



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

P1-85-948

**А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ  
УЗКОГО БАРИОННОГО РЕЗОНАНСА  $N_\varphi$**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

**1985**

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бердышев, В.К.Бирулев,  
Н.В.Власов, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, И.И.Евсиков,  
И.М.Иванченко, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов,  
И.Г.Косарев, В.Р.Крастев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Л.Лобимов,  
А.Н.Максимов, А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, В.В.Пальчик, А.В.Поле,  
А.Прокеш, Л.А.Слепец, П.Т.Тодоров, А.С.Чвыров, В.Д.Чолаков,  
К.Хиллер  
Объединенный институт ядерных исследований

Х.-Э.Рызек  
Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин - Цойтен

А.С.Белоусов, Я.А.Ваздик, Е.Г.Девичин, М.В.Завертяев, В.А.Козлов,  
Е.И.Малиновский, В.В.Павловская, С.В.Русаков, Ю.В.Соловьев,  
А.Р.Теркулов, А.М.Фоменко, Л.Н.Штарков  
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

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

Я.Гладки, М.Новак  
Физический институт ЧСАН, Прага

Д.Т.Бурилков, П.К.Марков, Р.К.Траянов  
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Л.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.П.Джорджадзе,  
Н.О.Кадагидзе, Р.А.Кватадзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе,  
Г.В.Мелитаури, А.Н.Мествиришвили, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури  
Г.Т.Татишвили, М.С.Чаргейшвили, Р.Г.Шанидзе  
Научно-исследовательский институт физики высоких энергий ТГУ,  
Тбилиси

В двух экспериментах <sup>1/2/</sup>, проведенных с помощью спектрометров БИС-1 <sup>3/</sup> и БИС-2 <sup>4/</sup> в нейтральном канале 4Н серпуховского ускорителя У-70, был обнаружен и исследован узкий барионный резонанс  $N_\varphi$  с массой  $\sim 1960 \text{ МэВ}/c^2$ , распадающийся по каналу:

$$N_\varphi \rightarrow \Sigma^-(1385) K^+ \quad (I)$$

Малая ширина обнаруженного резонанса, равная  $(27 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2$ , не может быть объяснена в рамках обычного трехкваркового представления. Поэтому с учетом его распада на странные частицы был сделан вывод об экзотической природе этого резонанса.

В обоих экспериментах исследовались реакции взаимодействия нейтронов с ядрами углеродной мишени. Были получены данные, указывающие на то, что резонанс рождается в процессе дифракционной диссоциации нейтрона, и определено произведение соответствующего сечения его рождения на вероятность распада по каналу (I).

Очевидный интерес представляет определение зависимости сечения рождения обнаруженного резонанса от атомного номера ядер мишени. Во-первых, зависимость сечения рождения  $N_\varphi$  от атомного номера ядра мишени является важной характеристикой, позволяющей судить о механизме его образования. Во-вторых, знание такой зависимости необходимо для пересчета от сечения рождения резонанса на ядре углерода к сечению его рождения на нуклоне или на других ядрах для сравнения измеренных характеристик  $N_\varphi$  со всей совокупностью имеющихся данных о барионных резонансах, полученных в других экспериментах. И, наконец, сравнение А-зависимости сечения рождения  $N_\varphi$  с соответствующими данными для других частиц или резонансов явится проверкой дополнительной возможности проявления его экзотической природы.

Эксперимент, положенный в основу данной работы, как и предыдущие, был проведен в канале 4Н ускорителя У-70 в пучке нейтронов с энергией от 20 до 60 ГэВ и интенсивностью  $\sim 5 \cdot 10^6$  нейтронов в секунду. Спектрометр БИС-2 (рис.1), с помощью которого проводился эксперимент, был усовершенствован по сравнению с предыдущей установкой. В его состав были введены два многоканальных газовых пороговых черенковских счетчика МПГЧС1 <sup>6/</sup> и МПГЧС2 <sup>5/</sup>, было увеличено число двухкоординатных пропорциональных камер ПК, служивших для регистрации вторичных заряженных частиц, а также усовершенствованы схемы быстрой электроники.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

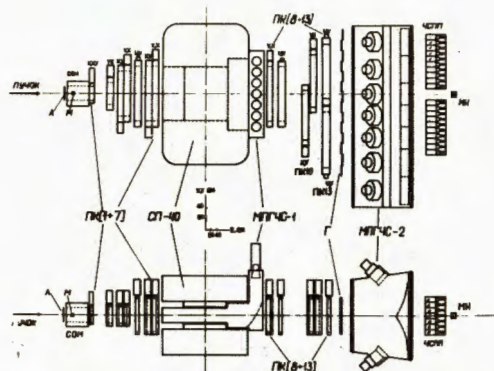


Рис.1. Схема расположения основных элементов спектрометра БИС-2: СП-40 - спектрометрический магнит; ПК - двухкоординатные пропорциональные камеры; МПЧС1 и МПЧС2 - многоканальные пороговые газовые черенковские счетчики; М - мишень, СОМ - счетчики окружения мишени; А - сцинтилляционный счетчик антисовпадений; Г - годоскоп сцинтилляционных счетчиков; ЧСШ - черенковский счетчик полного поглощения; МН - нейтронный монитор.

Счетчик МПЧС1 был расположен в межполюсном зазоре спектрометрического магнита и имел 7 каналов. Четырнадцатиканальный счетчик МПЧС2 располагался за годоскопом сцинтилляционных счетчиков Г в конце спектрометра. Логика запуска спектрометра соответствовала прохождению через установку не менее четырех заряженных частиц. Каждые ~30 минут работы ускорителя регистрировалось ~50 тыс. нейтрон-ядерных взаимодействий, удовлетворяющих логике запуска спектрометра. Объем информации, полученный при этом, соответствовал одной магнитной ленте (~18 Мбайт). Эксперимент проводился с тремя различными мишенями (см. таблицу): углеродной, алюминиевой и медной. В процессе проведения эксперимента мишени чередовались после каждой записанной магнитной ленты. Это позволило свести к минимуму систематические ошибки при определении А-зависимости сечения, связанные с возможной нестабильностью во времени экспериментальных условий. Всего в течение эксперимента было зарегистрировано ~12·10<sup>6</sup> событий нейтрон-ядерных взаимодействий, по ~4·10<sup>6</sup> событий в экспозициях с каждой из трех мишеней.

Геометрическая реконструкция траекторий заряженных частиц в событиях проводилась с помощью программы "PERUN" [7] на ЭВМ CDC-6500, БЭСМ-6 и серии ЕС в Берлине, Дубне, Москве, Серпухове и Томском.

Таблица

Мишень	Атомный номер мишени	Толщина мишени, г/см <sup>2</sup>	Показания нейтронного монитора, 10 <sup>9</sup>	Число событий $\sum (1385)K^+$	Статистика $N_p$
Углерод	12	7,8	5,7	76	$8 \pm \sqrt{15}$
Алюминий	27	10,2	6,6	66	$16 \pm \sqrt{22}$
Медь	64	13,3	5,5	53	$7 \pm \sqrt{12}$

Среди восстановленных по топологиям искались события, соответствующие процессу дифракционной диссоциации нейтрона:

$$n \rightarrow \sum (1385) + K^+ \quad (2)$$

$$\begin{matrix} \searrow \Lambda^0 \pi^- \\ \searrow p \pi^- \end{matrix}$$

Для этого отбирались события, содержащие "нейтральную вилку", соответствующую распаду  $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ , с вершиной в области распадного объема (между мишенью и ПКА) и две равнозначно заряженные частицы,  $h^+$  и  $h^-$ , рожденные в мишени. Подробное описание процедуры и условий выделения таких событий приведено в работах [1,2].

На рис.2(а) приведен спектр инвариантных масс  $M(p\pi^-)$  для нейтральных вилок из выделенных событий. В области  $M(\Lambda^0)$ , табличного

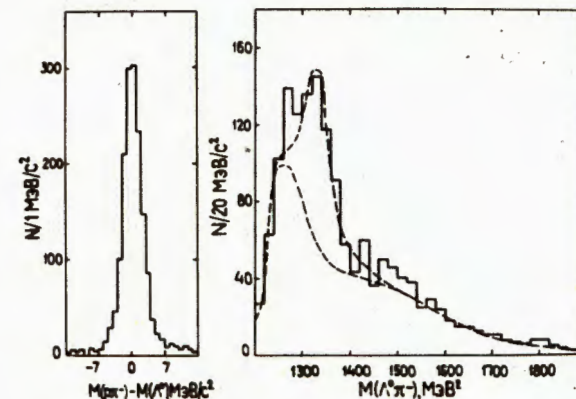


Рис.2 (а) - спектр инвариантных масс  $M(p\pi^-)$  для нейтральных вилок; (б) - гистограмма - результаты аппроксимации спектра резонансной и фоновой кривыми.

значения массы  $\Lambda^0$ , на приведенном спектре виден значительный пик, соответствующий зарегистрированным распадам  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ . Было отобрано 1552 события из интервала  $\pm 7$  МэВ/с<sup>2</sup> от значения  $M(\Lambda^0)$ . Для этих событий, содержащих распады  $\Lambda^0$  при уровне фона не более 6%, был построен спектр инвариантных масс системы  $\Lambda^0\pi^-$ , приведенный на рис.2(б). Широкий пик в области массы  $\Sigma^-(1385)$  на этом спектре обусловлен зарегистрированными распадами  $\Sigma^-(1385) \rightarrow \Lambda^0\pi^-$ . В результате аппроксимации приведенного спектра функцией Брейт-Вигнера для пика и полиномиальной функцией для фона (пунктирные кривые на рис.2(б)) было определено, что пику соответствует центральное значение массы, равное  $(1383 \pm 4)$  МэВ/с<sup>2</sup>, и ширина, равная  $(55 \pm 27)$  МэВ/с<sup>2</sup>. Полученные значения, с учетом величины экспериментального разрешения, равной  $5$  МэВ/с<sup>2</sup>, хорошо согласуются с известными данными для  $\Sigma^-(1385)$  /8/. Для выделения распадов  $\Sigma^-(1385) \rightarrow \Lambda^0\pi^-$  было отобрано 651 событие из интервала масс  $\pm 55$  МэВ/с<sup>2</sup> от центрального значения массы  $\Sigma^-(1385)$ . Спектр инвариантных масс в системе  $\Sigma^-(1385)K^+$ , полученный для отобранных событий, приведен на рис.3 (пунктирная гистограмма). В области

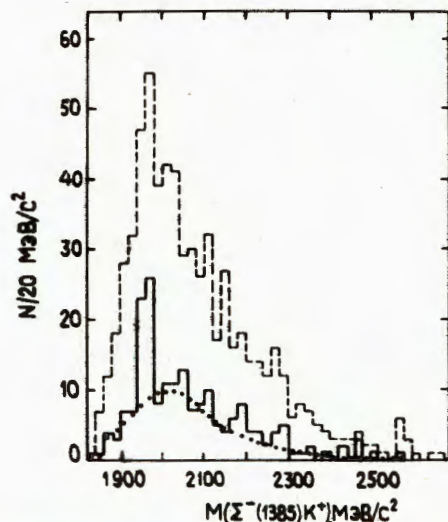


Рис.3. Спектр инвариантных масс в системе  $\Sigma^-(1385)K^+$  для всех выделенных событий (пунктирная гистограмма) и для событий, в которых положительно заряженная частица идентифицирована как  $K^+$  (сплошная гистограмма). Точечной кривой приведен результат аппроксимации спектра полиномиальной функцией.

массы  $N_\varphi$ ,  $1960$  МэВ/с<sup>2</sup>, виден узкий пик, однако большое количество фоновых событий в этой области не позволяет выделить его на статистически достоверном уровне. Среди отобранных событий, наряду с событиями, соответствующими процессу (2), присутствуют события, содержащие  $\Sigma^-(1385)P^+$  или  $\Lambda^0\pi^-\pi^+$ . В работах /1,2/ для уменьшения доли  $P^+$  среди событий, кандидатов в процесс (2), применялись различные кинематические ограничения, требующие тщательного обоснования. В данном эксперименте использование газовых пороговых черенковских счетчиков позволило более надежно идентифицировать положительно заряженную частицу и практически исключить фоновые события, содержащие  $P^+$ . В счетчиках МПЧС1 и МПЧС2 в качестве радиаторов использовался, соответственно, воздух и фреон. Это обеспечило пороги свечения в МПЧС1 при импульсах пионов  $6$  ГэВ/с, каонов  $21$  ГэВ/с и протонов  $40$  ГэВ/с, а в МПЧС2, соответственно,  $3$ ,  $11$  и  $20$  ГэВ/с. Спектр импульсов положительно заряженных частиц в отобранных событиях приведен на рис.4.

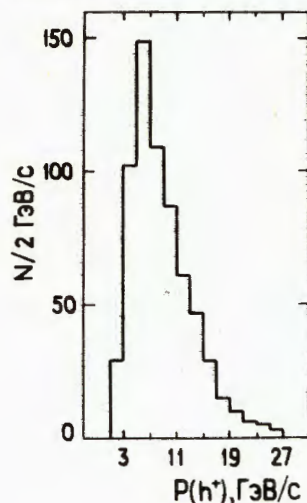


Рис.4. Спектр импульсов положительно заряженных частиц.

Вероятность той или иной гипотезы идентификации положительно заряженной частицы  $h^+$  определялась путем сопоставления сработавших или несработавших каналов черенковских счетчиков вдоль ее траектории с вероятностями "засветки" этих каналов от  $h^+$  и от всех других частиц в событии с учетом их импульсов. Для идентификации  $h^+$  как  $K^+$  был применен алгоритм, позволивший в рассматриваемом диапазоне импульсов  $h^+$  выделить не менее 90% зарегистрированных  $K^+$ -мезонов и исключить более 85% всех  $P^+$ .

Спектр инвариантных масс системы  $\Sigma^-(1385)K^+$  для 195 событий, выделенных с учетом условий идентификации  $K^+$ , приведен на рис.3 (сплошная гистограмма). На приведенном спектре виден четкий пик с центральным значением массы  $1960$  МэВ/с<sup>2</sup> и шириной  $40$  МэВ/с<sup>2</sup>. Точечной кривой показан результат аппроксимации этого спектра полиномиальной функцией во всей области, кроме области пика. Из приведенной аппроксимации следует, что статистическая значимость пика соответствует более 7 стандартным отклонениям от уровня фона. Как

следует из приведенных распределений наблюдаемый пик обусловлен событиями, содержащими  $\Sigma^-(1385)$  и  $K^+$ . Значения массы и ширины этого пика совпадают с аналогичными параметрами зарегистрированного в экспериментах <sup>1,2</sup> резонанса  $N_\varphi$ . Следовательно, в данном эксперименте также наблюдается рождение резонанса  $N_\varphi$  и его распад по каналу (I). Всего зарегистрировано ( $31 \pm 7$ ) таких событий.

Для определения A-зависимости сечения рождения наблюдаемого резонанса  $N_\varphi$  необходимо выяснить, как распределялись зарегистрированные события  $N_\varphi$  по трем экспозициям, проведенным с разными мишенями. С этой целью 195 событий, содержащих  $\Sigma^-(1385)K^+$ , были разбиты на три группы, соответствующие трем экспозициям с различными мишенями. На рис.5 приведены соответствующие спектры инвариантных масс в

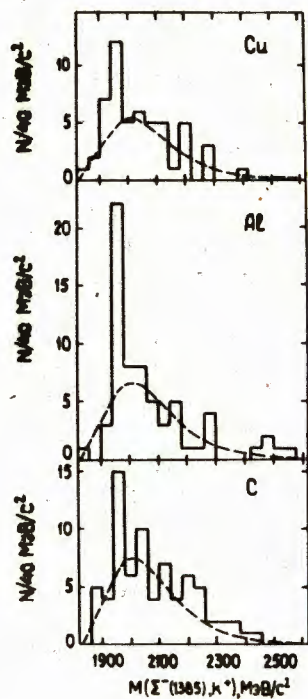


Рис.5. Спектры инвариантных масс  $\Sigma^-(1385)K^+$  для трех групп событий, соответствующих экспозициям с различными мишенями. Пунктиром обозначены фоновые кривые.

системе  $\Sigma^-(1385)K^+$ , построенные для этих трех групп событий. Из-за малой статистики каждого спектра шаг гистограмм, в отличие от вышеприведенного спектра, выбран равным ширине наблюдавшегося сигнала  $N_\varphi$ , то есть 40 MeV/c<sup>2</sup>. Фоновые кривые, изображенные пунктирными линиями на этих гистограммах, получены из фоновой кривой, показанной на суммарном спектре (рис.3), путем нормировки в соответствии с числом наблюдаемых событий. Оценки числа  $N_\varphi$ , зарегистрированных в экспозициях с различными мишенями, приведены в таблице. В таблице даны также параметры использованных мишеней, показания нейтронного монитора, пропорционального величине потока нейтронов пучка в течение экспозиции, и число событий  $\Sigma^-(1385)K^+$ , выделенных в каждой из экспозиций.

Сечение рождения  $N_\varphi$  в экспозициях с различными мишенями пропорционально величине  $\sigma \propto N \cdot A / (T \cdot M_n)$ , где: N - число зарегистрированных  $N_\varphi$ ; A - атомный номер мишени; T - толщина мишени вдоль оси пучка в единицах г/см<sup>2</sup>;  $M_n$  - показания ней-

тронного монитора. Для определения A-зависимости сечения рождения эта величина аппроксимировалась степенным законом:

$$\sigma_A \propto N \cdot A / (T \cdot M_n) \propto A^\alpha.$$

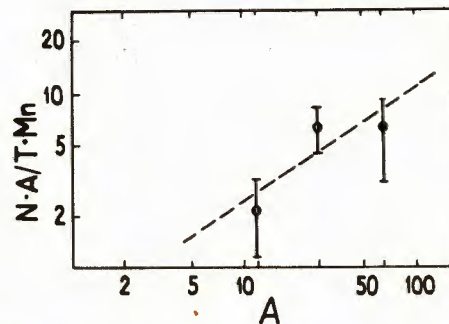


Рис.6. Значения сечений рождения  $N_\varphi$  (в относительных единицах), полученные в экспозициях с различными мишенями, и результат аппроксимации A-зависимости сечения выражением  $\sigma \sim A^\alpha$ .

На рис.6 отражены результаты такой аппроксимации (пунктирная линия). Для величины параметра  $\alpha$  получено значение  $\alpha = (0,6 \pm 0,3)$ . В результате оценок возможных систематических ошибок при определении этого параметра выяснилось, что их величина мала по сравнению с приведенной величиной статистической ошибки.

Полученная A-зависимость сечения рождения  $N_\varphi$  отличается от  $A^1$  более чем на величину стандартной ошибки и соответствует механизму дифракционного образования резонанса. Этот вывод согласуется с результатами исследований работ <sup>12</sup>.

Полученный результат, с учетом измеренной в работах <sup>12</sup> величины  $\sigma_C \cdot B = (1,15 \pm 0,19)$  мкб на ядро углерода, позволяет определить произведение вероятности распада  $N_\varphi$  по каналу (I) на сечение его рождения, рассчитанное на нуклон:

$$\sigma \cdot B = (0,26 \pm 0,20) \text{ мкб на нуклон.}$$

На рис.7 показано сравнение полученного значения  $\alpha$  с измерениями аналогичного параметра в зависимости от переменной Фейнмана x, выполненными для инклюзивного образования всевозможных адронов и приведенными в работе <sup>19</sup>. В пределах ошибок параметра  $\alpha$  для  $N_\varphi$  не наблюдается отличия от значений  $\alpha$ , полученных для рождения других адронов.

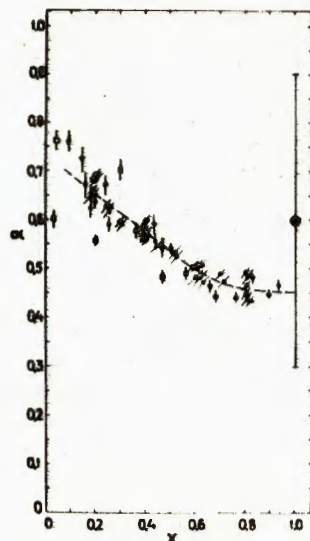


Рис.7. Сравнение параметра  $\alpha$ , определенного для  $A$ -зависимости сечения рождения  $N_D$  ( $\bullet$  - точка при  $x = 1$ ), со значениями  $\alpha$ , полученными для сечений рождения различных адронов в зависимости от  $x$ -переменной Фейнмана, которые приведены в работе /9/.

В заключение авторы выражают глубокую признательность А.М.Балдину, А.Н.Тавхелидзе и И.А.Савину за поддержку экспериментов и постоянный интерес к работе.

#### Литература

1. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1981, 34, с.386; JINR, EI-80-726, Dubna, 1980.
2. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1982, 36, с.1420; ОИЯИ, ДИ-82-116, Дубна, 1982; ОИЯИ, ДИ-82-921, Дубна, 1982; ОИЯИ, ДИ-83-602, Дубна, 1983; ОИЯИ, I-83-912, Дубна, 1983; JINR, EI-84-125, Dubna, 1984; Z.Phys., C25, 1984, p.205.
3. Айхнер Г. и др. ЯФ, 1978, т.28, с.663.
4. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, I-80-644, Дубна, 1980; Максимов А.Н. и др. ОИЯИ, I-81-574, Дубна, 1981.
5. Гуськов Б.Н. и др. ОИЯИ, I3-84-373, Дубна, 1984; ПТЭ, 1985, № 5, с.49.
6. Войчишин М.Н. и др. ОИЯИ, I3-84-161, Дубна, 1984; ПТЭ, 1985, № 3, с.71.
7. Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, IO-80-656, Дубна, 1980; ОИЯИ, IO-81-772, Дубна, 1981.
8. Aguilar-Beritez M. et al. Reviews of Modern Phys., v.56, Part II, 1984.
9. Barton D.S. et al. Phys.Rev., 1983, D27, p.2580.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 декабря 1985 года.

Алеев А.Н. и др.

P1-85-948

$A$ -зависимость сечения образования узкого барионного резонанса  $N_D$

В эксперименте, проведенном с помощью спектрометра БИС-2 в пучке нейтронов серпуховского ускорителя, зарегистрировано рождение узкого барионного резонанса  $N_D$ , распадающегося на  $\Sigma^-(1385)$  и  $K^+$ . При выделении резонанса для идентификации положительно заряженного каона использовались многоканальные пороговые газовые черенковские счетчики, входящие в состав спектрометра. Экспозиция спектрометра в пучке нейтронов проводилась при трех мишенях: углеродной, алюминиевой и медной. Это позволило определить  $A$ -зависимость сечения рождения  $N_D$ , которая описывается степенным законом  $\sigma \propto A^\alpha$  при  $\alpha = (0,6 \pm 0,3)$ . Произведение сечения рождения  $N_D$  на вероятность распада по наблюдаемому каналу равно  $(0,26 \pm 0,20)$  мкб на нуклон.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Aleev A.N. et al.

P1-85-948

$A$ -Dependence of Narrow Baryon Resonance  $N_D$  Production Cross Section

A narrow baryon resonance  $N_D$  decaying into  $\Sigma^-(1385) K^+$  has been detected in an experiment performed by means of BIS-2 spectrometer in a neutron beam of the Serpukhov accelerator. Multichannel threshold gas Čerenkov counters, being a part of the spectrometer composition, were used for positively charged kaon identification in resonance selection. The spectrometer exposition in neutron beam was performed at 3 targets (carbon, aluminium and copper). This allowed one to determine  $A$ -dependence of  $N_D$  production cross section, which is described by a power law  $\sigma \propto A^\alpha$ , at  $\alpha = (0.6 \pm 0.3)$ .  $N_D$  production cross section times the branching ratio over the observed channel is equal to  $(0.26 \pm 0.20)$   $\mu$ b per nucleon.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985