилки" является протоном, а отрицательная - пионом. Виден четкий сигнал зарегистрированных Λ^0 -гиперонов, за которые принимались "нейтральные вилки" с инвариантной массой $M(p\pi^-)$, отличающиеся от $M(\Lambda^0) = 1115,6$ МэВ/с² не более чем на 7 МэВ/с². Из двух наборов данных /А и Б/ было отобрано соответственно 8697 и 7358 событий, содержащих Λ^0 при фоне ~10%. На рис.2б показано распределение событий из выборки А по инвариантной массе $M(\Lambda^0\pi^-)$, рассчитанной в предположении, что отрицательно заряженная частица из мишени является пионом. Виден четкий сигнал распадов $\Sigma^-(1385) \rightarrow \Lambda^0\pi^-$. Пунктирная кривая соответствует ап-

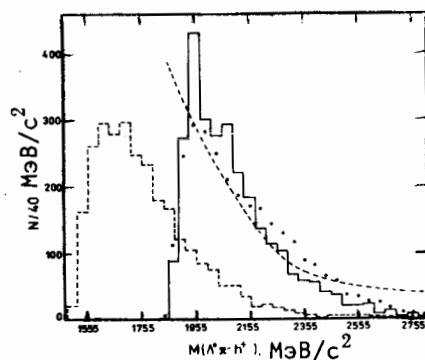


Рис.3. Распределение событий по инвариантной массе системы $\Sigma^-(1385)K^+$ для выборки А/сплошная гистограмма/; точки - события, полученные комбинированием $\Sigma^-(1385)$ с K^+ , взятыми из другого события; пунктирная кривая - зависимость относительной эффективности регистрации распада /1/ от инвариантной массы системы $\Sigma^-(1385)K^+$; пунктирная гистограмма - распределение событий по инвариантной массе системы $\Sigma^-(1385)\pi^+$ для выборки А.

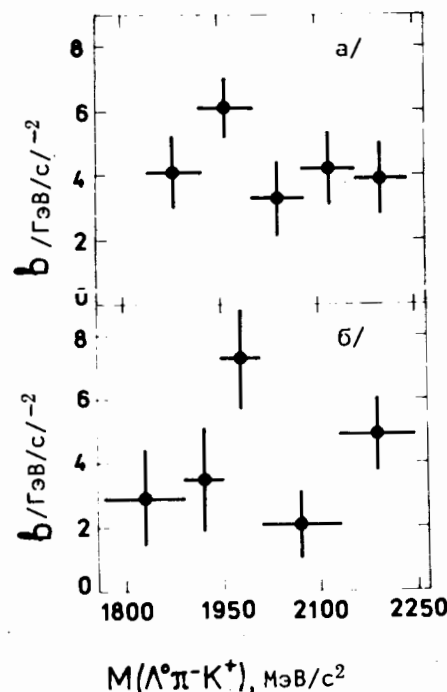


Рис.4. Зависимости параметра наклона от инвариантной массы системы $\Sigma^-(1385)K^+$, полученные для выборки А/а/ и выборки Б/б/.

проксимации этого распределения функцией, состоящей из резонансной кривой Брейта-Вигнера и полиномиальной фоновой кривой. Полученные значения массы и ширины резонанса находятся в хорошем согласии с характеристиками $\Sigma^-(1385)^3$. Для выделения событий, содержащих $\Sigma^-(1385)$, требовалось, чтобы величина $M(\Lambda^0\pi^-)$ отличалась от массы $\Sigma^-(1385)$ не более чем на 35 МэВ/с². С учетом этого условия из двух наборов данных было выделено соответственно 2779 и 1711 событий.

На рис.3 /сплошная гистограмма/ приведено распределение событий из выборки А по величине инвариантной массы $M(\Lambda^0\pi^-K^+)$, полученной в предположении, что h^+ является K^+ -мезоном. В интервале масс 1935-1975 МэВ/с² виден четкий пик. Чтобы исключить гипотезу о том, что наблюдаемый пик является следствием отбора событий, было построено соответствующее фоновое распределение. Каждая комбинация в этом распределении была получена комбинированием $\Sigma^-(1385)$ с K^+ , зарегистрированным в другом событии, и удовлетворяет всем вышеперечисленным условиям. Фоновое распределение, нормированное, как и основное /1779 событий/, удовлетворительно описывает общий вид массового спектра, исклю-

чая область пика /точки на рис.3/. Зависимость относительной эффективности регистрации событий /1/ от величины инвариантной массы системы, полученная методом Монте-Карло с учетом всех экспериментальных условий и условий отбора, является гладкой кривой /пунктирная кривая на рис.3/. Следовательно, наблюдаемый узкий пик не может быть объяснен как возможная неоднородность эффективности регистрации исследуемых событий. В виде пунктирной гистограммы на рис.3 показан спектр инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)\pi^+$ для этих же событий, полученный в предположении, что h^+ является пионом. В этом распределении нет статистически значимых узких пиков. Значит, наблюдаемый узкий пик не связан с кинематическим отражением какого-либо странного резонанса. В спектре инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$, построенном для событий из выборки Б, в той же области масс также наблюдается выброс.

Для большинства зарегистрированных в обеих выборках событий величина квадрата поперечного импульса $P_T^2 \leq 1,0$ /ГэВ/с². Распределения событий по P_T^2 , построенные для разных областей инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$, аппроксимировались экспоненциальной зависимостью $\exp(-b \cdot P_T^2)$. На рис.4 а и б приведены значения параметра наклона b в зависимости от инвариантной массы системы $\Sigma^-(1385)K^+$, определенные соответственно для событий из выборок А и Б. Видно, что наибольшие значения параметра наклона получены в области масс около 1960 МэВ/с². Следовательно, можно сделать вывод, что событиям в пике массового спектра системы $\Sigma^-(1385)K^+$ соответствуют малые значения P_T^2 . Для определения значений параметра наклона b этих событий были построены спектры инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$ для разных областей P_T^2 . В каждом из этих спектров независимо оценивалось число событий в пике и соответствующий уровень фона. С использованием этих величин были построены спектры P_T^2 для событий, обуславливающих пик, и для фоновых событий. Эти спектры, построенные для суммарной статистики /выборки А и Б/, были скорректированы в соответствии с эффективностью регистрации. В результате аппроксимации распределений экспоненциальной зависимостью было получено, что для фоновых событий параметр наклона равен $3,6 \pm 0,2$ /ГэВ/с², а для событий, соответствующих пику, $b = 9,8 \pm 2,5$ /ГэВ/с². Последняя величина имеет значение, характерное для процессов дифракционной диссоциации нейтронов на нуклоне^{4/}. Для каждой из выборок были построены также распределения по инвариантной массе системы $\Sigma^-(1385)K^+$ для событий, в которых зарегистрировано более четырех заряженных частиц. В этих распределениях отсутствуют статистически значимые выбросы. На основе приведенных данных мы заключаем, что события, обуславливающие пик, рождаются в процессе дифракционного типа при взаимодействии нейтронов с квазисвободными нуклонами ядер углерода.

Для увеличения доли событий, соответствующих пику, и уменьшения уровня фона было отобрано 1725 событий из выборки А, удов-

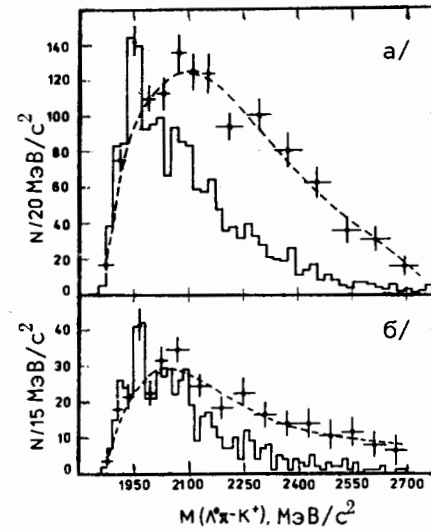
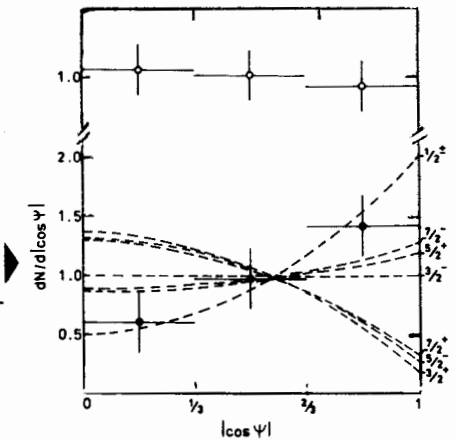


Рис.5. Спектры инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$ для событий из выборки А, удовлетворяющих условию $P_T^2 < 0,24$ /ГэВ/с² /а/, и для событий из выборки Б, удовлетворяющих условию $P_T^2 < 0,15$ /ГэВ/с² /б/; черные точки - соответствующие спектры с учетом эффективности регистрации. Пунктирные линии соответствуют аппроксимации спектров полиномиальной функцией.

Рис.6. Спектры величин $|\cos \psi|$ для резонансных /черные кружки/ и фоновых /светлые кружки/ событий. Пунктирные кривые соответствуют ожидаемым спектрам для различных значений спин-четности.



летворяющих условию $P_T^2 < 0,24$ /ГэВ/с², и 584 событий из выборки Б, удовлетворяющих условию $P_T^2 < 0,15$ /ГэВ/с². На рис.5а и б показано распределение этих событий по инвариантной массе системы $\Sigma^-(1385)K^+$. Точками показаны спектры масс, поправленные с учетом эффективности регистрации событий. В обоих распределениях около массы 1960 МэВ/с² видны статистически значимые узкие пики. Количество событий, обуславливающих пики, было определено в результате аппроксимации распределений полиномиальной функцией /пунктирные кривые/. Статистические значимости пиков составили соответственно 7,0 и 5,5 стандартных отклонений от уровня фона для выборок А и Б.

Наличие пиков в спектрах эффективных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$, выделенных при двух различных конфигурациях спектрометра, позволяет сделать заключение о наблюдении узкого резонанса.

Для определения спин-четности зарегистрированного резонанса использовался метод, описанный в работе^{5/}. Этот метод применим для случаев распада на две частицы со спин-четностями $3/2^+$ и 0^- и малого относительного орбитального момента. Последнее условие в случае нашего резонанса очевидно выполняется из-за малой сво-

бодной энергии при распаде. По аналогии с построением распределений "резонансных" и фоновых событий по величине P_T^2 были построены распределения по $|\cos\psi|$, где ψ - угол, образуемый векторами импульсов $\Sigma^-(1385)$ в системе покоя резонанса, и Λ^0 - в системе покоя $\Sigma^-(1385)$. На рис.6 представлены спектры величин $|\cos\psi|$, полученные с учетом эффективности регистрации, и ожидаемые спектры для различных значений спин-четности /пунктирные линии/. Распределение для "резонансных" событий соответствует следующим гипотезам о величине спин-четности резонанса: $1/2^{\pm}$, $3/2^{-}$, $5/2^{+}$ и $7/2^{-}$, и исключает другие значения. С другой стороны, правило Грибова-Моррисона^{6/} для процессов дифракционной диссоциации также исключает другие возможности. Это правило требует, чтобы изменение четности ΔP и спина ΔJ при переходе от падающей частицы к диссоциированной системе соответствовало условию: $\Delta P = (-1)^{\Delta J}$.

Произведение сечения рождения резонанса σ на вероятность его распада B по наблюдаемому каналу определялось согласно выражению

$$\sigma \cdot B = N \cdot A / (N_A \cdot T \cdot M_n \cdot V_1 \cdot V_2 \cdot \epsilon),$$

где N - число зарегистрированных распадов резонанса, A - атомный номер ядра углерода, N_A - число Авогадро, T - толщина углеродной мишени, M_n - поток нейтронов через мишень, V_1 и V_2 - доли распадов соответственно $\Sigma^-(1385)$ и Λ^0 по наблюдаемым каналам, ϵ - эффективность наблюдения этого резонанса спектрометром БИС-2, которая рассчитывалась по методу Монте-Карло с учетом условий эксперимента и анализа событий. При моделировании предполагалось рождение резонанса в процессе дифракционной диссоциации.

Таблица

Характеристики зарегистрированного резонанса.

Для величины $\sigma \cdot B$ приведены только статистические ошибки, а для величины M - систематическая ошибка

Выборка	Число событий	$M, \text{МэВ}/c^2$	$\Gamma, \text{МэВ}/c^2$	$\sigma \cdot B$ мкб/ ядро углерода
А	97 \pm 17	1955	35 \pm 10	0,79 \pm 0,13
В	38 \pm 9	1965	22 \pm 7	0,75 \pm 0,17
Общее	135 \pm 19	1960 \pm 10	26 \pm 6	0,78 \pm 0,10

Характеристики зарегистрированных распадов резонанса приведены в таблице. Мы получим оценку систематической ошибки центрального значения массы M резонанса, которая составила ~ 10 МэВ/с.

Ширина резонанса Γ была определена с учетом экспериментального массового разрешения ~ 20 МэВ/с². Величины Γ и $\sigma \cdot B$, определенные для двух наборов событий, в пределах ошибок совпадают. В таблице указаны только статистические ошибки $\sigma \cdot B$. Систематическая ошибка этой величины в основном обусловлена погрешностями измерения потока нейтронов через мишень и неточностью определения эффективности регистрации ϵ , связанной с логикой запуска установки. Относительная величина этой ошибки не превышает 40%.

РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Наблюдается 135 \pm 19 событий узкого барионного резонанса, распадающегося на $\Sigma^-(1385)$ и K^+ .
2. Значение массы наблюдавшегося резонанса равно 1960 МэВ/с² при величине систематической ошибки ~ 10 МэВ/с², а его ширина составляет 26 \pm 6 МэВ/с².
3. Определен ряд возможных значений спин-четности резонанса: $1/2^{\pm}$, $3/2^{-}$, $5/2^{+}$ и $7/2^{-}$.
4. Резонанс рождается в процессе дифракционной диссоциации нейтронов с сечением $\sigma \cdot B = 0,8 \pm 0,1$ мкб/ядро углерода, а параметр наклона дифференциального сечения равен

$$b = 9,8 \pm 2,5 / \text{ГэВ}/c^{-2}.$$

Наблюдаемый резонанс нельзя отождествить с известным резонансом $\Delta(1950)$ ^{3,7/}, распадающимся с небольшой вероятностью / $\sim 1\%$ / на $\Sigma^-(1385)K^+$, поскольку его ширина /0,2 \pm 0,3 ГэВ/с²/ значительно превышает ширину наблюдаемого резонанса, а значение спин-четности $7/2^{-}$ в нашем случае исключается.

Малая ширина наблюдавшегося резонанса, с одной стороны, и распад на странные частицы - с другой, позволяют предположить, что он состоит из 5 кварков ($udds\bar{s}$). Возможность существования таких резонансных состояний обсуждается в ряде работ^{8/}.

Авторы глубоко признательны А.М.Балдину, И.С.Златеву, Э.И.Мальцеву и И.А.Савину за поддержку экспериментов и постоянный интерес к работе. Авторы благодарны В.Г.Кадышевскому, А.Б.Кайдалову, А.П.Кобушкину, В.А.Матвееву, Т.Туигу и А.О.Чхеидзе за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1981, 34, с.386; ОИЯИ, Е1-80-726, Дубна, 1980; ЯФ, 1982, 36, с.1420; ОИЯИ, Д1-82-116, Дубна, 1982.

2. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980; Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, 10-80-656, Дубна, 1980; Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, 10-81-772, Дубна, 1981; Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, 1-81-67, Дубна, 1981.
3. Roos M. et al. Phys.Lett., 1982, 111B, p.1.
4. Albrow M.G. et al. Nucl.Phys., 1976, B108, p.1; Babaev A. et al. Nucl.Phys., 1976, B116, p.28.
5. Button-Shaffer J. Phys.Rev., 1965, 139, p.B607.
6. Грибов В.Н. ЯФ, 1967, 5, с.197; Morrison D.R.O. Phys.Rev., 1968, 165, p.1699.
7. Ansorge R.E. et al. Phys.Rev., 1974, D10, p.32; Ansorge R.E. et al. Nucl.Phys., 1976, B103, p.509.
8. Hogaasen H., Sorba P. Nucl.Phys., 1978, B145, p.119; De Crombrugghe M., Hogaasen H., Sorba P. Nucl.Phys., 1979, B156, p.347; Strottman D. Phys.Rev., 1979, D20, p.748.

Алеев А.Н. и др.

Д1-82-921

Наблюдение узкого барионного резонанса,
рожденного в нейтрон-углеродных взаимодействиях

Наблюдается рождение узкого резонанса, распадающегося на $\Sigma^-(1385)$ и K^+ . Масса резонанса равна 1960 ± 10 МэВ/с², а его ширина - 26 ± 6 МэВ/с². Резонанс рождается в дифракционных процессах при взаимодействии нейтронов с углеродной мишенью. Произведение сечения его рождения на вероятность его распада по наблюдаемому каналу равно $0,8 \pm 0,1$ мкб/ядро углерода. Возможные значения спин-четности резонанса: $1/2^{\pm}$, $3/2^{-}$, $5/2^{+}$, $7/2^{-}$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Aleev A.N. et al.

D1-82-921

Observation of a Narrow Baryon Produced
in Neutron-Carbon Interactions

A narrow resonance decaying into $\Sigma^-(1385)$ and K^+ is observed. The mass of the resonance is 1960 ± 10 MeV/c² and its width is 26 ± 6 MeV/c². The resonance is produced by neutrons in a diffraction-like process. The partial cross section σ_B is 0.8 ± 0.1 μ b per carbon nucleus. Possible spin-parities of the resonance are: $1/2^{\pm}$, $3/2^{-}$, $5/2^{+}$, $7/2^{-}$.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1982 года.