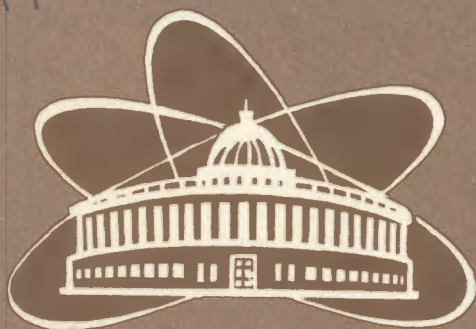




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

№ 4 [37] - 89

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

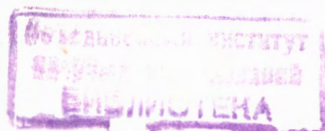
JINR
RAPID COMMUNICATIONS

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

№ 4[37]-89

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
collection



Дубна 1989

О Г Л А В Л Е Н И Е C O N T E N T S

Г.С.Аверичев, В.К.Бондарев, П.И.Зарубин, Л.Г.Ефимов, О.Ю.Кульпина, А.Г.Литвиненко, П.К.Маньяков, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев, М.Пенця, В.Г.Перевозчиков, В.В.Трофимов, В.Н.Садовников, А.Е.Сеннер, В.С.Ставинский, А.Н.Хренов, Э. Штрайт Экспериментальные данные по исследованию двухчастичных пион-протонных, протон-протонных, дейтрон-протонных корреляций в кумулятивном рождении частиц при взаимодействии протонов, дейтронов и альфа-частиц с ядрами G.S.Averichev, V.K.Bondarev, P.I.Zarubin, L.G.Efimov, O.Yu.Kulpina, A.G.Litvinenko, P.K.Manyakov, N.S.Moroz, Yu.A.Panebratsev, M.Pentia, V.G.Perevozchikov, V.V.Trofimov, V.N.Sadovnikov, A.E.Senner, V.S.Stavinsky, A.N.Khrenov, E.Streit Experimental Data on the Investigation of Two-Particle Pion-Proton, Proton-Proton and Deuteron-Proton Correlations in the Cumulative Particle Production in Proton, Deuteron and α -Nuclei Interactions with Nuclei	5
V.A.Nikolaev, O.G.Tkachev Multibaryon and Meson-Like States in the SU(2)-Skyrme Model В.А.Николаев, О.Г.Ткачев Мультибарионы и мезоноподобные состояния в SU-(2)-модели Скирма	18
V.V.Burov, V.N.Dostovalov, S.Eh.Sus'kov Magnetic Form Factor of the Deuteron in the Elastic eD-Scattering with Allowance for Retardation Effects in Exchange Meson Currents В.В.Буров, В.Н.Достовалов, С.Э.Суськов Магнитный формфактор дейтрона в упругом eD-рассеянии с учетом эффектов запаздывания в обменных мезонных токах	24
С.М.Елисеев, М.Камаль Пространственно-временная картина глубоконеупругих лептон-ядерных взаимодействий с рождением кумулятивных нуклонов S.M.Eliseev, M.Kamal Space-Time Picture of Deep Inelastic Lepton-Nucleus Collisions with Cumulative Nucleon Production.	30

M.K.Volkov, A.N.Ivanov, M.Nagy, N.I.Troitskaya

Pion-Nucleon Σ Term in the Quark Model

of a Superconducting Type

М.К.Волков, А.Н.Иванов, М.Надь, Н.Т.Троицкая

Пион-нуклонный Σ -член в кварковой модели

сверхпроводящего типа 36

А.Ю.Дидык, А.М.Зайцев, С.А.Карамян

Воздействие быстрых ионов ^{40}Ar и ^{129}Xe

на монокристалл алмаза

A.Yu.Didyk, A.M.Zaitsev, S.A.Karamyan

Swift ^{40}Ar and ^{129}Xe Ions Effect on the Diamond Monocrystal 44

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ДВУХЧАСТИЧНЫХ ПИОН-ПРОТОННЫХ, ПРОТОН-ПРОТОННЫХ, ДЕЙТРОН-ПРОТОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В КУМУЛЯТИВНОМ РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ, ДЕЙТРОНОВ И АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

Г.С.Аверичев, В.К.Бондарев¹, П.И.Зарубин, Л.Г.Ефимов,
О.Ю.Кульпина, А.Г.Литвиненко, П.К.Маньяков, Н.С.Мороз,
Ю.А.Панебратцев, М.Пенца², В.Г.Перевозчиков, В.В.Трофимов,
В.Н.Садовников, А.Е.Сеннер, В.С.Ставинский, А.Н.Хренов,
Э.Штрайт

Описан двухплечевой магнитный спектрометр ДИСК-3 и приведены результаты измерений двухчастичной корреляционной функции R_2 в протон-ядерных, дейтрон-ядерных и альфа-ядерных взаимодействиях. Импульс первичных протонов и дейтронов 8,9 ГэВ/с, импульс первичных α -частиц — 17,8 ГэВ/с. Изучена величина R_2 для пион-протонных, протон-протонных и дейтрон-протонных комбинаций вторичных частиц в интервале эффективных масс от 1,5 до 2,9 ГэВ/с². Проведено измерение корреляционной функции для $p\pi$ -системы в области эффективных масс, соответствующих рождению кумулятивных Δ -изобар (500 МэВ/с, угол вылета 90°). Величина коррелятора R_2 в этой области равна ~ 1,5 для $p\pi^\pm$ комбинаций как в pPb -, так и в αPb -взаимодействиях. Получены ограничения на сечения рождения кумулятивных изобар $A_\Delta \leq 1,5 A_p$ (где A_p — константа для рождения протонов) в предположении, что $E \frac{d\sigma}{dp} (A_I A_{II} \rightarrow \Delta) \sim A_\Delta e^{-x/0,14}$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Experimental Data on the Investigation of Two-Particle Pion-Proton, Proton-Proton and Deuteron-Proton Correlations in the Cumulative Particle Production in Proton, Deuteron and α -Nuclei Interactions with Nuclei

G.S.Averichev et al.

The two-arm magnetic spectrometer DISC-3 is described and the results of measurements of the two-particle correlation function R_2 in proton-nuclei, deuteron-nuclei and α -nuclei interactions are presented

¹ Научно-исследовательский институт физики Ленинградского государственного университета

² Центральный институт физики, Бухарест

in the paper. The momentum of the incident protons and deuterons is 8.9 GeV/c, the momentum of the incident α -particles is 17.8 GeV/c. The R_2 value for pion-proton, proton-proton and deuteron-proton combinations of the secondary particles within the interval of the effective mass from 1.5 to 2.9 GeV/c is investigated. The correlation function for $p\pi$ combinations has been measured for the effective mass corresponding to the cumulative isobar production (500 MeV/c, angle of emission 90°). The value of R_2 is equal to ~ 1.5 for the region of $p\pi^\pm$ combinations both in pPb and α Pb-interactions. The limitations on the Δ isobar cross section production have been obtained $A_{\Delta} \leq 1.5 A_p$ (where A_p is the constant for proton particle production) assuming that $E \, d\sigma/d\vec{p} \, (A_I A_{II} \rightarrow \Delta) \sim A_{\Delta} e^{-\pi/0.14}$.

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

Изучение корреляционных явлений в кумулятивном рождении частиц является естественным развитием программы по исследованию предельной фрагментации ядер. Исследование корреляционных явлений позволяет получить дополнительную информацию о механизме кумулятивных процессов. В последнее время опубликован целый ряд новых результатов по измерению корреляционных функций в адрон-ядерных^{/1/}, электрон-ядерных^{/2/} и нейтрино-ядерных^{/3/} реакциях.

В настоящей работе изучена двухчастичная инклюзивная реакция

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots, \quad (1)$$

где I — первичные частицы (p, d с импульсом 8,9 ГэВ/с либо α -частицы с импульсом 17,8 ГэВ/с); II — ядра мишени (${}^6\text{Li}, \text{Pb}$); 1 и 2 — регистрируемые установкой частицы (π, p, d).

Измерена двухчастичная корреляционная функция R_2 , которая определена следующим образом:

$$R_2 = \sigma_{in} \frac{E_1 E_2 \, d^2\sigma/d\vec{p}_1 d\vec{p}_2}{E_1 E_2 \, d\sigma/d\vec{p}_1 \, d\sigma/d\vec{p}_2}, \quad (2)$$

где $E_1 d\sigma/d\vec{p}_1$ и $E_2 d\sigma/d\vec{p}_2$ — одночастичные инклюзивные сечения рождения частиц 1 и 2, а $E_1 E_2 \, d^2\sigma/d\vec{p}_1 d\vec{p}_2$ — дважды инклюзивное сечение рождения частиц в реакции (1); σ_{in} — полное неупругое сечение взаимодействия частицы (ядра) I с ядром мишени II .

В работе приведены экспериментальные данные о корреляционной функции R_2 в протон-ядерных, дейтрон-ядерных и альфа-ядерных взаимодействиях для случая рождения следующих комбинаций пар кумулятивных частиц: $\pi\pi$, πp , πd , а также корреляционная функция для случая рождения кумулятивного протона и пиона с кинематическими характеристиками, соответствующими распаду кумулятивной Δ -изобары с импульсом 500 МэВ/с и углом эмиссии 90° .

Методика эксперимента

Эксперимент выполнен электронной методикой на двухплечевом магнитном спектрометре ДИСК-3, принципиальная схема которого приведена на рис.1. Одним из плеч установки является магнитный спектрометр ДИСК-2, применявшийся ранее для проведения измерения одночастичных инклюзивных сечений^{/4/}. Входной телесный угол $\Omega(p_0) = 0,6 \cdot 10^{-3}$ ср, разрешение по импульсу $\Delta p/p = 0,1$. Интервал измеряемых импульсов рожденных частиц ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , d , t , ^3He , ^4He) можно менять от 125 до 1700 МэВ/с, а интервал углов регистрации от 60° до 180° . Идентификация вторичных частиц, выделенных по заряду и импульсу магнитом спектрометра и квадрупольным дублетом, осуществляется по времени пролета на двух базах (3,8 м и 0,97 м) с точностью ± 260 пс, ионизационным потерям частиц в сцинтилляторах, интенсивности черенковского излучения частиц в двух твердых радиаторах. В дальнейшем эту часть установки будем называть первым корреляционным плечом (КП1) установки.

Первое корреляционное плечо регистрирует частицы, выделенные по импульсу магнитно-оптическим каналом

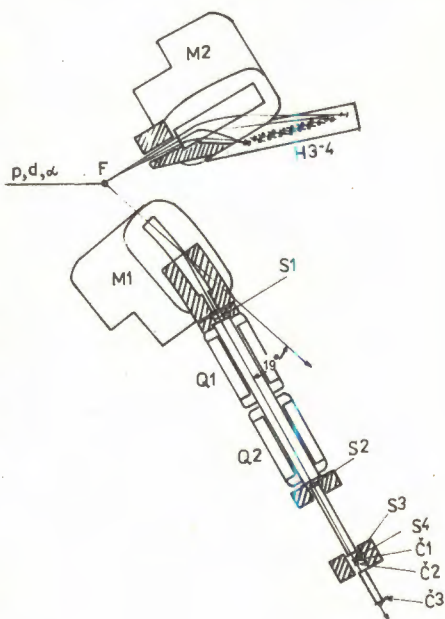


Рис.1. Принципиальная схема двухплечевого магнитного спектрометра ДИСК.

(магнит M1 и квадрупольный дублет Q1, Q2) и прошедшие через сцинтилляционные детекторы S1, S2, S3. Длительность сигналов с формирователей и временные диаграммы рассчитаны из условия измерения времени пролета на базе 3,8 м (расстояние между S1 и S3) в диапазоне от 12 нс (скорость $\beta = 1$) до 92 нс ($\beta = 0,16$). Это позволяет одновременно регистрировать пионы, каоны, протоны и барионные фрагменты.

Второе корреляционное плечо установки (КП2) состоит из спектрометрического магнита и восьми сцинтилляционных телескопов, предназначенных для регистрации пионов, протонов и дейтронов. Его входной телесный угол $1,6 \cdot 10^{-2}$ ср, импульсный аксептанс спектрометра $\Delta p/p_0 = 1,2$. Интервал измеряемых импульсов можно менять от 50 до 800 МэВ/с, а интервал углов регистрации от 20° до 140° . Идентификация вторичных частиц в каждом из восьми телескопов, состоящих из двух сцинтилляционных счетчиков, осуществляется по измерению ионизационных потерь в каждом счетчике (типичные размеры сцинтиллятора $40 \times 40 \times 3$ мм) и времени пролета между счетчиками в телескопе на базе 0,3 м. Второе корреляционное плечо регистрирует частицы, выделенные по импульсу магнитом M2 и вызвавшие срабатывание одного из сцинтилляционных телескопов. Длительность сигналов с формирователей и временные диаграммы рассчитаны для регистрации частиц с β от 0,2 до 1,0 на базе 0,3 м.

Поясним выбор геометрии нашей двухплечевой установки на примере регистрации Δ -изобары, распадающейся на протон и пион. Угол эмиссии частицы θ (протоны или пионы) относительно движения со скоростью β ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$) резонанса дается известным соотношением

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\sin \Phi}{\gamma [\cos \Phi + \beta/\beta_1]}, \quad (3)$$

где β_1 — скорость продуктов распада, а Φ — угол вылета в системе покоя резонанса. Следовательно,

$$\frac{\Delta \theta_1}{\cos^2 \theta_1} = \frac{1}{\gamma} \frac{1 + \beta/\beta_1 * \cos \Phi}{[\cos \Phi + \beta/\beta_1]^2} \Delta \Phi. \quad (4)$$

Оптимальная геометрия установки соответствует условию выбора углов $\Delta \theta_1$ и $\Delta \theta_2$ для равных интервалов $\Delta \Phi$ и максимально возможного интервала $\Delta \Phi$. Для Δ -изобары с импульсом 500 МэВ/с

производная $d\Phi/d\theta_p$ равна 2,76; 3,50; 0,61 для углов Φ , равных соответственно 0° , 90° и 180° . Наибольшая эффективность регистрации распадной доли Δ -резонанса, когда $\Phi = 90^\circ$. Однако, с учетом того, что Δ -резонанс является Р-волновым состоянием ($\ell = 1$), может оказаться более выгодным распад с $\Phi_p = 0^\circ$ или 180° . Мы выбрали вариант $\Phi_p = 0^\circ$. Для этого случая соотношение между углами $\Delta\theta_p/\Delta\theta_\pi = 0,22$.

На рис. 2 приведены ионизационные и времяпролетные спектры, полученные в одном из телескопов КП2 во время проведения измерений. Для оцифровки спектрометрической информации в установке используются разработанные в ЛВЭ зарядово-цифровые преобразователи с ценой преобразования 0,5 пКл/канал^{5/} и время-цифровые преобразователи с ценой преобразования 0,1 нс/канал^{6/}.

Для выделения интересующих нас двухчастичных совпадений организована схема измерения времени, сигналом "Старт" для которой является сигнал со счетчика S3 в КП1 (6,3 м от мишени), а сигналом "Стоп" является сигнал от сработавшего телескопа в КП2 (расстояние от мишени меняется от 2,4 до 3,7 м). На рис. 3 приведены распределения по разнице времени прихода сигналов от КП1 и КП2. Представленные измерения выполнены на мишени из свинца толщиной

1 г/см² при интенсивности первичных протонов 10^{10} частиц за цикл ускорения. На рис. 3а приведен спектр протон-пионных совпадений (импульс протонов в КП1 640 МэВ/с, средний импульс пионов в КП2

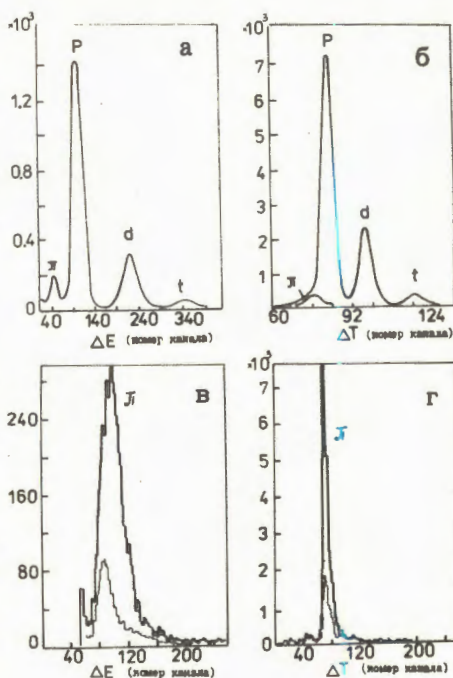


Рис.2. Ионизационные и времяпролетные спектры частиц в КП2 при импульсе 600 МэВ/с (а, б) и спектр пионов при импульсе 140 МэВ/с (в, г) для интенсивности первичного пучка 10^{10} частиц/цикл и свинцовой мишени толщиной 1 г/см². Тонкой линией на рисунках (в, г) показан вклад фона в измерительном павильоне.

равнялся 140 МэВ/с), на рис. 36 — спектр с протон-протонными совпадениями (импульс протонов в КП1 500 МэВ/с, средний импульс протонов в КП2 также 500 МэВ/с). Положение пика на спектрах соответствует расчету.

Одновременно с измерениями совпадений проводилось измерение одночастичных инклюзивных сечений. Для этого была создана схема "деления частоты", которая позволяла записывать в ЭВМ каждое i -е срабатывание КП1 и каждое j -е срабатывание КП2.

В корреляционных экспериментах существует принципиальное ограничение на интенсивность первичного пучка (толщину мишени), которое определяется вкладом случайных совпадений от взаимодействия первичных частиц с различными атомами мишени в пределах времени измерения совпадений двух плеч (в нашем случае это 110 нс).

Число случайных совпадений двух плеч установки за единицу времени при счете числа частиц в КП1 $N_1 = I_0 \ell (E_1 d\sigma/d\vec{p}) d\vec{p}/E_1$ и в КП2 $N_2 = I_0 \ell (E_2 d\sigma/d\vec{p}) d\vec{p}/E_2$ за время вывода пучка T_c и разрешающем времени τ равно ($N_{1,2}^{cp} = \tau N_1 N_2 / T_c^2$). Величина отношения числа случайных совпадений к "двойному инклюзиву"

$$N_{1,2} = I_0 \ell (E_1 E_2 d^2\sigma / d\vec{p}_1 d\vec{p}_2) d\vec{p}_1 / E_1 d\vec{p}_2 / E_2 \text{ равна}$$

$$\frac{N_{1,2}^{cp}}{N_{1,2}} = \tau \frac{I_0}{T_c} \frac{\ell \sigma_{in}}{R_2}, \quad (5)$$

где ℓ — толщина мишени в мб^{-1} , I_0 — интенсивность первичного пучка, R_2 — величина коррелятора. Из формулы (5) видно, что отношение фон/эффект прямо пропорционально интенсивности

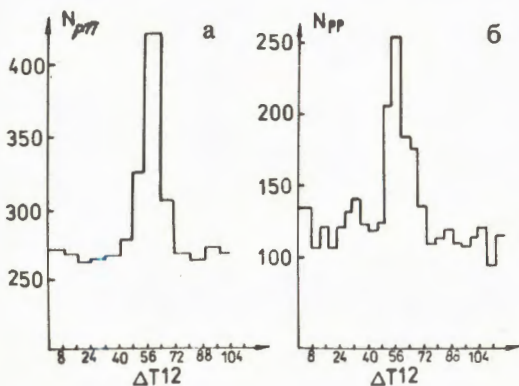


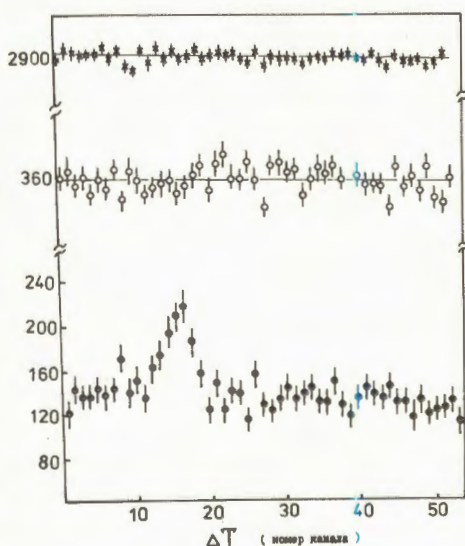
Рис. 3. Спектр протон-пионных (а) и протон-протонных (б) совпадений на свинцовой мишени толщиной 1 г/см^2 при интенсивности первичного пучка 10^{10} частиц/цикл. Цена одного канала на спектрах 1 нс.

первичного пучка и толщине мишени и обратно пропорционально длительности вывода первичного пучка. Поэтому для проведения корреляционных измерений выполнен ряд работ по улучшению временной структуры пучка^{/7/}. По нашим измерениям в настоящее время эффективная длительность вывода пучка из ускорителя равна $200 \div 300$ мс. Эта величина измеряется нами специально и независимо от спектров совпадений в каждом цикле ускорителя по случайным совпадениям двух сцинтилляционных детекторов. Зная длительность вывода пучка, можно вычислить уровень фона в спектре совпадений. Такой контроль постоянно проводился в процессе набора статистики и во всех случаях (различные интенсивности первичного пучка, толщины мишеней) результаты двух измерений соответствовали друг другу.

В контрольных опытах показано, что случайные совпадения: а) сигнал от генератора импульсов подается в КП1, а реальные частицы регистрируются в КП2, б) реальные частицы регистрируются в КП1 и фон в измерительном павильоне регистрируется в КП2 (в этом измерении вход в магнит второго плеча, настроенный на регистрацию пионов с импульсом 140 МэВ/с, перекрыт 20 см слоем свинца) не имитируют пика в спектре совпадений (см. рис. 4).

Для вычисления величины коррелятора R_2 необходимо знать величину полного неупругого сечения взаимодействия налетающей частицы (ядра) с ядром мишени. Мы использовали следующие

Рис.4. Результаты измерения спектра совпадений в контрольных опытах. Символами (x) обозначены результаты измерений для совпадений: сигнал от генератора в КП1 — реальные частицы в КП2. Символами (o) обозначены результаты измерений для совпадений: частицы от мишени в КП1 — фон в измерительном павильоне в КП2. Символами (•) обозначены результаты измерения спектра совпадений в рабочих условиях при той же интенсивности и толщине мишени, что и в контрольных опытах.



величины сечений, полученные из экспериментальных данных и известных в литературе аппроксимаций^{/8, 9, 10/} :

$$\sigma_{in}(pPb) = 1868 \text{ мб}; \quad \sigma_{in}(dPb) = 2093 \text{ мб}; \quad \sigma_{in}(\alpha Pb) = 2425 \text{ мб};$$

$$\sigma_{in}(d^7 Li) = 235 \text{ мб}.$$

Мониторирование абсолютной интенсивности первичного пучка осуществлялось методом измерения наведенной активности углерода. Для сечений активации ядер углерода протонами была использована величина сечения $29 \text{ мб}^{/11/}$. Для случая первичных дейтронов и альфа-частиц данные по сечениям активации есть только при энергиях $\sim 1 \text{ ГэВ/нуклон}$ и ниже^{/12/}. Экстраполяцией этих данных к энергии 4 ГэВ/нуклон мы получили величину сечения активации 42 мб в том и другом случае. По нашим оценкам, ошибка в измерении абсолютного сечения равна $\pm 7\%$ для протонов и $\pm 11\%$ для дейтронов и альфа-частиц.

Экспериментальные результаты

В настоящей работе приводятся две группы экспериментальных данных. Первая относится к результатам измерения двухчастичной корреляционной функции в реакции (1) для πp -, pp -, $d p$ -систем. Первой указана частица, регистрируемая КП1, второй — частица, регистрируемая КП2. Импульс КП1 для этих измерений был равен 500 МэВ/с , угол наблюдения 90° . Импульсный интервал, захватываемый КП2, равен $200 \div 650 \text{ МэВ/с}$. Угол разлета частиц 180° (угол вылета одной частицы относительно направления вылета второй). Такие кинематические условия соответствуют максимальному выходу протонов в первом и втором плече и, следовательно, оптимальным условиям для набора статистики по pp -совпадениям. Вторая группа данных относится к измерению двухчастичной протон-пионной корреляционной функции. В этом случае импульс протона в КП1 640 МэВ/с , угол наблюдения 90° . Импульсный интервал пионов, регистрируемый КП2, равен $50 \div 270 \text{ МэВ/с}$. Угол разлета протона и пиона 180° . Такие кинематические условия соответствуют регистрации продуктов распада Δ -изобары с импульсом 500 МэВ/с и углом эмиссии 90° , то есть измерена корреляционная функция $R_{p\pi}$ в области эффективных масс, соответствующих Δ -изобаре.

Экспериментальные значения величин двухчастичных корреляционных функций R_2 для протон-протонных, пион-протонных,

дейтрон-протонных совпадений представлены на рис.5,6,7.

На рис.5 приведены данные по R_{pp} и R_{pr} для случая взаимодействия протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с с ядрами свинца. Данные представлены в зависимости от величины эффективной массы регистрируемых частиц. Из рисунка видно, что в пределах ошибок измерений величину двухпротонной корреляционной функции в измеренном интервале импульсов (эффективных масс) можно описать константой $R_{pp} = 1,92 \pm 0,25$. Кроме того, из рисунка видно, что в пределах ошибок измерений величины протон-протонного и пион-протонного коррелятора имеют близкие значения. Отметим, что в выполненных в ИТЭФ измерениях^{/13/} характерная величина протон-протонного коррелятора для кумулятивной области равна $1,5 \div 2,4$.

На рис.6 приведены значения протон-протонного и дейтрон-протонного коррелятора, измеренного во взаимодействии дейтронов с импульсом 8,8 ГэВ/с с ядрами свинца. Из рисунка видно, что корреляционная функция двух протонов не зависит от импульса (эффективной массы). Ее значение в измеренном интервале эффективных масс равно $1,58 \pm 0,21$. Измерения также показали, что величины R_{pp} и R_{dp} совпа-

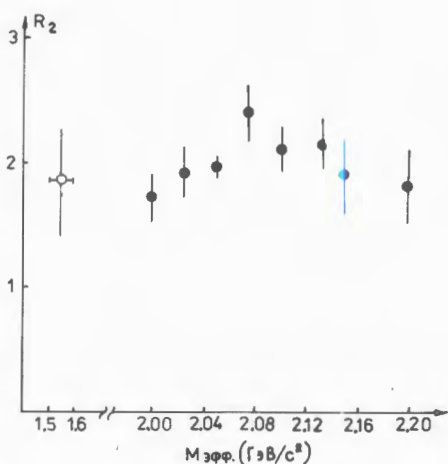


Рис. 5. Результаты измерения корреляционной функции R_2 в pPb-взаимодействиях (● — значения R_{pp} , ○ — значения R_{pr}).

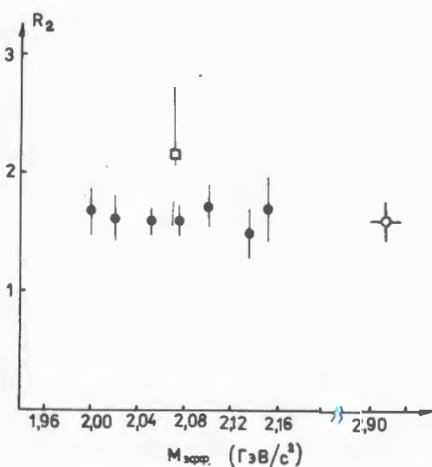


Рис.6. Результаты измерения корреляционной функции R_2 в дейтрон-ядерных взаимодействиях. Символами (●) обозначены данные по R_{pp} в dPb-взаимодействиях, (○) — данные по R_{dp} в dPb-взаимодействиях и (□) — R_{pp} в d^7Li -взаимодействиях.

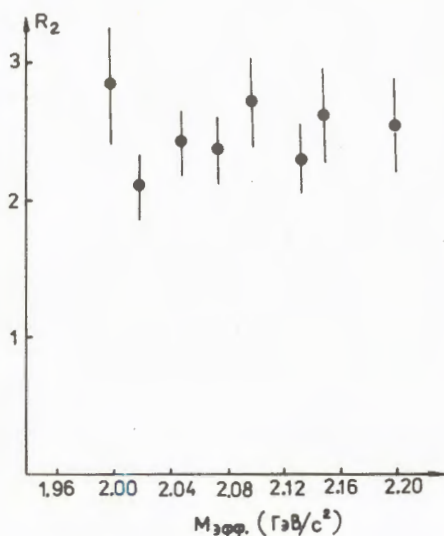


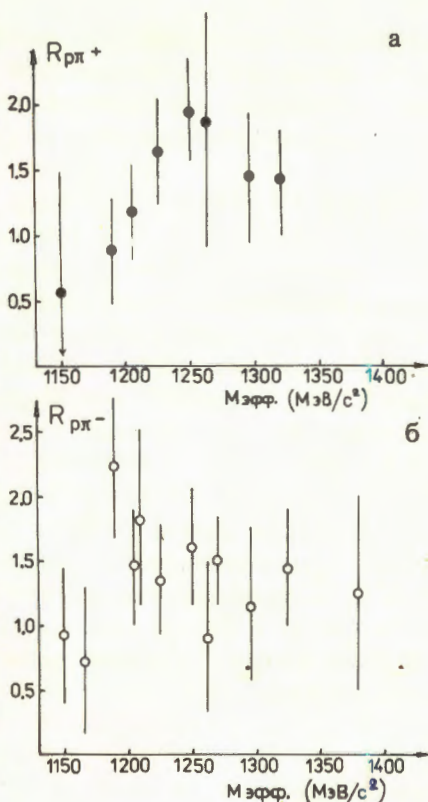
Рис. 7. Результаты измерения двухпротонной корреляционной функции R_2 в α Pb-взаимодействиях.

дают в пределах ошибок измерений. Нами был измерен и протон-протонный коррелятор для $d^7\text{Li}$ -взаимодействий. Результаты измерений приведены на рис. 6 и указывают на то, что на легком ядре величина коррелятора несколько выше, чем на тяжелом ядре.

На рис.7 приведены экспериментальные данные, относящиеся к измерению протон-протонных корреляций в случае α Pb-взаимодействий. Из рисунка видно, что и в этом случае величина R_{pp} в пределах ошибок измерений остается постоянной для измеренного интервала импульсов вторичных частиц и равна $2,34 \pm 0,26$. Эта величина в пределах ошибок измерений совпадает с величиной двухпротонной корреляционной функции, полученной в pPb-взаимодействиях.

Перейдем к обсуждению результатов эксперимента по измерению протон-пионной корреляционной функции. На рис.8 приведены данные, относящиеся к pPb-взаимодействиям, а на рис. 9 — данные, относящиеся к α Pb-взаимодействиям. В том и другом случае нами было набрано $\sim 10^3$ событий типа $p\pi^+$ (превышение пика над фоном). В наших измерениях произведение интенсивности первичного пучка на толщину мишени составляло примерно $5 \cdot 10^{10}$ частиц $\cdot$ с $^{-1}$ г.см $^{-2}$. При этом отношение числа частиц в пике к уровню фона составляет примерно 1:3, что и определяет в основном точность в вычислении коррелятора. В пределах достигнутой в данном эксперименте точности измерений мы не видим особенностей в спектрах эффективных масс $p\pi$ -системы. Значения корреляционных функций, усредненные по измеренному интервалу эффективных масс, равны $1,41 \pm 0,17$ для $p\pi^+$ -системы и $1,40 \pm 0,18$ для $p\pi^-$ -системы во взаимодействии протонов с ядрами свинца. Для альфа-ядерных взаимодействий эти величины равны соответственно $1,51 \pm 0,24$ и $1,55 \pm 0,23$. Таким образом, из результатов измерений следует, что величина протон-пионной

Рис.8. Результаты измерения протон-пионной корреляционной функции в $p\bar{p}$ -взаимодействиях: а — данные по корреляционной функции $R_{p\pi^+}$, б — данные по корреляционной функции $R_{p\pi^-}$.



корреляционной функции, усредненной по измеренному интервалу эффективных масс, в пределах ошибок измерений одинакова для случая рождения положительных и отрицательных пионов. Кроме того, значения протон-пионной корреляционной функции в пределах ошибок измерений совпадают для $p\bar{p}$ - и $a\bar{p}$ -взаимодействий.

Из анализа данных можно сделать некоторые заключения о сечении образования кумулятивной Δ -изобары. Отметим, что спектр эффективных масс π -системы набран при различных значениях импульса пары π . Поэтому для оценки сечения рождения Δ -изо-

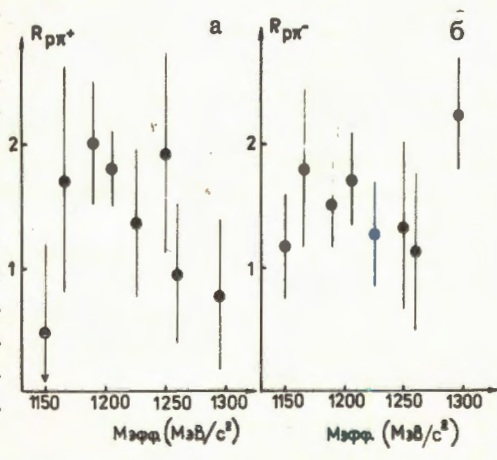


Рис. 9. Результаты измерения протон-пионной корреляционной функции в $a\bar{p}$ -взаимодействиях: а — данные по корреляционной функции $R_{p\pi^+}$, б — данные по корреляционной функции $R_{p\pi^-}$.

бары необходимо знать зависимость этого сечения от импульса. В предположении, что сечение рождения Δ -изобар, как и сечение рождения стабильных кумулятивных частиц, экспоненциально зависит от кумулятивного числа,

$$\frac{E}{A} \frac{d\sigma}{dp} = A_{\Delta} \exp(-x_{\Delta}/0,14). \quad (6)$$

Считая, что максимальный вклад от Δ -изобары в величину коррелятора определяется ошибками измерений, можно получить ограничение на предэкспоненциальный множитель в формуле (6). Из экспериментальных данных следует, что $A_{\Delta} < 1,5 A_p$. Заметим, что оценки этой величины, полученные в работе^{/14/} исходя из сечений рождения инклюзивных π -мезонов, дают соотношение $A_{\Delta} < 0,5 A_p$. В этой работе показано, что вклад распадных пионов от Δ^{++} для импульсов больше 500 МэВ/с не превышает 1%. В работах^{/15,16/} также сделан вывод о малой роли изобар ($\leq 1\%$) в процессах кумулятивного рождения. Заметим, что интегральное сечение Δ^{++} , вылетающих назад, измерено в работе^{/17/} для реакции $p(300 \text{ ГэВ/с}) + \text{Ne}$ и равно $(4,11 \pm 0,95) \text{ мб}$, что составляет $\sim 20 \div 30 \%$ от сечения рождения заряженных пионов, вылетающих в заднюю полусферу.

Литература

1. Баюков Ю.Д. и др. — В сб.: Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1986, с.288.
2. Егиян К.Ш. — В сб.: Труды IX Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, 1988, с.300.
3. Guy J. — In: Proceedings of the IX International Seminar on High Energy Problems, D1,2-88-652, JINR, Dubna, 1988, p.229.
4. Аверичева Т.В. и др. — Сообщение ОИЯИ 1-11317, Дубна, 1978.
5. Басиладзе С.Г. и др. — Сообщение ОИЯИ 13-80-887, Дубна, 1980.
6. Маньяков П.К. и др. — Сообщение ОИЯИ 13-83-343, Дубна, 1983.
7. Глущенко В.Г. и др. — В сб.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т. 1, с.304.
8. Бобченко Б.М. и др. — Препринт ИТЭФ-15, М., 1979.
9. Аникина М.Х. и др. — ЯФ, 1983, т.38, с.149.

10. Ставинский В.С. — Сообщение ОИЯИ 2-80-66, Дубна, 1980.
11. Horwitz N., Murray J.J. — Phys.Rev., 1960, 117, p.1361;
Cumming J.B. et al. — Phys.Rev., 1962, 125, p.2078.
12. Geaga J.V. et al. — Nucl.Phys., 1982, A386, p.589;
Banigs J. et al. — NIM, 1971, 95, p.307.
13. Баюков Ю.Д. и др. — Препринт ИТЭФ 86-99, Москва, 1986.
14. Литвиненко А.Г., Ставинский В.С. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, 12-85, Дубна, 1985, с.22.
15. Копылова Д.К. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-86-141, Дубна, 1986.
16. Аммосов В.В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.262.
17. Алимов М.А. и др. — Препринт ФТИ АН УзССР, 66-88-ФВЭ, Ташкент, 1988.

Рукопись поступила 27 июня 1989 года.

MULTIBARYON AND MESON-LIKE STATES IN THE SU(2)-SKYRME MODEL

V.A.Nikolaev, O.G.Tkachev

The effective quantum mechanical Hamiltonian for topologically trivial and nontrivial sectors of the Skyrme model is obtained in the framework of the collective coordinate method. The collective variables correspond to the vibrations and rotations in the space and isospace. Some numerical results for the observable values for the lowest states are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Мультибарионы и мезоноподобные состояния в SU(2)-модели Скирма

В.А.Николаев, О.Г.Ткачев

В методе коллективных переменных, соответствующих вибрациям, а также вращениям во внешнем и внутреннем пространствах, получен эффективный квантовый гамильтониан для топологически тривиального и нетривиальных секторов модели Скирма. Приводятся некоторые результаты численных расчетов, наблюдаемых для нижайших состояний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

The Skyrme model^{/1/}, as a chiral soliton model of baryons, has some phenomenological success in describing the static properties of nucleons and their interactions. Recently, a new ansatz for the solutions of the stationary Euler-Lagrange equations has been proposed in^{/2,3/} for the multibaryon states. As it was shown in^{/2/} and^{/3/}, some of the solitons with baryon number $B > 1$ were classically stable objects. In^{/2/} the new series of meson-like solitons with $B = 0$ are also obtained, and the classical properties are investigated. The purpose of this paper is to obtain the quantum mechanical effective Hamiltonian in the framework of the collective coordinate method. We use the vibrational and rotational degrees of freedom as collective coordinates and calculate the masses and binding energies of the lowest states in this method.

Let us describe the important steps needed to obtain effective Hamiltonian. We start with the Skyrme Lagrangian density $\mathcal{L}$:

$$\mathcal{L} = \frac{F^2}{16} \text{Tr}(\mathbf{L}_\mu \cdot \mathbf{L}_\mu) + \frac{1}{32e^2} \text{Tr}[\mathbf{L}_\mu, \mathbf{L}_\nu]^2, \quad (1)$$

where $\mathbf{L}_\mu = U^\dagger \partial_\mu U$ are the left currents and assume, as in ^{/2,3/} that the chiral field $U(\mathbf{r})$ has the following structure:

$$U(\vec{r}) = \cos(F(r)) + i(\vec{r} \cdot \vec{N}) \sin(F(r)). \quad (2)$$

Here $\vec{N}$ determines a direction in the isotopic space. It is expressed by the components in the spherical coordinates system

$$\vec{N} = (\cos(\Phi(\phi)) \sin(T(\theta)), \sin(\Phi(\phi)) \sin(T(\theta)), \cos(T(\theta))). \quad (3)$$

As it was shown in ^{/2,3/} the mass of the Skyrmion is given by the functional of the $T(\theta)$, $\Phi(\phi)$, $F(r)$:

$$M = M_2 + M_4, \quad (4)$$

$$M_2 = \frac{\gamma}{4} \int_0^\infty dx x^2 \int_0^\pi d\theta \sin\theta \{ (F')^2 + \left[\frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} k^2 + (T')^2 \right] \frac{\sin^2 F}{x^2} \}, \quad (5)$$

$$M_4 = \gamma \int_0^\infty dx x^2 \int_0^\pi d\theta \sin\theta \left\{ \left[\frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} k^2 + (T')^2 \right] (F')^2 + \frac{\sin^2 F}{x^2} \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} k^2 (T')^2 \right\} \frac{\sin^2 F}{x^2}, \quad (6)$$

where $\gamma = \pi \cdot F_\pi / e$ and $x = F_\pi \cdot e \cdot r$.

We do not give here the system of equations ^{/2/} for the solution $T(\theta)$, $\Phi(\phi)$ and $F(x)$, but we have to note the requirements to be imposed on solutions. Thus, we consider only the configurations with

finite masses, that is why we have $F(0) = \pi n$ and $T(0) = 0$, $T(\pi) = \pi \ell$ with integer n and ℓ . Some integer k determines $\Phi(\phi) = k \cdot \phi$, and leads to a single-valued solution. Now all the solutions $U_{nk\ell}(x)$ are classified by the set of integer numbers n, k and ℓ .

The next expression for topological (baryon) charge with such an ansatz in ^{/2/} has been obtained

$$B = \frac{k \cdot n}{2} (1 - \cos(\pi \cdot \ell)). \quad (7)$$

This expression points out that between the solutions there are ones (with even ℓ) that will be quantized as bosons with an integer spin and isospin quantum number. On the other hand, odd ℓ will correspond to the multibaryon state with $B = n \cdot k$.

To obtain quantum mechanical effective Hamiltonian we employ the collective coordinate method. Now the chiral fields are considered to be time-dependent:

$$U(r, t) = \exp(i \cdot r^i \cdot I^{ij}(t) \cdot N^j (R_{nk}^{-1}(t) x_k) \cdot F(x \cdot e^\lambda)), \quad (8)$$

where R and I are the spatial and isospin rotation 3×3 matrices, and $\lambda(t)$ is the time-dependent parameter of the dilatation vibrations. Inserting Eq.(8) into the Lagrangian in which the time components L_0 of the currents now play their important role we have

$$L = -M - \frac{F^2 \pi^2}{16} \cdot \int dV \text{Tr}(L_0 L_0) - \frac{1}{16e^2} \cdot \int dV \text{Tr}[L_0, L_k]^2. \quad (9)$$

Performing the canonical transformation and determining canonically conjugate variables

$$p = \frac{\partial L}{\partial \dot{\lambda}}, \quad T = \frac{\partial L}{\partial \dot{\omega}_i}, \quad S = \frac{\partial L}{\partial \dot{\Omega}_i}, \quad (10)$$

where the angular velocities Ω_i and ω_i for the rotation and isorotation are given by

$$(R^{-1})_{ik} \dot{R}_{kj} = \epsilon_{ijk} \Omega_k, \quad \dot{I}_{ik} (I^{-1})_{kj} = \epsilon_{ijk} \omega_k, \quad (11)$$

we obtain the Hamiltonian for $k^2 \neq 1$

$$H = M(\lambda) + \frac{\hat{p}^2}{2 \cdot m(\lambda)} + \frac{\hat{T}^2}{2 \cdot \epsilon_T} + \frac{\hat{S}^2}{2 \cdot \epsilon_S} - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_T} + \frac{k^2}{\epsilon_S} - \frac{1}{\epsilon} \right) \cdot \hat{T}_3^2. \quad (12)$$

Here symbols p , T and S are interpreted now as follows: impulse p corresponds to the vibrational operator, T and S are the isospin and spin operators. The vibrational potential $M(\lambda)$ is given by the next expression

$$M(\lambda) = M_2 \cdot \exp(-\lambda) + M_4 \cdot \exp(\lambda). \quad (13)$$

For the interval values $m(\lambda)$, $Q_T(\lambda)$, $Q_S(\lambda)$, $Q(\lambda)$ we have:

$$m(\lambda) = \frac{2\pi}{F_\pi e^3} \int_0^\infty (F')^2 \left\{ \frac{e^{-3\lambda}}{2} + e^{-\lambda} \frac{\sin^2 F}{x^2} \int_0^\pi (k^2 \cdot \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} + (T')^2) \sin \theta d\theta \right\} x^4 dx, \quad (14)$$

$$Q_T(\lambda) = \frac{\pi}{F_\pi e^3} \cdot \int_0^\infty x^2 dx \int_0^\pi \sin \theta d\theta \left\{ \sin^2 F \cdot \left[\frac{e^{-3\lambda}}{4} + e^{-\lambda} \cdot [(F')^2 + \left(k^2 \cdot \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} + (T')^2 \right) \cdot \frac{\sin^2 F}{x^2}] \cdot (1 + \cos^2 T) - \right. \right. \\ \left. \left. - e^{-\lambda} \cdot \frac{\sin^4 F}{x^2} \cdot (k^2 \cdot \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} \cdot \cos^2 T + (T')^2) \right\}, \quad (15)$$

$$Q_S(\lambda) = \frac{\pi}{F_\pi e^3} \cdot \int_0^\infty x^2 dx \int_0^\pi \sin \theta d\theta \left\{ \sin^2 F \cdot \left[\frac{e^{-3\lambda}}{4} + e^{-\lambda} \cdot [(F')^2 + \left(k^2 \cdot \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} + (T')^2 \right) \cdot \frac{\sin^2 F}{x^2}] \cdot \left(k^2 \cdot \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} \cdot \cos^2 \theta + (T')^2 \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - e^{-\lambda} \cdot \frac{\sin^4 F}{x^2} \cdot (k^4 \cdot \frac{\sin^4 T}{\sin^4 \theta} \cdot \cos^2 \theta + (T')^4) \right\}, \quad (16)$$

$$Q(\lambda) = \frac{2\pi}{F_\pi e^3} \cdot \int_0^\infty x^2 dx \int_0^\pi \sin \theta d\theta \left\{ \sin^2 F \cdot \left[\frac{e^{-3\lambda}}{4} + \right. \right.$$

$$+ e^{-\lambda} \cdot [(F')^2 + (k^2 \cdot \frac{\sin^2 T}{\sin^2 \theta} + (T')^2) \cdot \frac{\sin^2 F}{x^2}] \cdot \sin^2 T -$$

$$- e^{-\lambda} \cdot \frac{\sin^4 F}{x^2} \cdot k^2 \cdot \frac{\sin^4 T}{\sin^2 \theta} \} . \quad (17)$$

It should be noted that we have $S_3^{b.f.} - k \cdot T_3^{b.f.} = 0$. It is a constraint for the wave function of the quantized Skyrmion. More strictly speaking the wave function is given by

$$\langle I, R | TK, CM, L \rangle = \frac{\sqrt{(2T+1)(2S+1)}}{8\pi^2} D_{KL}^T(I) \cdot D_{M-KL}^{S'}(R) \quad (18)$$

as in ^{4/} and its parity is given as $P = (-1)^L$. If we exclude the vibrational degrees of freedom from our consideration we obtain the expression for the mass spectra for $B = 2$ ($k = 2, \ell = 1$):

$$E_{S,T,T_3} = \frac{F_\pi}{e} \left\{ 70.55 + \frac{e^4}{2} \cdot \left[\frac{S(S+1)}{272.4} + \frac{T(T+1)}{183.0} - \frac{1}{83.2} T_3^2 \right] \right\} \quad (19)$$

(for an arbitrary value of F_π and e).

Now we present here some numerical results for the calculated soliton states with $B = 2$ (see Table 1) and lowest multibaryon states with $B = 3, 4$ (Table 2). The calculations were performed in the harmonic approximation with the next values of the constant: $e = 4.84$ and $F_\pi = 108$ MeV ($M_{\text{nucl}} = 931$ MeV).

Table 1. The calculated energies for the $B=2$ ($k=2, \ell=1$) soliton states with isospin T , spin parity S^P and quantum number $n_\lambda=0$ corresponding to the vibration mode

T	S^P	$E - 2M_{\text{nucl}}$
0	0^+	-214 MeV
0	1^+	-172 MeV
1	0^+	-154 MeV
1	1^+	-118 MeV
1	2^-	-53 MeV

Table 2. The lowest multibaryon states ($k = 3, 4, \ell = 1$)

B	T	S	T_3	$E - B \cdot M_{\text{nucl}}$
3	1/2	3/2	1/2	-268.0 MeV
3	3/2	3/2	1/2	-210.5 MeV
4	0	0	0	-324.0 MeV
4	0	1	0	-312.7 MeV
4	1	0	0	-294.5 MeV

The calculation shows that the classically nonstable state $k = 4$, $\ell = 1$ has the binding energy $^{1/2}/ +220.7$ MeV, and becomes stable when the quantum correction is taken into account (see Table 2). It may have some more general sense.

The effective quantum mechanical Hamiltonian for baryon and heavy meson-like states of the Skyrme model is obtained in the framework of the collective coordinate method. The collective variables correspond to vibrations and rotations.

References

1. Skyrme T.H.R. — Nucl.Phys., 1962, 31, p.556.
2. Nikolaev V.A., Tkachev O.G. — JINR Rapid Communications No. 1 (34)-89, Dubna, 1989, p.28.
3. Kurihara T., Kanada H., Otofujii T. — Prog. of Theor. Phys., 1989, v.81, No.4, p.858.
4. Weigel H., Schwesinger B., Holzward G. — Phys.Lett., 1986, 168B, p.321;
Nikolaev V.A., Tkachev O.G. — JINR Communications P4-86-515, Dubna, 1986;
Kopeliovich V.B., Shtern B.E. — JETP Lett., 1987, 45, p.25.

Received on July 3, 1989.

MAGNETIC FORM FACTOR OF THE DEUTERON IN THE ELASTIC eD -SCATTERING WITH ALLOWANCE FOR RETARDATION EFFECTS IN EXCHANGE MESON CURRENTS

V.V.Burov, V.N.Dostovalov*, S.Eh.Sus'kov

Retardation effects on the deuteron magnetic form factor are studied. The contribution of these effects is negligible when $q^2 < 30 \text{ fm}^{-2}$. At a larger q^2 the retardation effects are shown to be important.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Магнитный формфактор дейтрона в упругом
 eD -рассеянии с учетом эффектов запаздывания
в обменных мезонных токах

В.В.Буров, В.Н.Достовалов, С.Э.Суськов

Исследовано влияние эффектов запаздывания на магнитный формфактор дейтрона. Показано, что вклад этих эффектов пренебрежимо мал в области импульсов передач $q^2 < 30 \text{ Фм}^{-2}$. В области больших переданных импульсов эффекты запаздывания играют существенную роль.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

1. The magnetic form factor of the deuteron in the elastic eD -scattering with inclusion of exchange meson currents has been discussed in refs.^{1,2/}. The most detailed calculations have been made for the pair isoscalar exchange currents due to π , ρ , ω and $\rho\pi\pi$ processes. It was shown that the structure function $B(q^2)$ allowing for the meson exchange currents can be satisfactorily described up to $q^2 < 30 \text{ fm}^{-2}$. However, these calculations have not been completed. So, the investigation of retardation effects was not examined. Experiments available at present on the structure function $B(q^2)$ provoke the most detailed analysis of the deuteron structure in a broad range of measured momentum transfers.

*The Far-East State University, Vladivostok

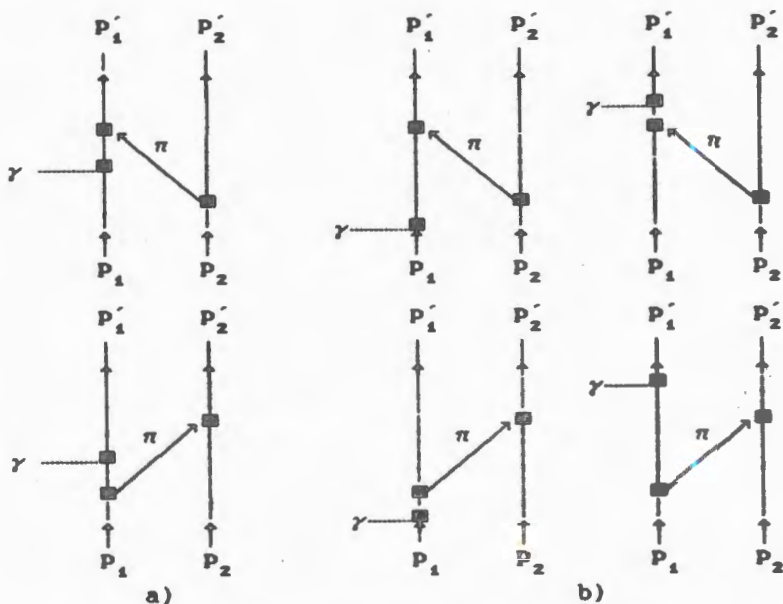


Fig.1. Diagrams of recoil (a) and wave function reorthonormalization (b).

Our research is devoted to retardation effects in exchange meson currents.

The retardation currents consisting of the recoil (RC) and wave function reorthonormalization (WFR) currents (fig.1) were discussed in refs.^{/3-6/}.

In ref.3 the retardation currents were defined. It was shown that the RC and WFR currents cancel out completely in the nonrelativistic limit (up to an order of $O(1/M^2)$). However in the $O(1/M^3)$ -limit (relativistic currents) the retardation effects do exist. In paper^{/4/} the expressions for the charge densities ($\rho^{\text{ret}, \alpha}$, $\alpha = \pi, \rho, \omega$) of order ($O(1/M^3)$) were calculated. In the present paper we derived an expression for the retardation isoscalar current ($j^{\text{ret}, \pi}$), up to an order of $O(1/M^4)$ and a general expression for the magnetic form factor of the deuteron ($F_M^{\text{ret}, \pi}$). Note that these expressions have not been derived before. The numerical calculations were carried out with the use of the "Bonn" wave functions. The experimental data are taken from refs.^{/7-9/}. The structure function $B(q^2)$ is defined by the expression $B(q^2) = 4\eta(1+\eta)F_M^2/3$, where $\eta = q^2/4M^2$ (M is the deuteron mass) and $F_M = F_M^{\text{imp}} + F_M^{\pi NN} + F_M^{\rho\pi\gamma} + F_M^{\text{ret}, \pi}$ is given by the impulse approximation, pair current, $\rho\pi\gamma$ -process and retardation effects respectively.

2. The retardation exchange current has been extracted from the S-matrix of the process from fig.1:

$$S_{fi} = - (2\pi)^{-2} i \delta^4(p'_1 + p'_2 - p_1 - p_2 - q_0) j_\mu^{\text{ret}} V^\mu. \quad (1)$$

Applying the time-order perturbation theory and an expansion of the energy denominators of the RC and WFR-currents we have obtained the expression for retardation isoscalar current due to π -exchange:

$$\vec{j}^{\text{ret}, \pi} = \vec{j}_a^{\text{ret}, \pi} + \vec{j}_b^{\text{ret}, \pi} + (1 \longleftrightarrow 2), \quad (2)$$

where

$$\vec{j}_a^{\text{ret}, \pi} = -i \frac{G_M^s}{8m^2} \left(\frac{g_{\pi NN}}{2m} \right)^2 (\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2) (\vec{k}_2 \times \vec{q}) (\vec{q} \cdot \vec{k}_2) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k}_2) \frac{K_{\pi NN}^2(k_2^2)}{(k_2^2 + m_\pi^2)^2}, \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \vec{j}_b^{\text{ret}, \pi} = & \frac{1}{8m^2} \left(\frac{g_{\pi NN}}{2m} \right)^2 (\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2) \{ G_M^s(\vec{k}_2) (\vec{q} \cdot \vec{k}_2) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k}_2) - \\ & - \vec{\sigma}_1 (\vec{q} \cdot \vec{k}_2)^2 (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k}_2) - F_1^s \vec{k}_2 (\vec{q} \cdot \vec{k}_2) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{k}_2) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k}_2) \} \frac{K_{\pi NN}^2(k_2^2)}{(k_2^2 + m_\pi^2)^2}, \quad (2b) \end{aligned}$$

$$\vec{k}_2 = \vec{p}'_2 - \vec{p}_2.$$

Here, $q_{\pi NN}$ is the coupling constant: G_M^s , the isoscalar magnetic form factor ($G_M^s = (1 + k_s) (1 + q^2/0.71 \text{ GeV}^2)^{-2}$, $k_s = -0.12$); m , the nucleon mass; $K_{\pi NN}(k_2^2)$, the meson-nucleon form factor; F_1^s , the form factor of the nucleon.

The magnetic form factor is defined by

$$F_M(q^2) = - \langle D | \frac{3im}{2\pi q^2} \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \int d\Omega_q e^{i(\vec{q}\vec{r}/2 - \vec{k}\vec{r})} (\vec{q} \times \vec{j}(\vec{k}, \vec{q}))_0 | D \rangle, \quad (3)$$

where $|D\rangle$ is the deuteron wave function; $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ ($\vec{r}_1$ and $\vec{r}_2$ are the spatial coordinates of the nucleus); $\vec{j}(\vec{k}, \vec{q})$, the spatial current. Taking into account expression (2) we give the final general expression for $F_M^{\text{ret}, \pi}$:

$$F_M^{\text{ret}, \pi} = \frac{9}{5} \left(\frac{1}{m} \right)^3 \left(\frac{g_{\pi NN}}{4\pi} \right)^2 G_M^s \int_0^\infty dr \{ j_1(qr/2) A_1(r) + j_3(qr/2) A_2(r) \},$$

$$\begin{aligned}
A_1(r) &= 2/3 U^2(r) I_1(r) + 1/5 \{ \sqrt{2} U(r) W(r) (1/3 I_1(r) - 3 I_3(r)) - \\
&\quad - W^2(r) (4/3 I_1(r) + 3 I_3(r)) \}, \\
A_2(r) &= -2/3 U^2(r) I_3(r) + 1/5 \{ \sqrt{2} U(r) W(r) (2 I_1(r) - 4/3 I_3(r)) + \\
&\quad + W^2(r) (2 I_1(r) + 1/3 I_3(r)) \},
\end{aligned} \tag{4}$$

where $U(r)$ and $W(r)$ are S and D-waves, respectively. The functions $I_1(r)$, $I_3(r)$ depend on the meson-nucleon form factor.

$$I_1(r) = \int_0^\infty dk k^5 j_1(kr) \frac{K_{\pi NN}^2(k^2)}{(k^2 + m_\pi^2)^2}, \tag{4a}$$

$$I_3(r) = \int_0^\infty dk k^5 j_3(kr) \frac{K_{\pi NN}^2(k^2)}{(k^2 + m_\pi^2)^2}. \tag{4b}$$

Note that result (4) is independent of $j_b^{\text{ret}, \pi}$.

3. The results of numerical calculations are shown in figs. 2, 3. Here, we give the results obtained with the following parameterization of the meson-nucleon form factor:

$$K_\alpha(k^2) = \frac{1}{(1 + k^2/\Lambda_{1,\alpha}^2)(1 + k^4/\Lambda_{2,\alpha}^4)} \quad (\alpha = \pi NN, \rho NN). \tag{5}$$

The parameter values are: $\Lambda_{1,\pi NN} = 0.99$ GeV and $\Lambda_{2,\pi NN} = 2.58$ GeV. This choice of the meson-nucleon form factor assures that $K_{\pi NN}(k^2) \sim (k^2)^{-3}$ will apply at a large momentum transfer, which is prescribed by quantum chromodynamics.

Applying parameterization (5) we have to make the following substitution for the coupling constant of the Bonn meson-exchange model for the correct normalization of its meson-nucleon form factor at zero momentum:

$$g_\alpha \rightarrow g_\alpha \left(1 - \frac{m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2}\right), \tag{6}$$

where the coupling constant is: in the case of the Bonn meson-exchange full model $q_{\pi NN} = 13.45$ and in the case of the Bonn energy-independent one-boson-exchange potential (OBEP) $q_{\pi NN} = 13.55$, $\Lambda_\pi = 1.3$ GeV.

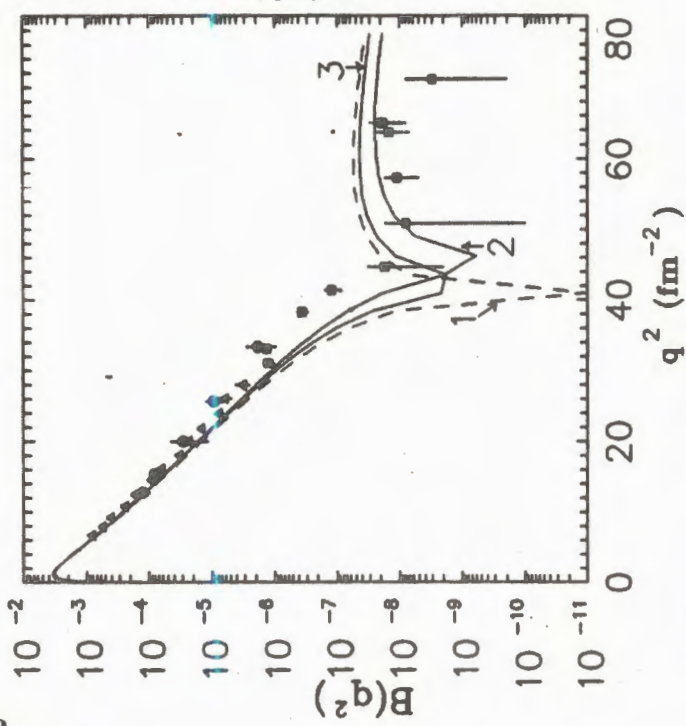


Fig.2. Deuteron structure function $B(q^2)$. The dashed line (1) is the impulse approximation with the Bonn wave functions (relativistic model), the solid line (2) - with inclusion of MEC ($\pi NN + \rho\pi\pi$) and the solid line (3) - with inclusion of MEC ($\pi NN + \rho\pi\pi$ + retardation effects). The experimental data are taken from /7-9/

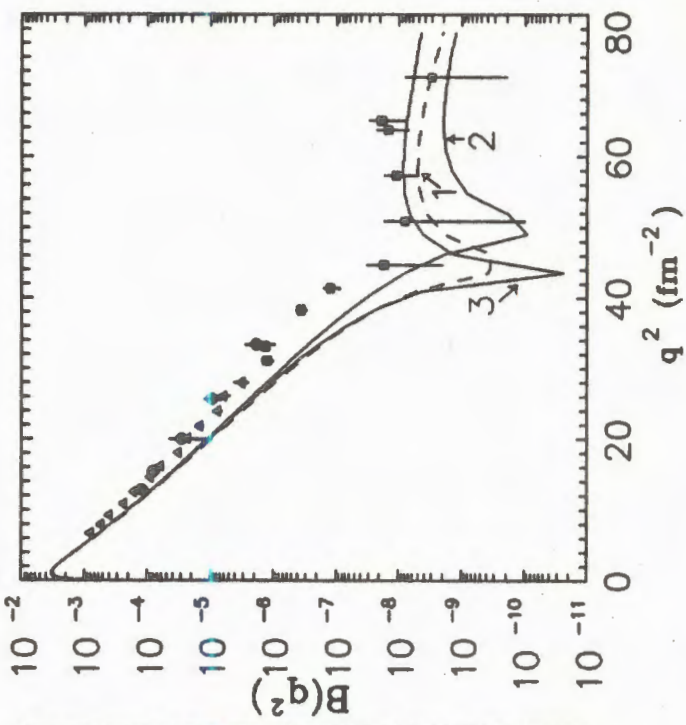


Fig.3. Deuteron structure function $B(q^2)$. The calculations are made with Bonn wave functions (full model). Notation is the same as in Fig.2.

Now we discuss the calculated results.

As we can see from fig.2, the retardation effects are negligible for $q^2 < 30 \text{ fm}^{-2}$, whereas for a larger momentum transfer the retardation current shifts the minimum towards smaller q^2 and essentially increases $B(q^2)$ for $q^2 > 45 \text{ fm}^{-2}$ breaking the agreement with experimental data. Figure 3 shows that the structure function $B(q^2)$ is described well when $q^2 > 50 \text{ fm}^{-2}$ if the retardation current is taken into account. In this case, for $q^2 < 30 \text{ fm}^{-2}$ the retardation effects are very small too. For a larger q^2 we can see a considerable shift of the minimum of $B(q^2)$ towards a smaller momentum transfer and the rapid increase towards experimental data.

Thus, we have shown that the inclusion of the retardation meson current into the structure function $B(q^2)$ has a considerable effect at a large momentum transfer.

We wish to thank Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Nikolaev V.A. for helpful discussions.

We also thank Prof. Dr.M.Gari for interest in our work.

References

1. Gari M., Hyuga H. — Nucl. Phys., 1976, v.A264, p.409.
2. Burov V.V., Dostovalov V.N., Sus'kov S.Eh. — Pis'ma Zh.Eksp. Teor. Fiz., 1986, No.8, p.357.
3. Gari M., Hyuga H. — Z. für Phys., 1976, A277, p.291.
4. Hyuga H., Gari M. — Nucl. Phys., 1976, v.A274, p.333; 1977, v.A278, p.372.
5. Burov V.V., Dostovalov V.N. — Z. für Phys., 1987, v.A326, p.245.
6. Burov V.V., Goy A.A., Dostovalov V.N. — Sov. J. Nucl. Phys., 1987, v.45, p.994.
7. Auffret S. et al. — Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.649.
8. Cramer R. et al. — Z. für Phys., 1985, C29, p.513.
9. Arnold R.G. et al. — Phys.Rev.Lett., 1987, 58, p.1723.

Received on June 15, 1989.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ КАРТИНА ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ЛЕПТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С РОЖДЕНИЕМ КУМУЛЯТИВНЫХ НУКЛОНОВ

С.М.Елисеев, М.Камаль

Представлены результаты расчетов взаимодействий нейтрино с энергией $10 \div 200$ ГэВ с ядрами эмульсии. Расчет производился по модели, учитывающей пространственно-временные характеристики внутриядерных взаимодействий, поглощение частиц в ядре и испарение частиц из ядра остатка. Особое внимание уделено кумулятивным протонам. Теория сравнивается с экспериментом, выполненным недавно сотрудничеством ОИЯИ, ИФВЭ, ИТЭФ, ФНАЛ и др. Приведены также некоторые предсказательные расчеты.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Space-Time Picture of Deep Inelastic Lepton-Nucleus Collisions with Cumulative Nucleon Production

S.M.Eliseev, M.Kamal

Results are presented of calculations of interactions of neutrinos with energies from 10 to 200 GeV with emulsion nuclei. The calculations have been made within the model which takes account of the space-time characteristics of intranuclear interactions, absorption of particles in a nucleus and evaporation of particles from a residual nucleus. Special attention is paid to the cumulative protons. The theory is compared with the experiment recently performed by the collaboration of the JINR, IHEP, ITEP, FNAL et al. Some predictive computations are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

После открытия кумулятивного эффекта^{/1/} взаимодействие лептонов с ядрами привлекает к себе пристальное внимание (см., например, ^{/2/}). В лептон-ядерном взаимодействии лептон внутри ядра взаимодействует заведомо один раз (в отличие от адрона). Это позволяет исследовать влияние ядра на характеристики "вновь рожденных" частиц в наиболее чистом виде, так как дополни-

тельные взаимодействия в ядре фрагментов налетающей частицы в данном случае исключены. Большой интерес вызывают лептон-ядерные взаимодействия с рождением кумулятивных частиц.

В экспериментах, выполненных в последнее время сотрудниками группы институтов (ОИЯИ, ИФВЭ, ИТЭФ, ФНАЛ и др.), исследовались взаимодействия нейтрино (протекающие через заряженный ток) с ядрами эмульсии, в результате которых рождались кумулятивные нуклоны. Эмульсия помещалась внутри 15-футовой камеры ФНАЛ и облучалась пучком нейтрино с широким спектром энергий от 10 до 200 ГэВ. Чтобы надежно исключить влияние испарительных механизмов, отбирались кумулятивные события с протонами (вылетающими в заднюю полусферу), имеющими довольно большой импульс — больше 300 МэВ/с. Были получены многие важные результаты, например, представлены характеристики расщепления ядер как с образованием кумулятивных нуклонов, так и без кумулятивных нуклонов. Впервые наблюдалось множественное рождение кумулятивных нуклонов ³⁻⁵/ и т.д.

Модели, использованные до настоящего времени, как правило, были ориентированы на детальное рассмотрение одиночной характеристики кумулятивного процесса. Для интерпретации новых ³⁻⁵/ разнообразных данных полезно иметь модель, приспособленную не просто для описания какой-либо усредненной характеристики кумулятивного процесса (скажем, импульсного спектра), а позволяющую детально рассчитывать каждое взаимодействие налетающей частицы с атомным ядром. В работе ⁶/ была рассмотрена такая модель глубоконеупругого лептон-ядерного взаимодействия, основанная на моделировании процесса методом Монте-Карло. Здесь мы исследуем применимость подхода ⁶/ для описания имеющихся результатов по образованию кумулятивных нуклонов ³⁻⁵/ . Приводим также некоторые предсказательные расчеты. Сравнение с ними новых экспериментальных данных (когда они будут получены) поможет в будущем определить область применимости нашей модели и выяснить другие особенности механизма лептон-ядерного взаимодействия с рождением кумулятивных нуклонов.

Приведем главные положения используемой модели (см. ⁶/ и указанную в ней литературу).

В основе подхода лежит предположение, что первичное нейтрино взаимодействует с одним из нуклонов ядра-мишени как со свободной частицей. Характеристики рожденных при этом частиц моделируются с учетом соответствующих экспериментальных данных по νN -взаимодействиям с заданным пучком первичных

частиц. В работе ^{/8/} показано, что наш способ этого моделирования хорошо согласуется с наблюдением. Иницируемый таким образом каскад частиц, взаимодействующих с отдельными нуклонами ядра, является марковским процессом, который моделируется методом Монте-Карло.

Пространственно-временные свойства взаимодействия учитывались введением сечения взаимодействия, зависящего от длины (времени) пробега формирующихся частиц в ядре:

$$\sigma_{hN} = \sigma_{hN}^0 (1 - e^{-L m_0 / \beta \gamma}), \quad (1)$$

где $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, L — длина свободного пробега в ядре, σ_{hN}^0 — сечения взаимодействия свободных частиц (пионов и нуклонов) с нуклонами, определяемые в экспериментах по πN - и NN -рассеянию, m_0 — параметр, характеризующий длину формирования частиц. В данной работе мы полагали $m_0 = 0,4$ ГэВ (в соответствии с ^{/8/}).

Из формулы (1), в частности, видно, что в используемой модели быстрые частицы взаимодействуют в ядре слабо, а довольно медленные могут взаимодействовать в ядре с сечением взаимодействия обычных пионов и нуклонов с нуклонами. Такая картина прохождения рождающихся частиц в ядре качественно согласуется со многими данными по различным ядерным реакциям при высоких энергиях.

В расчетах учитываются многие ядерные эффекты: фермиевское движение нуклонов, принцип Паули, энергия связи нуклонов и т.д. ^{/8/}. Как будет показано, в механизме образования кумулятивных нуклонов, наблюдаемых в работах ^{/3-5/}, важную роль играет фермиевское движение нуклонов ядра и поглощение пионов в ядре*. Эти эффекты мы учитывали так же, как и в наших предыдущих работах по описанию ядерных реакций при различных энергиях ^{/8/}. После вылета всех быстрых частиц из ядра и соответствующего числа нуклонов для каждого нейтрино-ядерного взаимодействия мы рассчитывали испарение возбужденного ядра-остатка. Конечно, вычисления такого типа по методу Монте-Карло

*В недавней работе ^{/7/} было также найдено, что в механизме нейтрино-ядерного мезонообразования поглощение пионов в ядре играет большую роль.

очень сложны, но зато таким образом можно попытаться описать совместно самые различные продукты ядерной реакции (кумулятивные, испарительные и т.д.).

Мы рассчитали несколько десятков тысяч нейтрино-ядерных взаимодействий. Далее кратко обсудим средние результаты (статистические ошибки составляют пару процентов). Прежде всего, была определена вероятность события с кумулятивным нуклоном (т.е. с нуклоном импульса больше $0,3 \text{ ГэВ/с}$, летящим в заднюю полусферу), она оказалась равной 24% . В эксперименте эта вероятность составляет $(20,5 \pm 2,7)\%^{13-5/}$. Среднее число таких нуклонов на одно взаимодействие у нас равно $0,29$, в эксперименте — $(0,33 \pm 0,07)$. Мы вычислили асимметрию углового распределения g -частиц (используется далее обычная эмульсионная терминология), т.е. отношение числа частиц, летящих назад (кумулятивных) к наблюдаемому полному числу g -частиц. Получилось значение, равное $0,16$. Экспериментально такая величина пока не определена. В таблице приведены средние значения различных частиц во взаимодействиях с определенным ($0, 1, \geq 2$) числом кумулятивных нуклонов. Видно хорошее согласие теории с экспериментом. На рис. 1 показана зависимость структурной функции образования нуклонов от квадрата импульса нуклона p^2 , вылетающего в заднюю полусферу. В районе $p^2 \approx 0,1 \text{ (ГэВ/с)}^2$ виден перегиб в форме спектра, он соответствует переходу от быстрой стадии реакции к испарительной. Имеет место хорошее согласие рассчитанной кривой с опытом. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что нейтрино-ядерное взаимодействие с образованием нуклонов, вылетающих назад, также распадается на две различные

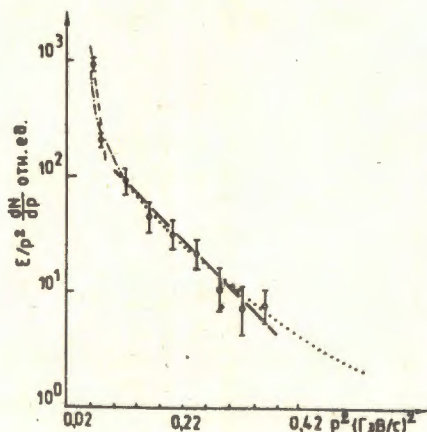


Рис. 1. Распределение импульсов протонов, вылетающих назад, во взаимодействиях нейтрино с эмульсией. Значками $\circ$ и $\bullet$ обозначены экспериментальные данные из работ $^{13-5/}$. Штриховой (---) и сплошной (—) линиями показаны результаты фитирования (см. в тексте) $^{13-5/}$. Штрихпунктирной (— · — ·) и пунктирной (.....) линиями представлены результаты расчетов спектров соответственно испарительных и кумулятивных нуклонов.

Таблица

Средние числа различных частиц в зависимости от чисел ($k=0; 1, \geq 2$) кумулятивных нуклонов, образующихся во взаимодействиях нейтрино с ядрами эмульсии. В скобках указаны экспериментальные результаты из работ ^{/3-5/}

k	$\bar{N}_g$	$\bar{N}_g$	$\bar{N}_b$
		вперед	
0	1,1 (1,4 $\pm$ 0,1)	1,1 (1,4 $\pm$ 0,1)	3,9 (4,4 $\pm$ 0,2)
1	2,8 (3 $\pm$ 0,3)	1,8 (2 $\pm$ 0,3)	5,2 (5,4 $\pm$ 0,6)
2	5,6 (5,6 $\pm$ 0,5)	3 (3,1 $\pm$ 0,6)	9 (10 $\pm$ 1)

стадии (быструю и испарительную), как и другие ядерные взаимодействия. Если кумулятивную часть рассчитанной кривой ($p^2 > 0,1$ (ГэВ/с)²) аппроксимировать функцией

$$f \approx e^{-Bp^2}, \quad (2)$$

то для параметра наклона В получается значение, практически совпадающее с экспериментом ^{/3-5/}: $B \approx 10,9$ (ГэВ/с)⁻² (см. рис. 1).

Наконец, на рис.2 и 3 приведены предсказательные кривые для структурной функции образования нуклонов, вылетающих вперед в нейтрино-ядерных взаимодействиях с кумулятивными нуклонами

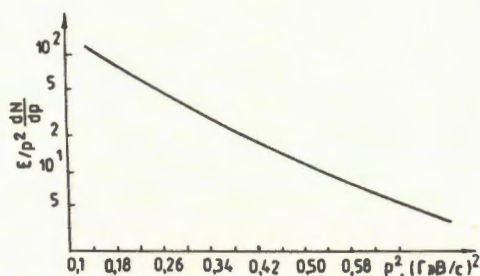


Рис.2. Импульсные спектры нуклонов, вылетающих вперед, во взаимодействиях нейтрино с эмульсией, в которых образуются также и кумулятивные нуклоны.

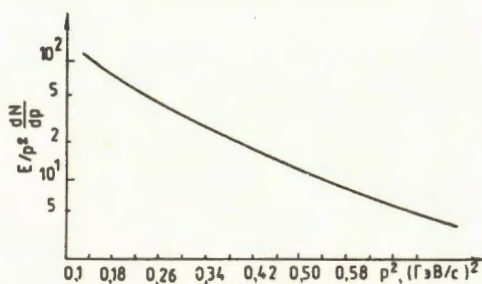


Рис.3. То же, что и на рис.2, но без рождения кумулятивных нуклонов.

(рис.2) и без кумулятивных нуклонов (рис. 3). Дальнейшее сравнение с экспериментом поможет не только понять природу ядерного скейлинга ^{/3-5/}, но и уточнить применимость модели для механизма лептон-ядерного взаимодействия.

Литература

1. Балдин А.М. и др. — Препринт ОИЯИ P1-5819, Дубна, 1971.
2. Berge J.P. et al. — Phys.Rev., 1978, D18, p.1367.
3. Аммар Р. и др. — Препринт ФИАН СССР № 48, 1988.
4. Аммар Р. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, с.189.
5. Аммосов В.В. и др. — Препринт ИФВЭ, 87-17, Серпухов, 1987.
6. Елисеев С.М., Камаль М., Эль-Наги А. — Краткие сообщения ОИЯИ, №6 (32)-88, Дубна, 1988, с.11.
7. Gaisser T.K. et al. — Phys.Rev., 1986, D33, p.1233.

Рукопись поступила 10 августа 1989 года.

PION-NUCLEON Σ TERM IN THE QUARK MODEL OF A SUPERCONDUCTING TYPE

M.K.Volkov, A.N.Ivanov¹, M.Nagy², N.I.Troitskaya¹

It is shown that by using an intermediate scalar meson ϵ (700) naturally arising in the quark model of a superconductivity type one can obtain an experimental value for the $\Sigma_{\pi N}$ term considering only u and d quarks.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Пион-нуклонный Σ -член в кварковой модели
сверхпроводящего типа

М.К.Волков, А.Н.Иванов, М.Надь, Н.Т.Троицкая

Показано, что с учетом промежуточного скалярного мезона ϵ (700), естественным образом возникающего в кварковой модели сверхпроводящего типа, можно получить экспериментальное значение Σ -члена при рассмотрении только u и d кварков.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

The present paper is devoted to the calculation of the pion-nucleon σ term determined by the matrix element

$$\sigma = \frac{m_u^0 + m_d^0}{4M_p} \langle P | \bar{u}u + \bar{d}d | P \rangle, \quad (1)$$

where $|P\rangle$ is a one-proton physical state, $M_p = 938$ MeV is the proton mass and m_q^0 is the current q quark mass ($q = u, d$). Chiral symmetry allows one to connect the matrix element (1) with the even (with respect to isotopic transformations) amplitude of πN scattering $\bar{D}^+(\nu, t)$

¹Leningrad Polytechnical Institute, USSR

²Institute of Physics of the Electro-Physical Research Centre, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Czechoslovakia

calculated at the Cheng-Dashen point ^{/1/}: $\nu = (s - u)/4M_P = 0$, $t = 2m_\pi^2$ *

$$\Sigma = F_\pi^2 \bar{D}^{(+)}(0, 2m_\pi^2) = \sigma + \Delta, \quad (2)$$

where $F_\pi = 93$ MeV is the π meson decay constant. The first term in the right-hand side of (2) determined by the matrix element (1) can be treated as a contribution of the scattering amplitude of a massless pion on a physical nucleon, i.e. $\sigma = F_\pi^2 \bar{D}^{(+)}(0, 0)$, whereas the second term Δ is a correction due to nonzero pion mass. The theoretical value of Δ does not exceed 5 MeV, i.e. we may assume that $\Delta \approx 5 \text{ MeV}^{/2,3/}$. Extrapolation of the experimental values of the πN scattering amplitudes into Cheng-Dashen point enables one to get an experimental value for the Σ term (2):

$$\Sigma_{\text{exp}} = \begin{cases} 64 \pm 8 \text{ MeV}^{/4/} \\ 56 \pm 8 \text{ MeV}^{/3,5/} \end{cases} \quad (3)$$

Using (3) and relation (2) at $\Delta = 5 \text{ MeV}^{/2,3/}$ we get an experimental estimate for the matrix element (1)

$$\sigma_{\text{exp}} = \begin{cases} 59 \pm 8 \text{ MeV}^{/4/}, \\ 51 \pm 8 \text{ MeV}^{/3,5/} \end{cases} \quad (4)$$

The experimental values for the σ term (4) turned out to be unexpectedly large. The theoretical estimate for the σ term from the mass formulae of baryons in approximation linear in the current quark masses leads to the value $\sigma = 25$ MeV. Allowance for higher orders in the current quark masses may increase this value only by $10 \text{ MeV}^{/5/}$, i.e. $\sigma = 35$ MeV.

Since a large experimental value of σ_{exp} (4) could not be described within usual approximations of current algebra and a standard baryon mode, it was suggested to increase the theoretical value of the σ term due to the contribution of the $\bar{s}s$ to the valence proton structure (see ^{/2,3,6/} and refs. therein)

$$\sigma = \sigma_0 / (1 - y), \quad (5)$$

*Here s , u and t are the kinematic invariants of πN scattering: $s + u + t = 2m_\pi^2 + 2M_P^2$.

where $\sigma_0 = 35$ MeV and y determines the portion of s quarks in the valence proton structure

$$y = \frac{2 \langle P | \bar{s}s | P \rangle}{\langle P | \bar{u}u + \bar{d}d | P \rangle} . \quad (6)$$

It can easily be calculated that the portion of s quarks in the valence proton structure, which is necessary to explain the experimental value of the σ term (4), should be of about 40%, i.e. $y \approx 0.4$. Such a large number of strange quarks in a proton would mean that half of the observed proton mass should be determined by the s quark component in a proton^{/7/}. This must cause drastical changes of the standard baryon model^{/8/*}.

To conserve the standard baryon model, the experimental value of the σ term (4) should be explained without introducing the $\bar{s}s$ component in the valence proton structure. Since the current algebra cannot correctly describe the σ term (1), it is interesting to calculate the matrix element (1) within a phenomenological quark model with the chiral symmetry, based on the QCD and successfully describing strong low-energy hadron interactions. Interest in the model calculation of the σ term (1) stems also from the fact that the use of dispersion methods for calculating the values of the term (2) leads to the result $\Sigma_{\text{disp}} = 63$ MeV^{/9/} which is in good agreement with the experimental data (3)**.

Therefore, in the present paper we undertake calculation of the σ term (1) in the quark model of a superconducting type (QMST). The latter is a generalization on the quark level of the known Nambu — Iona—Lasinio model^{/11/} and describes strong low-energy interactions of four nonets of low-lying mesons (scalar, pseudoscalar, vector and axial) with the linear realisation of the chiral $U(3) \times U(3)$ symmetry. The vertices of low-energy interactions of mesons are approximated in the QMST by one loop quark diagrams with virtual constituents quarks. The rules of calculating one-loop quark diagrams in the QMST, which are in accordance with the requirements of the chiral symmetry and confinement, are expounded in ref.^{/12/}.

*Note that the authors of ref.^{/8b/} have shown that in a special regime of chiral symmetry breaking admissible in the Nambu—Iona—Lasinio model, one can obtain a large enough value for the Σ term with a small number of s quarks in a proton.

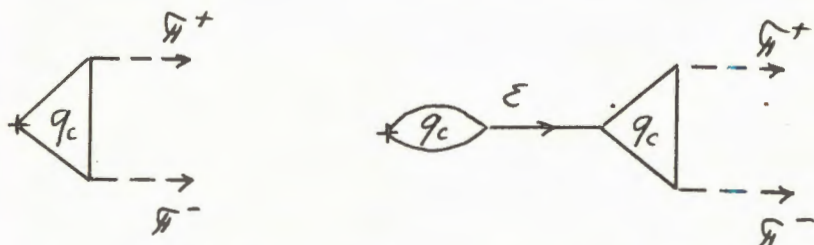
**The quantity $\Sigma_{\text{disp}} = 63$ MeV is mean over all the results obtained in refs.^{/10/}.

First, let us demonstrate the calculational possibilities of the QMST by using the matrix element $\langle \pi^+ | \bar{u}u + \bar{d}d | \pi^+ \rangle$ as an example. Then, we shall give the estimate for the matrix element $\langle \pi^+ | \bar{u}u + \bar{d}d | \pi^+ \rangle$ with the help of the low-energy Gell-Mann-Oakes-Renner theorem (13) derived within the current algebra and PCAC hypothesis

$$\begin{aligned} \langle \pi^+(p) | \bar{u}u + \bar{d}d | \pi^+(p) \rangle &\simeq \langle \pi^+(0) | \bar{u}u + \bar{d}d | \pi^+(0) \rangle = \\ &= \frac{1}{F_\pi^2} \langle 0 | \bar{u}u + \bar{d}d | 0 \rangle = \frac{2v}{F_\pi^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

where $v = -\langle 0 | \bar{u}u | 0 \rangle = -\langle 0 | \bar{d}d | 0 \rangle$ is the quark condensate.

Now let us calculate (7) in the QMST. In this model, the above-pointed matrix element is determined by two diagrams depicted in figs. 1 and 2*. The diagram in fig.2 describes the exchange by a virtual



Figs. 1 and 2. Quark diagrams describing the $\langle \pi^+ | \bar{u}u + \bar{d}d | \pi^+ \rangle$ matrix element in the QMST.

scalar ϵ meson with the quark structure $(\bar{u}_c u_c + \bar{d}_c d_c) / \sqrt{2}$, where u_c and d_c are constituent u and d quarks. This diagram plays an important role in describing the matrix element in the QMST, as will be shown below.

The Lagrangian describing the diagram shown in figs.1 and 2 has the form

$$\mathcal{L} = g \bar{q}_c (\epsilon + i Z^{1/2} \gamma^5 \vec{\tau} \cdot \vec{\pi}) q_c, \quad (8)$$

*To obtain the dependence of the matrix element on p it is necessary to consider also the diagrams with $\pi \rightarrow a_1$ transitions on the pion-legs where a_1 is an axial-vector meson (see ^{/12/}). Since we are interested only in the constant contribution to the term, we shall not consider these diagrams.

where $\bar{q}_c = (\bar{u}_c, \bar{d}_c)$ are constituent u and d quarks, $g = m_u / (F_\pi Z^{1/2})$, $Z = (1 - 6m_u^2/m_{a_1}^2)$ is the constant of an additional renormalization of pion fields which arises after allowance for $\pi \rightarrow a_1$ transitions^{/12/}, $m_u = m_d = 280$ MeV is the mass of constituent quarks in the QMST, $m_{a_1} = 1260 \pm 30$ MeV^{/14/}, and $\vec{\tau}$ are the Pauli matrices.

In calculating the matrix element (7) in the QMST we should take into account only divergent parts of the loop quark diagrams depicted in figs.1 and 2. This requirement follows from the condition of conservation of chiral symmetry and fulfillment of quark confinement (see^{/12/}). As a result, we get

$$\langle \pi^+ | \bar{u}u + \bar{d}d | \pi^+ \rangle = \frac{g_{\epsilon\pi\pi} C(m_\epsilon)}{g}, \quad (9)$$

$$C(m_\epsilon) = 1 + \frac{8g^2}{m_\epsilon^2} [I_1(m_u) - 2m_u^2 I_2(m_u)].$$

Here, the first term in $C(m_\epsilon)$ describes the contribution of diagram 1; whereas the remaining part, the contribution from diagram 2. $g_{\epsilon\pi\pi} = 4gm_u Z$ is the effective $\epsilon\pi\pi$ interaction constant (see^{/12/}), and m_ϵ is the scalar ϵ meson mass. We consider two possible cases: 1) when $m_\epsilon^2 = 4m_u^2 + m_\pi^2/Z$ is the model value of m_ϵ following from QMST^{/15/}, and 2) when $m_\epsilon \approx 700$ MeV is the physical value of the scalar resonance with a large decay width $\epsilon \rightarrow 2\pi$ ^{/16/}: $I_1(m)$ and $I_2(m)$ are the quadratically and logarithmically divergent integrals

$$I_1(m_u) = -i \frac{3}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k \theta(\Lambda^2 - k^2)}{m_u^2 - k^2} = \frac{3}{(4\pi)^2} \left[\Lambda^2 - m_u^2 \ln\left(1 + \frac{\Lambda^2}{m_u^2}\right) \right], \quad (10)$$

$$I_2(m_u) = -i \frac{3}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k \theta(\Lambda^2 - k^2)}{(m_u^2 - k^2)^2} = \frac{3}{(4\pi)^2} \left[\ln\left(1 + \frac{\Lambda^2}{m_u^2}\right) - \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + m_u^2} \right],$$

where $\Lambda = 1.25$ GeV is the cutoff parameter limiting the region where a spontaneous breaking of chiral symmetry takes place^{/12/}.

Assuming $m_\epsilon^2 \approx 4m_u^2$ and using the condition $4g^2 I_2(m_u) = 1$ following from the definition of g ^{/12/} we get

$$\langle \pi^+ | \bar{u}u + \bar{d}d | \pi^+ \rangle = \frac{2v_{\text{QMST}}}{F_\pi^2}, \quad (11)$$

i.e., the result of the low-energy theorem (7). Here, the relation $v_{\text{QMST}} = 4m_u I_1(m_u)$ has been used (see ^{/12/}).

Thus, we have shown how to calculate the matrix element (11) in the QMST. The matrix element $\langle P | \bar{u}u + \bar{d}d | P \rangle$ is calculated in an analogous way: therefore we give the final result

$$\langle P | \bar{u}u + \bar{d}d | P \rangle = \frac{g_{\epsilon PP}}{g_{\epsilon \pi \pi}} \frac{2v_{\text{QMST}}}{F_\pi^2} U(P) U(P) = \frac{g_{\epsilon PP}}{g_{\epsilon \pi \pi}} \frac{2v_{\text{QMST}}}{F_\pi^2} 2M_P. \quad (12)$$

Here $g_{\epsilon PP}$ is the interaction ϵPP constant on the proton mass shell ($p^2 = M_P^2$), and $U(P)$ is the bispinor normalized by the condition $U(P)U(P) = 2M_P$. Using (12) we find the σ term (1) in the QMST

$$\sigma_{\pi N}^{\text{QMST}} = \frac{g_{\epsilon PP}}{g_{\epsilon \pi \pi}} m_\pi^2 = \frac{1}{Z^{1/2}} \left(\frac{m_\pi}{2m_u} \right)^2 M_P. \quad (13)$$

In deriving this formula we have used the Goldberger — Treiman relation

$$g_{\epsilon PP} = \frac{g_{\pi PP}}{g_A} = \frac{M_P}{F_\pi} \quad (14)$$

following from the requirements of chiral symmetry (see ^{/16/}), where $g_A = 1.259 + 0.004$ is the axial current renormalization constant of β decay ^{/14/}, and

$$m_\pi^2 = \frac{v}{F_\pi^2} (m_u^0 + m_d^0) \quad (15)$$

is the Gell—Mann—Oakes—Renner formula that holds valid in the QMST ^{/12/}. Using the numerical values of the parameters of our model and experimental values of other quantities, for the σ term we get

$$\sigma_{\pi N}(0) = 50 \text{ MeV}. \quad (16)$$

This quantity is in good agreement with experimental data.

Now let us see how this estimate changes if instead of the theoretical model value $m_\epsilon \approx 2m_u$ one uses the physical value $m_\epsilon \approx 700 \text{ MeV}$. For the $\epsilon \pi \pi$ vertex one should take into account the form factor, as it has been done, for instance, in calculating the $\pi \pi$ scattering lengths

and in describing other processes (see /12b/)

$$f_{\epsilon\pi\pi}(q) = 1 + \frac{m_{\epsilon}^2 - q^2}{Z(4\pi F_{\pi})^2} \quad (17)$$

Then, for the σ term we get $\left(\frac{C_{\epsilon}(m_{\epsilon} = 700 \text{ MeV})}{C(m_{\epsilon} = 2m_u)} = 0.85 \right)$

$$\sigma_{\pi N}^{(\epsilon(700))} = 43 \text{ MeV} \quad (16')$$

Without taking the form factor into account $\sigma_{\pi N}^{(\epsilon(700))} = 38 \text{ MeV}$. The value of (16') is rather close to the experimental data. One should remember that the obtained estimates may somewhat increase if other scalar resonances are taken into account.

Thus, it is shown that in our model one can obtain a satisfactory enough estimate for the experimentally observed σ term with allowance made only for u and d quarks.

References

1. a) Cheng T.P., Dashed R. — Phys.Rev.Lett., 1971, 26, p.594;
b) Brown L.S., Pardee W.J., Peccei R.D. — Phys.Rev., 1971, D4, p.2801;
c) Gasser J. — "N-N and Strange Quarks in the Proton", Invited talk given at the workshop in Los Alamos, Publ. in: Proceedings "Physics with Light Mesons" (Eds. W.Gibbs, B.Nefkens), Los Alamos, La-11184-C, 1987.
d) Gasser J., Sainio M.E., Svaro A. — Nucl.Phys., 1988, B307, p.779.
2. Gasser J. — "Low-Energy Pion-Nucleon Scattering in QCD". Invited talk given at the Third International Symposium on Pion-Nucleon and Nucleon-Nucleon Physics, Gatchina, USSR, April 71-22, 1989.
3. Koch R. — Z.Phys., 1982, C15, p.161.
4. a) Gasser J., Leutwyler H., Locher M.P., Sainio. — Preprint of Bern University, BUTP-88/13, 1988 (to be published in Phys.Lett. B);
b) Sainio M.E. — "How to Extract the Pion-Nucleon Sigma Term from Data", Invited talk given at the Third International Symp. on Pion-Nucleon and Nucleon-Nucleon Physics", Gatchina, USSR, April 17-22, 1989.
5. Gasser J. — Ann.Phys., 1981, 136, p.62;
Gasser J. Leutwyler H. — Phys.Rep. 1982, 87C, p.77.

6. a) Hatsuda T. — Phys.Lett., 1988, B213, p.361;
 b) Berbarid V., Jaffe R.L., Maissner U.G. — Nucl.Phys., 1988, B308, p.753.
7. Leutwyler H. — Preprint of Bern University, BUTP-88/25, 1988.
8. Donoghue J.F., Nappi C.R. — Phys.Lett., 1986, B168, p.105;
 Jaffe R.L., Korpe C.L. — Comm.Nucl. Phys., 1987, 17, p.163;
 Kaplan D.B., Nelson A.E. — Phys.Lett., 1986, B175, p.57;
 Brown G.E. et al. — Phys.Lett., 1987, B192, p.273;
 Berbarid V. et al. — Phys.Lett., 1988, B198, p.92;
 Kohayama Y. et al. — Phys.Lett., 1988, B208, p.165;
 Blaizot J.P. et al. — Phys.Lett., 1988, B209, p.27;
 Riazuddin, Favasuddin. — Phys.Rev., 1988, D38, p.944.
9. Cheng T.P. — Phys.Rev., 1976, D13, p.2161.
10. Nielson N., Oades G.C. — Nucl.Phys., 1974, B72, p.310;
 Hite G.E., Jacob R.J. — Phys.Lett., 1974, B53, P.200;
 Langbein W. — Nucl.Phys., 1975, B94, p.519;
 Chao Y.A. et al. — Phys.Lett., 1975, B57, p.150.
11. Nambu Y., Jona-Lasinio G. — Phys.Rev., 1961, 122, p.345.
12. a) Volkov M.K. — Ann.Phys., 1984, 157, p.282;
 b) Part. Nucl., 1986, 17, p.433;
 c) Ebert D., Ivanov A.N., Volkov M.K. — Forschr.d.Phys., 1989, 37, p.N2;
 d) Ivanov A.N., Nagy M., Troitskaya, Volkov M.K. — Int. J. Mod. Phys. A (in press), 1989; JINR Preprint E2-88-558, Dubna, 1988.
13. Gell-Mann M. et al. — Phys.Rev., 1968, 175, p.2195.
14. Particle Data Group. Phys.Lett., 1988, B204, p.1.
15. Brown G.E. — "Chiral Symmetry and the Nucleon-Nucleon Interaction". in: Mesons and Nuclei, eds. M.Rho and D.H.Wilkinson, North-Holland, Amsterdam, 1979;
 Hatsuda T., Kunihiro T. — Prog. Theor. Phys., suppl., 1987, 91, p.284.
16. De Alfaro V., Fubini S., Furlan G., Rossetti G. — "Current in Hadron Physics", North-Holland Publishing Company, Amsterdam-London, 1973.

Received on June 28, 1989.

ВОЗДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ ^{40}Ar И ^{129}Xe НА МОНОКРИСТАЛЛ АЛМАЗА

А.Ю.Дидык, А.М.Зайцев*, С.А.Карамян

При исследовании радиационного повреждения полупроводниковых монокристаллов IV группы Ge, Si ранее выявлена аномально низкая повреждающая способность ионов Xe. Представляло интерес включить в рассмотрение также алмаз, учитывая его уникальные свойства. Эксперимент выполнен с применением прямого кристаллографического метода, основанного на эффекте теней. Установлено, что поведение алмаза имеет сходство с наблюдаемым для полупроводников, а не для диэлектриков. Результаты измерений показывают, что воздействие сильноповреждающих частиц на алмазоподобные кристаллы регулируется более сложными закономерностями, чем простые схемы дефектообразования.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Swift ^{40}Ar and ^{129}Xe Ions Effect on the Diamond Monocrystal

A.Yu.Didyk, A.M.Zaitsev, S.A.Karamyan

During the investigation of the radiation damage of semiconducting IV group monocrystals Ge, Si, earlier an anomalously low damaging power of the Xe ions is revealed. It was of interest also to include at the consideration the diamond, taking into account it's unique properties. The experiment is carried out with using the direct crystallographic technique based on a crystal-blocking effect. It is established that the diamond behaviour has resemblance with one observed for the semiconductors but not for dielectrics. Measurement results show that hard damaging particle effect on diamond-like crystals is caused by more sophisticated regularities than ordinary schemes of the defect formation.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

*Белорусский государственный университет, Минск

Высокая тормозная способность тяжелых частиц ответственна за формирование в диэлектриках латентных треков, имеющих диаметр $10\text{--}20\text{ нм}^{1/}$. Отсюда можно сделать вывод о том, что уже при дозе $\approx 10^{12}\text{ см}^{-2}$ тяжелых частиц кристаллическая решетка должна быть полностью разрушена. Вместе с тем экспериментально установлено, что радиационная стойкость полупроводниковых монокристаллов (Si, Ge) намного выше. Они выдерживают дозы $\approx 10^{15}\text{--}10^{16}\text{ см}^{-2}$ быстрых тяжелых ионов Хе при сохранении дальнего порядка решетки^{2, 3/}. Представляло интерес экспериментально оценить повреждающую способность тяжелых ионов с энергией $\approx 1\text{ МэВ/а.е.м.}$ при воздействии на монокристалл алмаза.

Алмаз, с одной стороны, имеет сходство с полупроводниками Si, Ge по химическим и кристаллографическим свойствам, а с другой — является хорошим диэлектриком (удельное сопротивление $10^{14}\text{--}10^{16}\text{ Ом}\cdot\text{см}$). Он имеет предельно высокую теплопроводность. В отличие от кремния в алмазе подавлена диффузия атомов из-за высокой энергии связи атома в решетке. Еще одна особенность алмаза состоит в том, что из-за малого атомного номера расчетное сечение дефектообразования оказывается относительно малым. Вследствие этих противоречивых свойств трудно предсказать степень повреждения алмаза при облучении тяжелыми ионами даже по порядку величины. Ранее проведенные эксперименты по исследованию образцов алмаза после ионного облучения базируются на методах люминесцентной оптической спектроскопии^{4/}. Представляло интерес использовать прямой кристаллографический метод для контроля состояния решетки алмаза в процессе и после экспозиции быстрыми ионами. Этим требованиям удовлетворяет метод, основанный на наблюдении эффекта теней "in situ" в процессе экспозиции тяжелыми ионами.

При облучении монокристалла естественного алмаза типа IIa применена техника эффекта теней в варианте регистрации ядер отдачи резерфордовского рассеяния ионов. Кристалл алмаза сошлифован гранью (110) до толщины $0,2\text{ мм}$ и прикреплен серебряной пастой к металлическому держателю для лучшего теплоотвода. Параметры пучков ионов ^{40}Ar (25 МэВ) и ^{129}Xe (122 МэВ) после прохождения коллиматора следующие: диаметр 1 мм , угловое расхождение $< 0,5^\circ$, интенсивность $\approx 3 \cdot 10^9\text{ с}^{-1}$, импульсная мощность $\approx 0,2\text{ Вт}$. Макронагрев области энергосвечения пучка составлял, согласно оценкам, не более десятых долей градуса. Облучения проводились при комнатной температуре, пучок падал на кристалл вдоль направления, не совпадавшего с главными кристаллографическими направлениями. Из-за низкой

проводимости алмаза стекание заряда пучка происходило только за счет поверхностной утечки.

Кристаллографическая ось $\langle 101 \rangle$ алмаза составляла с пучком угол в интервале $\theta_L = 68-74^\circ$. Трековый детектор из нитрата целлюлозы CN-85 фирмы "Кодак" перекрывал широкий интервал телесного угла в окрестности оси $\langle 101 \rangle$. Детектор регистрировал ядра отдачи (С) резерфордовского рассеяния, порог регистрации $\approx 0,1$ МэВ. Интервал угла регистрации, составлявший от 40 до 85° , свободен от других частиц, кроме ядер отдачи рассеяния. Вблизи оси $\langle 101 \rangle$ наблюдалась контрастная картина теневых рефлексов, а в области $\theta_L = 40-45^\circ$ имела место инверсия теневой картины в каналогрaмму. Последнее обстоятельство связано с увеличением толщины активного слоя мишени из-за роста энергии ядер отдачи при уменьшении угла.

Путем сканирования трековых детекторов в оптическом микроскопе измерялась плотность треков и определялась форма теневых минимумов и их основные параметры: угловая полуширина $\psi_{1/2}$ и относительный выход в центре минимума χ_0 . На рис.1 для примера показан теневой минимум оси $\langle 101 \rangle$, зафиксированный при облучении алмаза ионами ^{129}Xe (122 МэВ). Виден глубокий теневой минимум — относительный выход в центре $\chi_0 = 0,19$. Рис.1 соответствует облучению исходно неповрежденного кристалла.

На рис.2 приведены значения параметров теневого минимума в зависимости от толщины t активного слоя мишени вдоль направления регистрации или от средней по t кинетической энергии рассеянных ядер отдачи (С). Толщина активного слоя

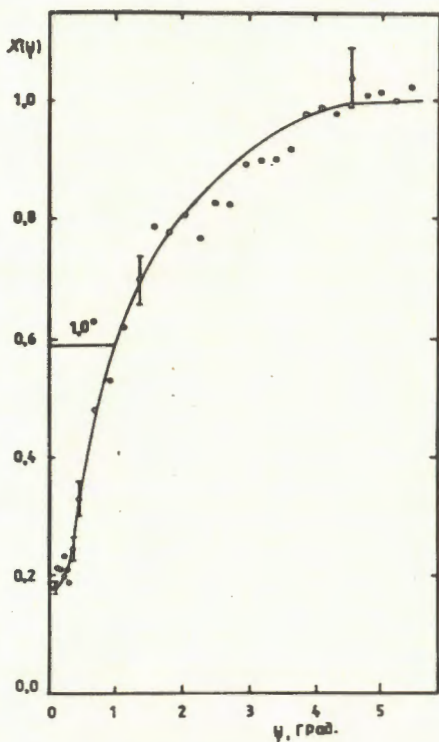


Рис.1. Форма теневого минимума $\langle 101 \rangle$ алмаза для ядер отдачи, регистрируемых под углом $\theta_L = 74^\circ$ к пучку ионов ^{129}Xe с энергией 122 МэВ.

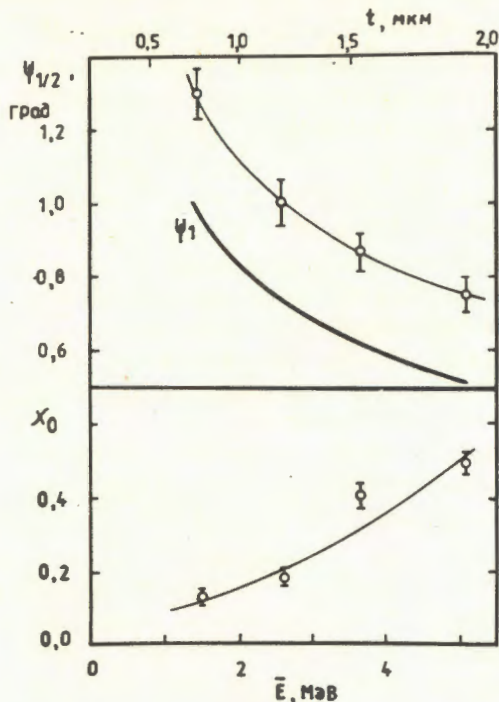


Рис. 2. Зависимость параметров теневого минимума от толщины активного слоя мишени алмаза и от средней энергии ядер (C) отдачи при рассеянии.

определяется расчетным путем на основе баланса энергетических потерь падающего иона и регистрируемой частицы. Как видно из рис. 2, угловая полуширина $\psi_{1/2}$ несколько выше расчетного значения линдхардовского угла ψ_1 , но показывает подобную зависимость от энергии частицы. Рост $\chi_0(t)$ связан с процессами перерасеяния в толстом слое.

Для контроля радиационного повреждения кристалла условия эксперимента выбраны таким образом, чтобы активный слой мишени был достаточно тонким: 0,7 и 0,9 мкм вдоль пучка при облучении Ag и Xe соответственно. Таким образом, повреждающее воздействие определяется для области, удаленной от максимума повреждений, залегающего

в конце пробега ионов, а средняя по слою энергия ионов составляет 22 и 111 МэВ для Ag и Xe.

В процессе набора полной дозы экспозиции запись теневой картины про-

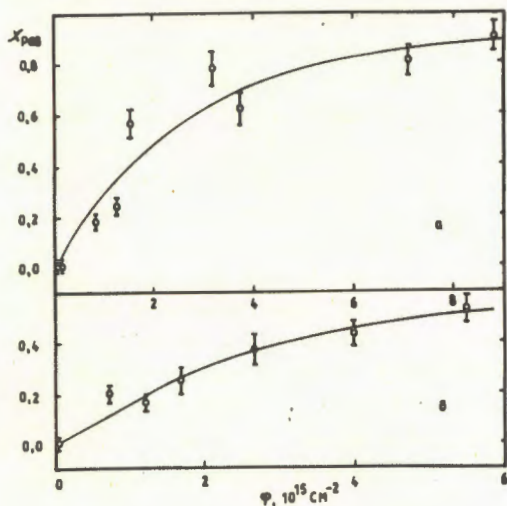


Рис. 3. - Зависимость выхода в теном минимуме $\chi_{рад}$ оси $\langle 101 \rangle$ алмаза от флюенса ионов ^{40}Ar (а) и ^{129}Xe (б) при средней энергии ионов 22 и 111 МэВ соответственно.

изводилась многократно, в результате прослежена зависимость $\chi_{\text{рад}}$ от флюенса ϕ в интервале от 10^{13} до $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Величина $\chi_{\text{рад}}$ показывает изменение выхода χ_0 в теновом минимуме за счет облучения по сравнению с исходным. Флюенс определялся на основе расчета и измерения абсолютного выхода регистрируемых ядер. Полученные функции $\chi_{\text{рад}}(\phi)$ приведены на рис.3. Видно, что с ростом дозы интенсивность эффекта теней убывает ($\chi_{\text{рад}}$ падает). Так как эффект теней однозначно связан с дальним порядком решетки, то рост $\chi_{\text{рад}}$ показывает заметное повреждение алмаза под действием ионного облучения. В случае ионов ^{40}Ar эффект теней почти исчезает ($\chi_{\text{рад}} \approx 0,9$) при максимальной дозе, т.е. достигается почти полная аморфизация кристалла. Ионы ^{129}Xe повреждают алмаз в два-три раза слабее.

После облучения наблюдалось также изменение состояния поверхности монокристалла: почернение и равномерное разрыхление в случае ^{40}Ar и образование выступов на плотной матрице в случае ^{129}Xe .

Обсудим кратко основные результаты, состоящие в том, что: 1) алмаз выдерживает дозу $\approx 10^{15} \text{ см}^{-2}$ тяжелых ионов с сохранением дальнего порядка решетки, 2) повреждающая способность ионов Хе меньше, чем Аг. Высокое значение дозы свидетельствует, что в случае алмаза неприменима модель электростатического клина, широко используемая для описания процессов трекообразования во многих диэлектриках. С другой стороны, модель, отождествляющая дефекты со смещенными при ядерном рассеянии атомами, также, видимо, неудовлетворительна. Согласно ей сечение дефектообразования в алмазе должно составлять $\sigma_D \approx 0,4$ и $1,3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ для ионов Аг и Хе соответственно. Эти сечения примерно в 20 раз меньше, чем для Ge. Эксперимент же, напротив, показывает, что радиационная стойкость алмаза меньше, чем германия. По абсолютной величине значения σ_D для алмаза также не соответствуют эксперименту (рис. 3). Кроме того, в этой модели необъясним тот факт, что повреждающая способность оказывается для ионов Хе меньше, чем Аг. Это наблюдается как для алмаза, так и для германия ^{2, 3/}, и приводит к выводу о том, что высокое энерговыделение вдоль трека ионов Хе (из-за высокой электронной тормозной способности) ответственно за частичный отжиг дефектов. Авторами ^{5, 6/} сделан аналогичный вывод о частичном отжигающем воздействии очень тяжелых ионов на дефекты в поликристаллических металлах на основе измерения дозовой зависимости электросопротивления. В наших работах, в отличие от ^{5, 6/}, обнаружено сохранение дальнего порядка

в монокристаллах полупроводников и в алмазе при достаточно высокой дозе ионов Хе.

Таким образом, поведение алмаза под действием сильноповреждающих частиц регулируется более сложными закономерностями, чем простые схемы, такие как модель электростатического ионного взрыва в диэлектриках или модель, отождествляющая дефекты со смещенными при рассеянии атомами.

Авторы благодарны Е.И.Куренковой за просмотр детекторов, С.П.Третьяковой за предоставление нитрата целлюлозы CN-85, В.Н.Бугрову за помощь при облучениях и группе эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучков.

Литература

1. Hansen P., Heitmann H., Smit P.H. — Phys.Rev., 1982, v.B26, p.3539.
2. Карамян С.А., Рыхлюк А.В., Бугров В.Н. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №5 (25)-87, Дубна, 1987, с.18.
3. Karamyan S.A., Oganessian Yu.Ts., Bugrov V.N. — Preprint JINR, E14-88-731, Dubna, 1988.
4. Вариченко В.С. и др. — ФТП, 1987, т.21, с.1095.
5. Iwase A., Sasaki S., Iwata T., Nihira T. — Phys.Rev.Lett., 1987, v.58, p.2450.
6. Dunlop A., Lesueur D., Dural J. — Nucl. Instr. Meth., 1989, v.B42, p.182.