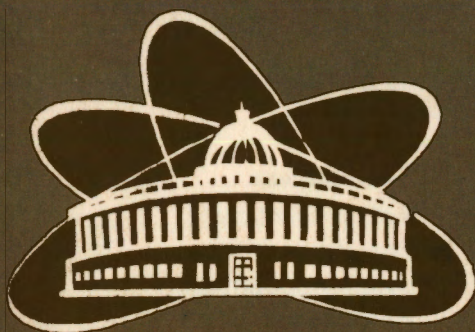




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

N 4 [24] -87

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR
RAPID COMMUNICATIONS

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

Экз. чит. зала

№ 4 [24]-87

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1987

О Г Л А В Л Е Н И Е C O N T E N T S

Д.Армутлийски, А.М.Балдин, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецов, З.В.Метревели Универсальность свойств четырехмерных барионных кластеров в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в интервале энергий 4÷40 ГэВ D.Armutlijski, A.M.Baldin, V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli Universality of 4-Dimensional Baryonic Cluster Properties in Hadron-Nuclear and Nucleus-Nuclear Interactions within the 4÷40 GeV/c Energy Range.	5 ✓
Е.Б.Докукин, Д.А.Корнеев, В.Лебнер, В.В.Пасюк, А.В.Петренко, Х.Ржаны Влияние поглощающего подслоя на поляризующую способность магнитных нейтронных зеркал E.B.Dokukin, D.A.Korneev, W.Löbner, V.V.Pasyuk, A.V.Petrenko, H.Rzany Influence of an Absorbing Sublayer on Polarizing Property of Magnetic Neutron Mirrors	22
V.V.Pupyshev Approximate Differential Faddeev-Type Equations for Systems of One Light and Two Heavy Particles В.В.Пупышев Приближенные дифференциальные уравнения фаддеевского типа для систем из одной легкой и двух тяжелых частиц	31
А.В.Тараканов, В.М.Шилов Неупругое рассеяние и слияние тяжелых ионов при околобарьерных и подбарьерных энергиях A.V.Tarakanov, V.M.Shilov Inelastic Scattering and Fusion of Heavy Ions at Near- and Subbarrier Energies.	37
В.Вагнер, Е.Д.Донец, В.Б.Дунин, С.В.Карташов Спектрометрия характеристического рентгеновского излучения при нейтрализации водородоподобных ионов Kr^{+35}	

W.Wagner, E.D.Donets, V.B.Dunin, S.V.Kartashov	
Spectrometry of Characteristic X-Ray at Hydrogen-Like	
Ion Neutralization Kr^{+35}	42

Г.Д.Адеев, В.В.Пашкевич, О.И.Сердюк	
Влияние механизма ядерной вязкости на формирование	
распределений осколков деления	
G.D.Adeev, V.V.Pashkevich, O.I.Serdyuk	
The Influence of Mechanism of Nuclear Viscosity of Fission Fragment	
Distribution Formation	51

УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ СВОЙСТВ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ $4 \div 40$ ГэВ

Д.Армутлийски, А.М.Балдин, В.Г.Гришин,
Л.А.Диденко, А.А.Кузнецов, Э.В.Метревели*

В новом релятивистски-инвариантном подходе изучаются свойства барионных кластеров в различных адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях: pC , dC , CC , pTa , dTa , $\pi-C$ в широком интервале энергий. Анализируются распределения кластеров и отдельных протонов в кластерах по квадратам 4-мерных относительных скоростей: $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$. Показано, что в релятивистских ядерных взаимодействиях существует две характерные области: одна соответствует случаю классической ядерной физики, $b_{ik} \sim 10^{-2}$, вторая — переходная, где кварк-глюонные степени свободы начинают играть существенную роль, $b_{ik} \sim 10^{-1}$. В работе показано, что свойства 4-мерных барионных кластеров в обеих областях не зависят ни от типа сталкивающегося с ядром объекта, ни от его энергии.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Universality of 4-Dimensional Baryonic Cluster Properties in Hadron-Nuclear and Nucleus-Nuclear Interactions within the $4 \div 40$ GeV/c Energy Range

D.Armutljiski et al.

The properties of baryonic clusters in various hadron-nuclear and nucleus-nuclear interactions: pC , dC , CC , pTa , dTa , $\pi-C$, in a wide energy range of $4 \div 40$ GeV/c per nucleon are studied in a new relativistically-invariant approach. Distributions of clusters and individual protons in clusters are analysed over relative 4-velocities squared b_{ik} . It is shown that in relativistic nuclear interactions two characteristic regions exist: one of them corresponds to the case of classical nuclear physics $b_{ik} \sim 10^{-2}$, the second is intermediate where quark-gluon degrees of freedom begin to play an essential role $b_{ik} \sim 10^{-1}$. It is also shown that the properties of 4-dimensional baryonic clusters in both regions do not depend neither on a type of a projectile nor its energy within the $4 \div 40$ GeV/c range.

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

* Институт физики высоких энергий ТГУ

В результате столкновений релятивистских ядер образуется много частиц, и картина носит очень сложный характер. Множественное рождение частиц осложнено специфическими ядерными процессами, и описание их в подавляющем большинстве работ основано на инклюзивном подходе. В этой связи далеко не всегда удается разделить различные механизмы, определить, в каких областях преобладают адронные степени свободы, а в каких — кварковые. Наибольшие трудности вызывает интерпретация процессов образования кумулятивных барионов, в первую очередь кумулятивных протонов, по инклюзивному рождению которых получены многочисленные данные. С одной стороны, уже в первых работах^{/1, 2/} по релятивистской ядерной физике отмечалось, что в ядрах существуют два характерных масштаба кинематических переменных: один соответствует нуклонным степеням свободы, а другой — кварковым. Согласно этому подходу кумулятивные нуклоны и кумулятивные пионы относятся к разным явлениям. С другой стороны, инклюзивные спектры протонов и пионов имеют аналогичные черты, что заставляет многих авторов относить их к одному типу, строить модели кумулятивного эффекта и делать далеко идущие выводы. Следует, однако, отметить, что неполнота инклюзивного подхода и усредненность распределений (соответствующих спектров) ведет к ненадежности таких выводов. Большое число исходных часто взаимодействующих гипотез дает близкие результаты и позволяет объяснить наблюдаемые инклюзивные спектры.

В настоящей работе применяется метод, который в отличие от инклюзивного подхода дает возможность использовать всю доступную эксперименту информацию, в особенности информацию, полученную на трековых приборах. Метод позволяет провести четкую классификацию ядерных взаимодействий и упорядочить сложные картины релятивистских ядерных взаимодействий. В частности, как будет показано ниже, в образовании протонов при релятивистских ядерных взаимодействиях большую роль играют барионные кластеры, аналогичные кварковым струям. Свойства барионных кластеров близки к свойствам кварковых струй, но расположены кластеры совсем в другой области кинематических переменных по сравнению с пионными четырехмерными струями — кластерами. Изучение свойств барионных кластеров и сопоставление их свойств с изученными ранее четырехмерными струями^{/7 + 8/} и является целью настоящей работы.

Классификацию ядерных взаимодействий в работах^{/3, 4/} предлагается проводить по параметрам b_{ik} — квадратам расстояний между точками i и k в пространстве четырехмерных относительных скоростей:

$$b_{ik} = - \left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k} \right)^2 = - (u_i - u_k)^2. \quad (1)$$

Здесь $u_i = P_i / m_i$; P_i, P_k — 4-импульсы частиц, m_i, m_k — их масса. Для реакции

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots \quad (2)$$

индексы i и k могут принимать значения $i, k = I, II, 1, 2, \dots$. Величины b_{ik} характеризуют силу взаимодействия частиц i и k и, следовательно, определяют уровень (нуклонный или кварковый), на котором следует рассматривать структуру взаимодействующих объектов i и k .

Критерии, по которым предлагается проводить классификацию ядерных взаимодействий, состоят в следующем:

1) область $b_{ik} \sim 10^{-2}$ соответствует взаимодействию ядер как слабосвязанных систем, состоящих из нуклонов. Это область, где справедлива протон-нейтронная модель ядра;

2) область $0,1 < b_{ik} < 1$ является промежуточной. В этой области кварковые степени свободы играют существенную роль в перестройке адронных систем;

3) в области $b_{ik} \gg 1$ адроны утрачивают значение квази-частиц ядерной материи и взаимодействие происходит на кварк-глюонном уровне. Областям 1 и 3, как следует из работ^{/3+6/}, должны соответствовать две промежуточные асимптотики^{/21/}. В работах^{/7+8/} нами было показано, что в образовании кварковых струй действительно наблюдается выход на асимптотический режим в пространстве четырехмерных относительных скоростей при $\langle b_{J_1 J_2} \rangle \geq 10$, где $b_{J_1 J_2}$ — расстояние между струями.

Ниже приводится анализ свойств барионных кластеров, образующихся в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях в интервале $7 \leq b_{J_{II}} \leq 570$, типы взаимодействий, энергия и статистика приведены в табл. 1. Данные получены с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, облученной в пучке протонов и ядер на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ и в пучке пионов на ускорителе ИФВЭ (Протвино). Значения m_I и m_{II} (см. формулу (1)) для случаев протонного и ядерного облучений принимались равными $m_I = m_{II} = m_N = 938$ МэВ; для π^- -С-взаимодействий $m_I = m_\pi$ — массе пиона; P_I — четырехимпульс налетающего объекта, приходящийся на один нуклон (для ядер).

Для получения взаимодействий протонов и ядер с ядрами Та в пропановой камере устанавливались танталовые пластинки. Методические особенности экспериментов описаны в работах^{/10+12/}. Здесь необходимо отметить следующее. Нижняя граница, начиная с которой в пропановой камере регистрируются протоны:

Таблица 1

Тип взаимодействия	Импульс пучковых частиц, ГэВ/с	b_{II}	Статистика
$p(C_3 H_8)$	4,2	7,16	4693
pTa	4,2	7,16	849
$d(C_3 H_8)$	4,2 · A	7,16	8263
dTa	4,2 · A	7,16	1507
$C(C_3 H_8)$	4,2 · A	7,16	7060
$p(C_3 H_8)$	10	19,4	2706
pTa	10	19,4	1589
$\pi^- C$	40	570	8791

$P_{\text{наб}} = 150$ МэВ/с. По пробегу и ионизации протоны можно отличить от π^+ -мезонов до значений импульсов $P_{\text{наб}} = 800$ МэВ/с. Положительные однозарядные частицы с $P_{\text{наб}} > 800$ МэВ/с в протонном и ядерном облучениях считались протонами, а в π^-C -взаимодействиях π^+ -мезонами. Максимальная примесь π^+ -мезонов среди положительных частиц в протонном и ядерном облучениях составляет ~ 13%. Дейтроны (d) и тритоны (t) отличались по ионизации от протонов в интервале импульсов $1 < P_{\text{наб}} < 2$ ГэВ/с. В остальных случаях эти частицы считались также протонами. Примесь дейтронов и тритонов среди медленных протонов с $P_{\text{наб}} < 800$ МэВ/с по различным оценкам $10 \div 15\%$ / $13 \div 15\%$ / . Примесь d и t среди стриппинговых фрагментов в CC -взаимодействиях составила ~ $30 \div 40\%$. Более подробно методические вопросы, связанные с обработкой взаимодействий протонов и ядер с пропаном, описаны в работах /^{11, 12}/, а с танталом — в /¹⁰/ . Необходимо только отметить здесь, что при анализе взаимодействий с танталом вводились поправки на потери протонов по азимутальному углу ϕ и полярному θ , а также поправки на величину импульса, возникающие из-за ионизационных потерь в танталовой пластинке.

Для изучения области 1, где мы имеем дело с классической ядерной физикой, отбирались непрореагировавшие (спектаторные) протоны как от ядра-мишени, так и от налетающего ядра, для случая углеродного облучения.

К спектаторным протонам от ядра-мишени относились протоны с импульсом $150 \leq P_{\text{наб}} \leq 300$ МэВ/с или величиной b_{II} в интервале $0,025 \leq b_{II} \leq 0,1$, где

$$b_{II} = - \left(\frac{P_{II}}{m_{II}} - \frac{P_I}{m_I} \right)^2 = 2 \frac{E_I}{m_I} - 2; \quad (3)$$

Таблица 2

Средние значения $\langle b_k \rangle$ для протонов в интервале
 $0,025 \leq b_{II} \leq 0,1$

Тип взаимо- действий	Импульс, ГэВ/с	Число событий	Множествен- ность, n_p	$\langle b_k \rangle$	$\langle b_{II} \rangle$
pC	4,2	394	$2,31 \pm 0,03$	$0,029 \pm 0,001$	$0,023 \pm 0,001$
dC	4,2 · A	763	$2,35 \pm 0,02$	$0,031 \pm 0,001$	$0,023 \pm 0,001$
CC	4,2 · A	494	$2,31 \pm 0,03$	$0,033 \pm 0,001$	$0,026 \pm 0,001$
pC	10	249	$2,34 \pm 0,04$	$0,030 \pm 0,001$	$0,022 \pm 0,001$
π^- C	40	1544	$2,29 \pm 0,01$	$0,031 \pm 0,001$	$0,024 \pm 0,001$
pTa	4,2	14	$3,1 \pm 0,3$	$0,048 \pm 0,005$	$0,028 \pm 0,005$
dTa	4,2 · A	251	$2,64 \pm 0,06$	$0,049 \pm 0,001$	$0,031 \pm 0,001$
pTa	10	356	$2,57 \pm 0,04$	$0,048 \pm 0,001$	$0,034 \pm 0,001$

индекс II относится к ядру-мишени, 1 — ко вторичному протону. Рассматривались кластеры протонов с множественностью $n_p \geq 2$. Средние множественности в кластерах в разных типах взаимодействий представлены в табл. 2. Аналогично нахождению оси струй ¹⁸, для этих кластеров определялся их центр по формуле

$$V = \sum_i u_i / \sqrt{(\sum_i u_i)^2}, \quad (4)$$

суммирование производилось по всем отобранным протонам. Анализировались распределения протонов по величине b_k :

$$b_k = - (V - u_k)^2. \quad (5)$$

Эти распределения для разных типов взаимодействий представлены на рис. 1 и 2, а средние значения $\langle b_k \rangle$ приводятся в табл. 2. Здесь и в дальнейшем в таблицах приводятся статистические ошибки. Систематические ошибки, связанные с идентификацией протонов, составляют $\sim 10 + 15\%$. Из рисунков и таблицы видно, что полученные распределения и средние значения $\langle b_k \rangle$ для протонов — фрагментов одного и того же ядра-мишени (C или Ta) одинаковы в пределах экспериментальных ошибок, т.е. не зависят ни от типа взаимодействия, ни от энергии в интервале $b_{II} = 7 + 570$. С увеличением атомного номера ядра величина $\langle b_k \rangle$ растет. Это может быть связано как с увеличением множественности протонов в кластерах, образующихся на более тяжелом ядре, так и с потерей медленных протонов ($p \leq 300$ МэВ/с)

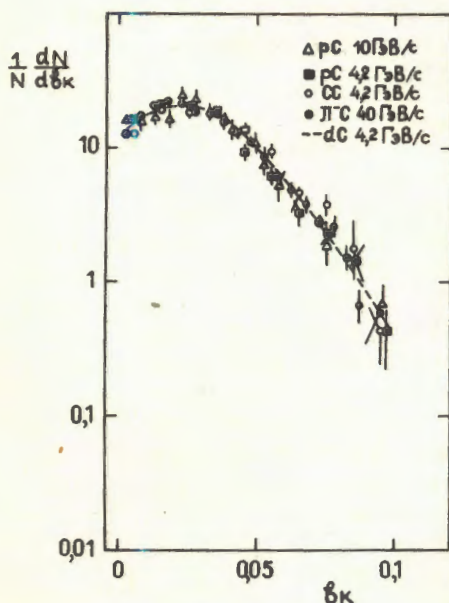
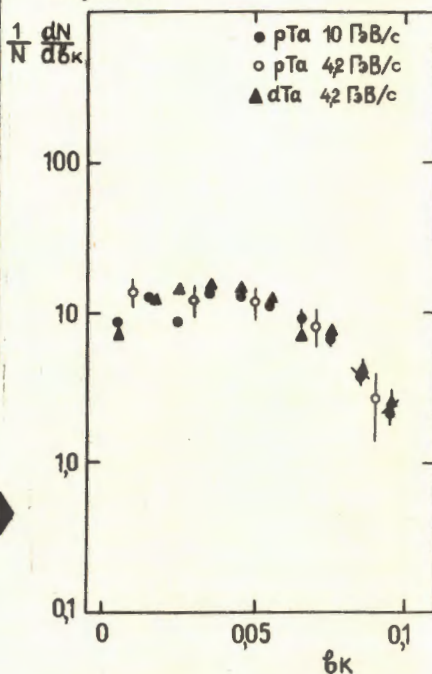


Рис. 2. Распределение протонов-спектаторов по величине b_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях протонов и ядер с ядрами тантала при различных энергиях.

Рис. 1. Распределение протонов-спектаторов по величине b_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.



в танталовой пластинке. Для кластеров с большой множественностью средняя величина $\langle b_k \rangle$ больше (табл. 3).

В табл. 2 приведены также средние значения величины $\langle b_{IIc} \rangle$ квадрата 4-мерной скорости кластера относительно ядра-мишени:

$$b_{IIc} = -(u_{II} - V)^2. \quad (6)$$

На рис. 3 показано поведение инвариантных функций $^{16/}$ в зависимости от величины b_{IIc} для разных типов взаимодействий:

$$F(b_{IIc}) = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{2}{m_c^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_{IIc} + b_{IIc}^2/4}} \frac{d\sigma}{db_{IIc} d\Omega} d\Omega; \quad (7)$$

здесь m_c — эффективная масса кластера. Видно, что и средние значения $\langle b_{IIc} \rangle$, и поведение инвариантных функций $F(b_{IIc})$

Средние значения $\langle b_k \rangle$ в зависимости
от множественности протонов в кластере n_p
в pC- и pTa-взаимодействиях при $P = 10$ ГэВ/с

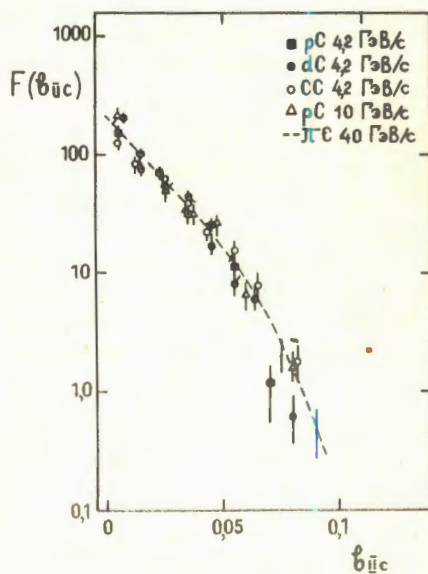
Тип взаимодействий	$n_p = 2$	3	4	≥ 5
Спектаторные протоны $0,025 \leq b_{II1} \leq 0,1$				
pC	$0,026 \pm 0,001$	$0,037 \pm 0,002$	$0,047 \pm 0,004$	—
pTa	$0,038 \pm 0,001$	$0,054 \pm 0,002$	$0,059 \pm 0,003$	$0,066 \pm 0,004$
Провзаимодействовавшие протоны $0,1 < b_{II1} \leq 0,63$				
pC	$0,113 \pm 0,004$	$0,155 \pm 0,008$	$0,14 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$
pTa	$0,116 \pm 0,004$	$0,141 \pm 0,004$	$0,159 \pm 0,004$	$0,182 \pm 0,002$

для протонных кластеров, образующихся из одного и того же ядра, в пределах ошибок эксперимента не зависят ни от типа взаимодействия, ни от его энергии. Величина $\langle b_{IIc} \rangle$ близка к размеру кластера $\langle b_k \rangle$ в пространстве 4-мерных относительных скоростей и намного меньше значений b_{II} для всех типов рассматриваемых взаимодействий, т.е.

$$\langle b_{IIc} \rangle \sim \langle b_k \rangle \ll b_{II}.$$

Таким образом, в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях протоны, являющиеся фрагмента-

Рис. 3. Инвариантная функция $F(b_{IIc})$ для кластеров протонов-спектаторов, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.



ми ядер, представляют собой в пространстве 4-мерных относительных скоростей систему с очень малыми размерами $\langle b_k \rangle \sim 10^{-2} \ll b_{II}$, которая для одного и того же ядра характеризуется универсальными свойствами, не зависящими от типа налетающей частицы или ядра в интервале $b_{II} = 7 \div 570$.

Поскольку нижняя граница регистрации протонов в пропановой камере равна $P_{\text{лаб}} \approx 150$ МэВ/с, полученные значения $\langle b_k \rangle$ и $\langle b_{IIc} \rangle$ несколько отличаются от истинных, т.к. для их определения используется ограниченный интервал импульсов протонов. В связи с этим аналогичные расчеты были проведены для стриппинговых протонов, образующихся в СС-взаимодействиях от налетающего ядра углерода. Критерии отбора СС-соударений описаны в работе ^{/12/}. К стриппинговым протонам относились положительные однозарядные частицы с импульсом $2,8 \leq P_{\text{лаб}} \leq 5,4$ ГэВ/с и углом $\theta \leq 4^\circ$ по отношению к направлению движения налетающего ядра. Для отобранных протонов аналогичным образом определялись величины b_k и b_{Ic} по формулам (6) и (7). Индекс I здесь относится к налетающему ядру С. Значения этих величин следующие: $\langle b_{Ic} \rangle = 0,026 \pm 0,001$ и $\langle b_k \rangle = 0,036 \pm 0,001$.

Соответствующие распределения представлены на рис. 4. Видно, что оба эти распределения подобны, различаются они только в области малых значений b_k и $b_{Ic} \sim 0$. Таким образом, и для стриппинговых протонов величины $\langle b_k \rangle$ и $\langle b_{Ic} \rangle$ оказались малой величиной $\sim 10^{-2}$. Здесь необходимо отметить, что процесс рождения стриппинговых частиц выходит на асимптотику уже при $E \geq 1$ ГэВ ^{/17/}.

Для изучения закономерностей множественного рождения в промежуточной области 2) мы также отбирали вторичные протоны, поскольку они могут проявлять себя и как квазичастицы

в классическом ядерном взаимодействии, и как продукт фрагментации кварковых систем, если взаимодействие происходит на кварк-глюонном уровне. Если в преды-

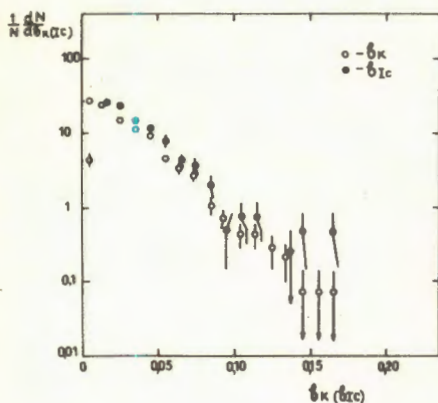


Рис. 4. Распределение стриппинговых протонов от налетающего ядра углерода по величине b_k (○) в СС-взаимодействиях при $P=4,2$ ГэВ/с на нуклон. Распределение кластеров стриппинговых протонов по величине b_{Ic} (●) в СС-взаимодействиях.

дущем случае вопрос кластеризации спектаторных протонов вблизи родительских ядер не оставлял сомнений, поскольку средние размеры такого кластера $\langle b_k \rangle \ll b_{I\Pi}$, то для процессов в промежуточной области особенности поведения протонов в пространстве четырехмерных относительных скоростей требуют более детального анализа. В этом случае размеры барионных кластеров могут быть сравнимы с расстоянием между их центрами. Возможность существования протонных кластеров в переходной области была исследована на примере СС-взаимодействий при $P = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Отбирались события с множественностью протонов $n_p \geq 4$. Количество таких событий составило 2125. При этом спектаторные протоны от ядра-мишени и налетающего ядра исключались. Предполагалось, что в большинстве событий, как показывают экспериментальные данные ¹², возможно образование двух кластеров протонов, связанных с фрагментацией ядра-мишени и налетающего ядра.

Выделение двух таких кластеров проводилось путем минимизации суммы квадратов 4-скоростей вторичных протонов относительно центров кластеров, т.е. путем минимизации величины

$$A = \min \left[- \sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_k (V_\beta - u_k^\beta)^2 \right]; \quad (8)$$

α и β обозначают два различных кластера. Для нахождения величины A в каждом событии с множественностью протонов n_p рассматривались все возможные разбиения n_p протонов на две группы (два кластера). Отбирались такие события, в которых расстояние между двумя кластерами в пространстве 4-скоростей $b_{\alpha\beta}$ были больше 1, т.е.

$$b_{\alpha\beta} = - (V_\alpha - V_\beta)^2 \geq 1. \quad (9)$$

В противном случае мы считаем, что эти кластеры не разделяются в пространстве 4-скоростей. Доля отобранных событий составила 86% от всех анализируемых СС-соударений с множественностью $n_p \geq 4$. Рассматривались кластеры с минимальной множественностью $n_p = 2$. С целью определения области образования этих кластеров использовались переменные x_{Ic} и x_{IIc} , которые получаются из уравнений законов сохранения энергии — импульсов

$$x_{Ic} P_I + x_{IIc} P_{II} = m_c^\alpha V_\alpha + m_c^\beta V_\beta, \quad (10)$$

умножением на P_I или P_{II} :

$$x_{IIc} = \frac{m_c^\alpha (u_I V_\alpha)}{m_{II} (u_I u_{II})} + \frac{m_c^\beta (u_I V_\beta)}{m_{II} (u_I u_{II})}; \quad (11)$$

$$x_{Ic} \approx \frac{m_c^a (u_{II} V_a)}{m_I (u_I u_{II})} + \frac{m_c^\beta (u_{II} V_\beta)}{m_I (u_I u_{II})} \quad (12)$$

Здесь m_c^a и m_c^β — эффективные массы кластеров a и β ; $m_I = m_{II} = m_N = 938$ МэВ и $|\vec{P}_I| = 4,2$ ГэВ/с. В случае рождения кластеров a или β в областях фрагментации сталкивающихся ядер формулы (11), (12) можно упрощенно записать в следующем виде:

$$x_{IIc} \approx \frac{m_c^{a(\beta)}}{m_{II}} \frac{(V_{a(\beta)} u_I)}{(u_I u_{II})}, \quad (13)$$

$$x_{Ic} \approx \frac{m_c^{a(\beta)}}{m_I} \frac{(V_{a(\beta)} u_{II})}{(u_I u_{II})}. \quad (14)$$

Переменные x_{IIc} и x_{Ic} в таком представлении характеризуют долю 4-импульса ядра-мишени или падающего ядра соответственно, уносимую кластером a или β . Область больших значений x_{IIc} соответствует области фрагментации мишени, а больших x_{Ic} — фрагментации налетающего ядра.

На рис. 5 а,б показаны двумерные распределения протонных кластеров по переменным x_{IIc} и x_{Ic} (формулы (13) и (14)) во всех СС-неупругих и в СС-многоуклонных ^{11/} взаимодействиях. Как видно из рисунков, два выделенных протонных кластера

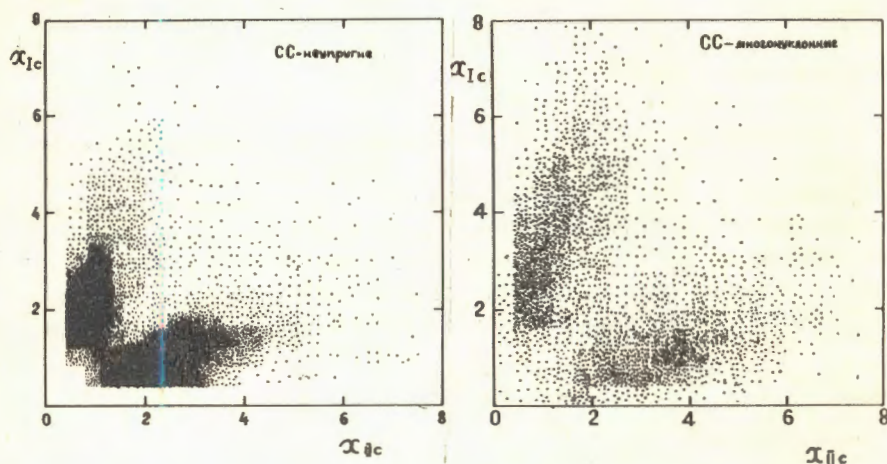


Рис. 5. Распределение протонных кластеров по величинам x_{Ic} и x_{IIc} : а — во всех СС-неупругих взаимодействиях; б — в СС-многоуклонных взаимодействиях.

Рис. 6. Распределение протонных кластеров по квадратам расстояний между ними $b_{\alpha\beta}$ в пространстве 4-скоростей с СС-неупругих взаимодействиях.

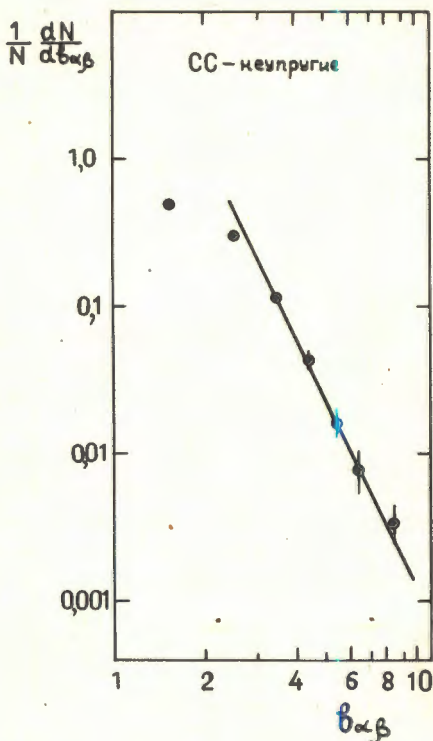
хорошо разделяются по выбранным переменным. В дальнейшем считалось, что, если $x_{\Pi c} > x_{Ic}$, протонный кластер образуется в области фрагментации мишени, а если $x_{Ic} > x_{\Pi c}$ — в области фрагментации налетающего ядра. Средняя множественность протонов в кластерах во всех СС-неупругих взаимодействиях составила $3,74 \pm 0,04$ и $3,49 \pm 0,04$ в обеих областях соответственно, а средние значения величины $\langle b_k \rangle$ оказались равными $0,324 \pm 0,004$ и $0,343 \pm 0,004$. Небольшие различия в этих величинах обусловлены методическими особенностями, о которых упоминалось ранее.

На рис. 6 показано распределение двух кластеров по расстоянию $b_{\alpha\beta}$ (9) между ними в пространстве 4-скоростей. Представленное распределение в области $b_{\alpha\beta} > 2$ описывается степенной зависимостью типа

$$\frac{dN}{db_{\alpha\beta}} = \frac{A}{b_{\alpha\beta}^m}, \quad (15)$$

с параметром $m = 4,3 \pm 0,3$, что согласуется с ожидаемым^{/18/} поведением этого сечения. В области $b_{\alpha\beta} \geq 1$ среднее значение величины $\langle b_{\alpha\beta} \rangle$ равно $2,31 \pm 0,03$.

Таким образом, и в промежуточной области средние размеры протонных кластеров в пространстве 4-скоростей $\langle b_k \rangle$ намного меньше расстояния между ними $\langle b_{\alpha\beta} \rangle$, т.е. $\langle b_k \rangle \ll \langle b_{\alpha\beta} \rangle$. Этот факт говорит о том, что и в переходной области в релятивистских ядерных столкновениях четко проявляется кластеризация нуклонов.



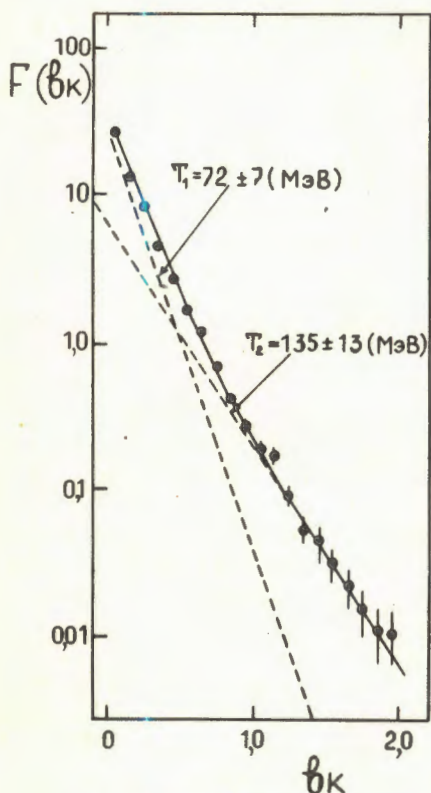
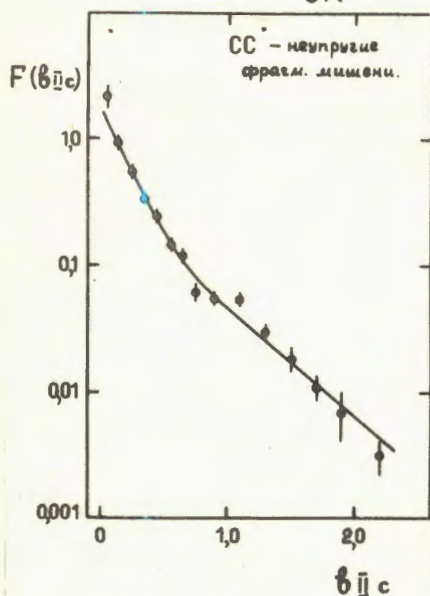


Рис. 7. Инвариантная функция $F(b_k)$ для протонов в кластерах, образующихся в СС-взаимодействиях в области фрагментации мишени. Сплошная линия — результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (17).

Для изучения свойств нуклонных кластеров, образующихся в СС-взаимодействиях, были построены инвариантные функции $F(b_k)$ и $F(b_{\Pi(c)})$. Функция $F(b_k)$ характеризует распределение протонов в кластере и записывается следующим образом:

$$F(b_k) = \frac{1}{N} \frac{2}{m_N^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_k + b_k^2/4}} \times \times \frac{dN}{db_k d\Omega} d\Omega. \quad (16)$$



Функция $F(b_{\Pi(c)})$ (формула (7)) описывает распределение нуклонных кластеров относительно сталкивающихся ядер. Эти функции приведены на рис. 7 и 8 соответственно. Из рис. 7 следует, что функцию $F(b_k)$ можно представить в виде суммы двух экспоненциальных функций:

Рис. 8. Инвариантная функция $F(b_{\Pi(c)})$ для протонных кластеров, образующихся в области фрагментации мишени в СС-взаимодействиях. Сплошная линия — результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (19).

$$F(b_k) = a_1 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1) + a_2 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_2) \quad (17)$$

со средними значениями $\langle b_k \rangle_1 = 0,154 \pm 0,014$ и $\langle b_k \rangle_2 = 0,288 \pm 0,028$. Полученные значения $\langle b_k \rangle$ однозначно связаны с величиной средней кинетической энергии протонов в системе покоя кластера, которая обычно называется температурой:

$$\langle b_k \rangle = \frac{2 \langle E_k \rangle}{m_N} - 2 = \frac{2 \langle T_k \rangle}{m_N} \quad (18)$$

Отсюда следует, что в СС-взаимодействиях наблюдается образование двух типов нуклонных кластеров: один (обозначим его "I") характеризуется средней температурой протонов $\langle T_1 \rangle = 72 \pm 7$ (МэВ), а второй ("II") $\langle T_2 \rangle = 135 \pm 13$ (МэВ).

Представленная на рис. 8 инвариантная функция $F(b_{\Pi c})$ для кластеров, образующихся в области фрагментации мишени, показывает, что они различным образом распределены относительно мишени. Функцию $F(b_{\Pi c})$ также можно аппроксимировать выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$F(b_{\Pi c}) = c_1 \exp(-b_{\Pi c} / \langle b_{\Pi c} \rangle_1) + c_2 \exp(-b_{\Pi c} / \langle b_{\Pi c} \rangle_2) \quad (19)$$

со средними значениями $\langle b_{\Pi c} \rangle_1 = 0,14 \pm 0,02$ и $\langle b_{\Pi c} \rangle_2 = 0,51 \pm 0,05$. Величины коэффициентов c_1 и c_2 равны соответственно $c_1 = 2,1 \pm 0,3$ $c_2 = 0,32 \pm 0,09$, что отражает вклад кластеров обоих типов. Нуклонный кластер II, характеризующийся более высокой температурой протонов, имеет большую величину 4-скорости относительно мишени $\langle b_{\Pi c} \rangle_2 = 0,51 \pm 0,05$. Поведение функции $F(b_{\Pi c})$ для кластеров, образующихся в области фрагментации пучка, имеет аналогичный характер.

Интересно исследовать поведение характеристик нуклонных кластеров в зависимости от типа и энергии столкновения. Для обеспечения одинаковых методических условий при сравнении различных типов реакций (табл.1) отбирались протоны с импульсом $300 \geq p_{\text{лаб}} \geq 800$ МэВ/с. Анализировались события, в которых число таких протонов составляло $n_p \geq 2$, т.е. минимальная множественность протонов в кластере равнялась 2. Отобранные таким образом кластеры принадлежат в основном к типу I.

В табл. 4 приведены число отобранных событий во всех рассматриваемых типах взаимодействий и средняя множественность протонов в кластерах. Здесь же представлены средние значения $\langle b_k \rangle$ протонов в кластерах во всех типах взаимодействий, распределения протонов по этой переменной приводятся на рис. 9 и 10. Из таблицы и рисунков видно, что величина $\langle b_k \rangle$ в пределах $\sim 10\%$ одинакова для всех протонных кластеров, образу-

Средние значения $\langle b_k \rangle$ для протонов
в интервале $0,1 < b_{\Pi 1} \leq 0,63$

Тип взаимодействий	$b_{\Pi 1}$	Число событий	Множественность $ p_p $	$\langle b_k \rangle$
pC	7,16	455	$2,31 \pm 0,03$	$0,125 \pm 0,003$
dC	7,16	878	$2,37 \pm 0,02$	$0,129 \pm 0,002$
CC	7,16	993	$2,58 \pm 0,03$	$0,125 \pm 0,002$
pC	19,4	271	$2,38 \pm 0,04$	$0,123 \pm 0,004$
π^-C	570	1148	$2,21 \pm 0,01$	$0,110 \pm 0,002$
pTa	7,16	44	$3,4 \pm 0,2$	$0,16 \pm 0,01$
dTa	7,16	685	$4,67 \pm 0,19$	$0,161 \pm 0,002$
pTa	19,4	941	$4,89 \pm 0,09$	$0,170 \pm 0,002$

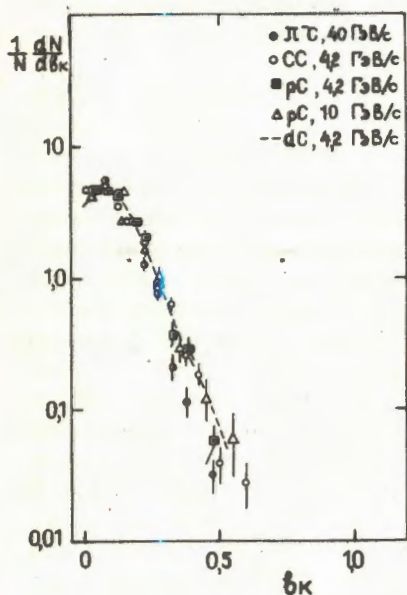
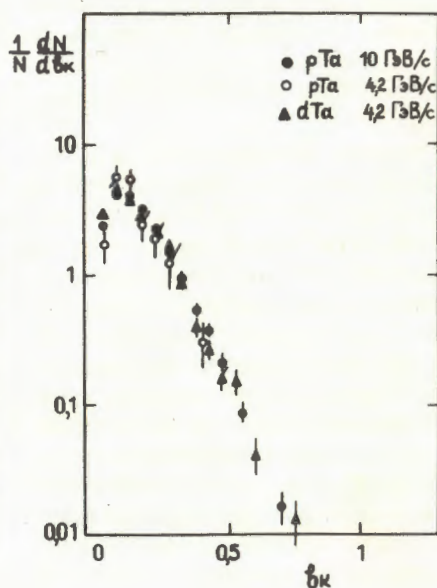
Рис. 9. Распределение протонов с импульсом $300 \leq P_{\text{п.б.}} \leq 800$ МэВ/с по величине b_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.Рис. 10. Распределение протонов с импульсом $300 \leq P_{\text{п.б.}} \leq 800$ МэВ/с по величине b_k в кластерах, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами тантала при различных энергиях.

Таблица 5

Средние значения величины b_{IIc} и b_{Ic}

Тип взаимодействия	b_{II}	$\langle b_{IIc} \rangle$	$\langle b_{Ic} \rangle$
pC	7,16	$0,137 \pm 0,005$	$5,7 \pm 0,1$
dC	7,16	$0,132 \pm 0,003$	$5,64 \pm 0,04$
CC	7,16	$0,150 \pm 0,003$	$5,61 \pm 0,05$
pC	19,4	$0,131 \pm 0,006$	$16,8 \pm 0,2$
$\pi^- C$	570	$0,113 \pm 0,003$	502 ± 2
pTa	7,16	$0,07 \pm 0,01$	$6,0 \pm 0,2$
dTa	7,16	$0,084 \pm 0,003$	$5,72 \pm 0,04$
pTa	19,4	$0,078 \pm 0,002$	$16,2 \pm 0,1$

щихся из одного и того же ядра, независимо от типа взаимодействия и его энергии в интервале $b_{II} = 7 \div 570$. Средняя величина $\langle b_k \rangle$ для протонов, образующихся в реакциях на Ta, больше, чем для протонов, рожденных на ядре C. Однако это связано в основном с увеличением множественности протонов в реакциях на более тяжелом ядре (табл. 3).

В табл. 5 представлены средние значения переменных b_{IIc} и b_{Ic} — квадратов 4-скоростей протонных кластеров относительно ядра-мишени и налетающего ядра или частицы. Видно, что величина $\langle b_{IIc} \rangle \sim \langle b_k \rangle$, т.е. 4-скорость протонного кластера относительно родительского ядра порядка размера кластера. В то же время $\langle b_{IIc} \rangle \ll \langle b_{Ic} \rangle$. Средние значения $\langle b_{IIc} \rangle$ для одного и того же ядра одинаковы в различных реакциях и не зависят от энергии в интервале $4 \div 10$ ГэВ/с.

Для $\pi^- C$ -взаимодействий при $P_\pi = 40$ ГэВ/с наблюдается отклонение этой величины на $\sim 20\%$.

На рис. 11 представлены инвариантные функции $F(b_{IIc})$ в зависимости от переменной b_{IIc} для различных реакций на ядре углерода в интервале энергий $b_{II} = 7 \div 570$. В реакциях на ядре Ta инвариантные функции $F(b_{IIc})$ имеют аналогичное поведение. Функции $F(b_{IIc})$ характеризуют процесс образования протонных кластеров на ядрах в различных реакциях. Как можно видеть из рисунка, инвариантные функции $F(b_{IIc})$ для различных реакций совпадают в пределах экспериментальных ошибок при энергии $4 \div 10$ ГэВ/с. Отклонение протонных кластеров от универсального характера поведения по этой переменной наблюдается при $P_\pi = 40$ ГэВ/с, где кварк-глюонные степени свободы начинают играть все более существенную роль.

Средние значения величины b_{IIc} и b_{Ic}

Тип взаимодействия	b_{II}	$\langle b_{IIc} \rangle$	$\langle b_{Ic} \rangle$
pC	7,16	$0,137 \pm 0,005$	$5,7 \pm 0,1$
dC	7,16	$0,132 \pm 0,003$	$5,64 \pm 0,04$
CC	7,16	$0,150 \pm 0,003$	$5,61 \pm 0,05$
pC	19,4	$0,131 \pm 0,006$	$16,8 \pm 0,2$
$\pi^- C$	570	$0,113 \pm 0,003$	502 ± 2
pTa	7,16	$0,07 \pm 0,01$	$6,0 \pm 0,2$
dTa	7,16	$0,084 \pm 0,003$	$5,72 \pm 0,04$
pTa	19,4	$0,078 \pm 0,002$	$16,2 \pm 0,1$

щихся из одного и того же ядра, независимо от типа взаимодействия и его энергии в интервале $b_{II} = 7 \div 570$. Средняя величина $\langle b_k \rangle$ для протонов, образующихся в реакциях на Ta, больше, чем для протонов, рожденных на ядре C. Однако это связано в основном с увеличением множественности протонов в реакциях на более тяжелом ядре (табл. 3).

В табл. 5 представлены средние значения переменных b_{IIc} и b_{Ic} — квадратов 4-скоростей протонных кластеров относительно ядра-мишени и налетающего ядра или частицы. Видно, что величина $\langle b_{IIc} \rangle \sim \langle b_k \rangle$, т.е. 4-скорость протонного кластера относительно родительского ядра порядка размера кластера. В то же время $\langle b_{IIc} \rangle \ll \langle b_{Ic} \rangle$. Средние значения $\langle b_{IIc} \rangle$ для одного и того же ядра одинаковы в различных реакциях и не зависят от энергии в интервале $4 \div 10$ ГэВ/с.

Для $\pi^- C$ -взаимодействий при $P_\pi = 40$ ГэВ/с наблюдается отклонение этой величины на $\sim 20\%$.

На рис. 11 представлены инвариантные функции $F(b_{IIc})$ в зависимости от переменной b_{IIc} для различных реакций на ядре углерода в интервале энергий $b_{II} = 7 \div 570$. В реакциях на ядре Ta инвариантные функции $F(b_{IIc})$ имеют аналогичное поведение. Функции $F(b_{IIc})$ характеризуют процесс образования протонных кластеров на ядрах в различных реакциях. Как можно видеть из рисунка, инвариантные функции $F(b_{IIc})$ для различных реакций совпадают в пределах экспериментальных ошибок при энергии $4 \div 10$ ГэВ/с. Отклонение протонных кластеров от универсального характера поведения по этой переменной наблюдается при $P_\pi = 40$ ГэВ/с, где кварк-глюонные степени свободы начинают играть все более существенную роль.

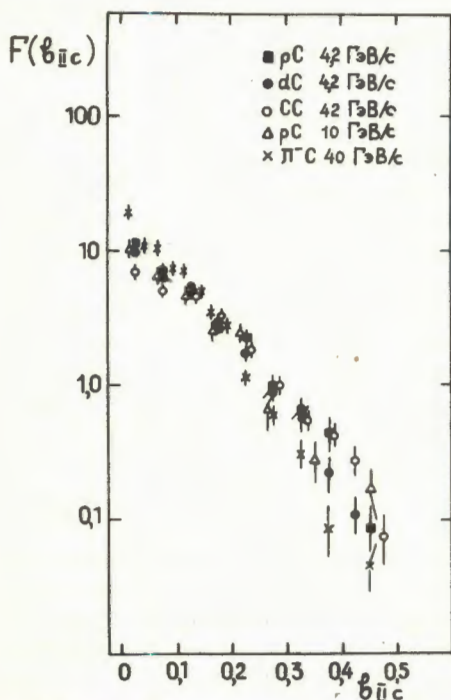


Рис. 11. Инвариантная функция $F(b_{IIc})$ для кластеров протонов с импульсом $300 \leq P_{lab} \leq 800$ МэВ/с, образующихся во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами углерода при различных энергиях.

Из сказанного можно сделать следующие выводы.

1. В промежуточной области релятивистских ядерных столкновений, согласно указанной выше классификации, четко проявляется свойство кластеризации протонов. Впервые нами выделены два типа нуклонных кластеров, характеризующихся различными свойствами: один из них имеет среднюю кинетическую энергию протонов в системе покоя ("температуру") $\langle T_1 \rangle =$

$$= 72 \pm 7 \text{ (МэВ)} \text{ и } \langle b_{IIc} \rangle_1 = 0,14 \pm 0,01, \text{ а второй } \langle T_2 \rangle = 135 \pm 13 \text{ (МэВ)} \text{ и } \langle b_{IIc} \rangle_2 = 0,51 \pm 0,05.$$

В пространстве 4-скоростей свойства I кластера, так же как и в случае пионных кластеров^{/7,8/}, имеют универсальный характер, не зависящий ни от типа взаимодействий, ни от его энергии в интервале $7 \leq b_{IIc} \leq 570$. Этот результат следует рассматривать как проявление автомодельности в области малых относительных b_{ik} , как обобщение явления, известного под названием "ядерного скейлинга"^{/19/}. Ядерный скейлинг — это инвариантность сечений при изменении энергии столкновения, автомодельность же подразумевает независимость также от переменных $b_{\pi\pi}$, $b_{\beta I}$, $b_{\alpha\beta}$ и других больших b_{ik} .

2. Средний размер протонных кластеров $\langle b_k \rangle = 3 \cdot 10^{-1}$ а величина $\langle b_{IIc} \rangle$ в соответствии с предсказанием^{/5,6/} оказалась равной $\langle b_{IIc} \rangle \sim 10^{-1}$. Различия с пионными кластерами составляют порядок величины.

3. Гипотеза об образовании нуклонных кластеров исследовалась в работах^{/20/}, в которых были сделаны интересные выводы об их свойствах. Однако провести сравнение результатов настоящей работы с результатами работ^{/20/} не представляется возможным, поскольку в^{/20/} изучались только инклюзивные спектры протонов и использовалось нереалистичное предположение, что кластеры вылетают строго по оси реакции.

4. Полученные результаты подтверждают справедливость используемых критериев /5,6/ для классификации релятивистских ядерных взаимодействий.

5. Универсальность свойств барионных кластеров справедлива как в области классической ядерной физики, так и в переходной области, где уже проявляются кварк-глюонные степени свободы.

В заключение авторы выражают благодарность Сотрудничеству по обработке снимков с пропановой камеры за участие в получении экспериментальных данных по ядро-ядерным взаимодействиям и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. — В сб.: Краткие сообщения по физике ФИАН, М.: ФИАН, 1971, с.35; ОИЯИ, P1-5819, Дубна, 1971.
2. Baldin A.M. et al. — In: Proc. Rochester Meeting APS/DPF, 1971, p.131.
3. Балдин А.М. — ДАН СССР, 1975, т.222, №5, с.1064.
4. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, №3, с.429.
5. Baldin A.M. — Nucl. Phys., 1985, A434, p.695.
6. Балдин А.М. — В сб.: Теоретические аспекты совместных экспериментальных программ ОИЯИ с ЦЕРН и ИФВЭ. P2-85-609. Дубна: ОИЯИ, 1985, с.15.
7. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1209.
8. Балдин А.М. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 16-86. Дубна: ОИЯИ, 1986, с.24; ОИЯИ, E1-85-675, Дубна, 1985.
9. Балдин А.М. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №1 [21] -87, Дубна, 1987, с.17.
10. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
11. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, P1-82-536, Дубна, 1982.
12. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986.
13. Nagamiya S. et al. : Phys. Rev. C., 1981, v.24, p.971.
14. Adyasevich B.P. et al. IAE-3913/2, Moscow, 1984; IAE-4148/2, Moscow, 1985.
15. Malfliet R. et al. — Phys. Rev. C, 1985, v.31, p.1275.
16. Балдин А.М., Диденко Л.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 3-84. Дубна: ОИЯИ, 1984, с.5.
17. Lander R.L. et al. — Phys. Rev., 1965, v.137, p.1228.
18. Балдин А.М., Балдин А.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 17-86. Дубна: ОИЯИ, 1986, с.19.
19. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. — В сб.: X Школа физики ИТЭФ. Элементарные частицы. М.: Энергоиздат, 1983, в.1, с.46.
20. Manko V.I., Nagamiya S. — Nucl. Phys., 1982, A384, p.475; Adyasevich B.P. et al. — Phys. Lett., 1984, v.142B, p.245.
21. Балдин А.М. и др. — в сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №2[22] -87, Дубна, 1987, с.4.

Рукопись поступила 20 мая 1987 года.

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ПОДСЛОЯ НА ПОЛЯРИЗУЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ МАГНИТНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗЕРКАЛ

Е.Б.Докукин, Д.А.Корнеев, В.Лебнер, В.В.Пасюк,
А.В.Петренко, Х.Ржаны

Впервые экспериментально исследована спектральная зависимость длины рассеяния гадолиния и его сплава с титаном в тепловой области энергий нейтронов. Обнаруженное непостоянство длины рассеяния Gd и, как следствие, невозможность ее компенсации в широком интервале длин волн нейтронов позволили объяснить наблюдающееся сильное падение поляризующих свойств ферромагнитных зеркальных нейтронowodов в длинноволновой части спектра. Обсуждается возможность создания нового поглощающего сплава для поляризующих нейтронowodов с существенно меньшей отражающей способностью в области длин волн нейтронов от 1 до 10 Å.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Influence of an Absorbing Sublayer on Polarizing Property of Magnetic Neutron Mirrors

E.B.Dokukin et al.

Spectral dependence of the scattering length of natural Gd and GdTi alloy has been determined for the first time for the thermal neutron energy range. The scattering length of Gd was found to be unstable and consequently its compensation in a wide interval of neutron wave-length was impossible. This is the reason of the strong decreasing of the polarizing properties of neutron guides with ferromagnetic mirrors. The possibility is discussed of producing a new absorbing sublayer for polarizing neutron guides with an important decrease of reflection in the neutron wave-length range from 1 to 10 Å.

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

ВВЕДЕНИЕ

Одним из способов получения пучков тепловых нейтронов, поляризованных в широком интервале длин волн, является метод зеркального отражения от поверхности намагниченного ферромаг-

нитного зеркала. Суть метода состоит в пространственном разделении неполяризованного пучка на два — с противоположными поляризациями. Один из пучков при этом является отраженным, второй — прошедшим. Распространение получили поляризующие зеркала в виде тонких ферромагнитных пленок, напыленных на полированные стеклянные пластины. Однако достижению высоких поляризующих свойств таких зеркал мешает сильное отражение прошедшего пучка от границы ферромагнитной пленки со стеклом. Авторам работы ^{/1/} удалось в значительной степени преодолеть эту трудность применением слабоотражающего подслоя из сильного поглотителя нейтронов сплава Gd Ti и обеспечить тем самым высокую (95-97%) поляризующую способность FeCo пленки в среднем по тепловому спектру нейтронов. Однако измерения спектральной зависимости поляризующей способности систем на основе таких зеркал показали ^{/1, 2/}, что наблюдается значительное падение поляризации отраженного пучка с увеличением длины волны нейтронов. В качестве иллюстрации к сказанному на рис. 1, взятом из работы ^{/2/}, показана спектральная зависимость поляризующей способности зеркального поляризующего нейтроновода ^{/3/}, изготовленного из FeCo зеркал с Gd Ti подслоем.

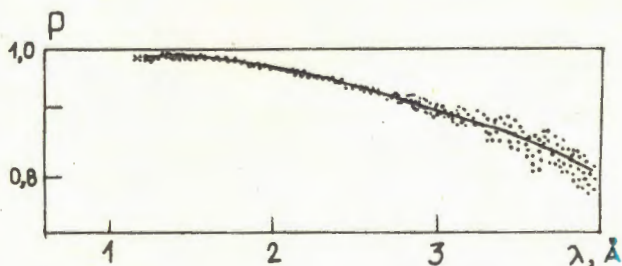


Рис. 1. Спектральная зависимость поляризующей способности зеркального поляризующего нейтроновода, изготовленного из FeCo зеркал с Gd Ti подслоем (взято из работы ^{/2/}).

Практика использования таких зеркал в составе поляризующих нейтроноводов на времяпролетном спектрометре поляризованных нейтронов реактора ИБР-2 ОИЯИ диктует необходимость значительного улучшения их поляризующей способности в длинноволновой части спектра ($\lambda > 4\text{Å}$). С этой целью нами была изучена спектральная зависимость коэффициента отражения тепловых нейтронов от поверхностей Gd и Gd Ti сплава, напыленных на стеклянные подложки. Результаты измерений показы-

вают, что для достижения высокой поляризующей способности в длинноволновой части спектра следует создавать поглощающий подслон, обладающий существенно меньшей отражающей способностью нейтронов по сравнению со сплавами GdTi.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КОЭФФИЦИЕНТА ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ОТ СИЛЬНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

Принято описывать среду эффективным потенциалом нейтронно-ядерного взаимодействия U , связанным с длинами ядерного рассеяния компонентов среды b_i , числами ядер отдельных компонентов в единице объема N_i , полным числом ядер в единице объема N следующим образом:

$$U = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} N \sum_i n_i b_i \quad (n_i = \frac{N_i}{N}), \quad (1)$$

где m — масса нейтрона. Тогда задача об отражении нейтрона сводится к одномерной квантовомеханической задаче отражения плоской волны от границы потенциального барьера высотой U . Коэффициент отражения (для простоты пока будем считать, что среда полубесконечная) $R_\infty(k_\perp)$, записывается как

$$R_\infty(k_\perp) = \frac{|k_\perp - k'_\perp|^2}{|k_\perp + k'_\perp|^2}, \quad (2)$$

где $k_\perp$ — нормальный к поверхности среды компонент волнового вектора нейтрона в вакууме, $k'_\perp$ — тот же компонент в среде, связанный с $k_\perp$ и U соотношением

$$k'_\perp = k_\perp \sqrt{1 - \frac{2m}{\hbar^2} \frac{U}{k_\perp^2}}. \quad (3)$$

Для сплава, состоящего из двух компонентов, один из которых (для определенности второй) является сильным поглотителем, следует учесть мнимую часть длины рассеяния второго компонента, то есть будем считать, что

$$b_2 = b'_2 - i b''_2, \quad (4)$$

где $b''_2 > 0$. Тогда (2) с учетом (1) и (3) запишется следующим образом:

$$R_{\infty}(k_{\perp}) = \frac{|1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi}{k_{\perp}^2} N(\bar{b} - i\bar{b}_2'')}|^2}{|1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi}{k_{\perp}^2} N(\bar{b} - i\bar{b}_2'')}|^2}, \quad (5)$$

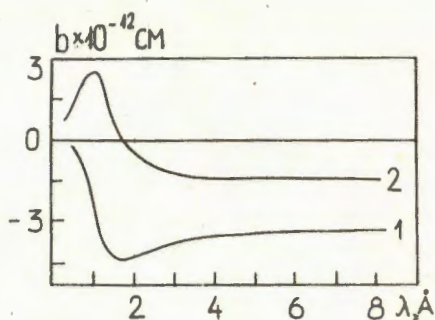
где $\bar{b}_2 = n_1 b_1 + n_2 b_2'$; $\bar{b}_2'' = n_2 b_2''$. Из (5) следует, что требование $R_{\infty}(k_{\perp}) = 0$ для всех $k_{\perp}$ противоречиво в смысле поставленной задачи, так как реализуется только при: 1) $\bar{b} = 0$ и 2) $\bar{b}'' = 0$. Но эти условия означают отсутствие поглотителя как такового. Поэтому при подборе слабоотражающего подслоя стараются удовлетворить только первому из приведенных условий, а именно $\bar{b} = 0$. Это достигается смешиванием компонентов, имеющих разный знак реальных частей длин рассеяния (по этим причинам используют именно Ti , у которого $b = -0,33 \times 10^{-12}$ см). Заметим, что уже из вида $R_{\infty}(k_{\perp})$ для полубесконечного потенциала ясно, что при $\bar{b}'' \neq 0$ условие $R_{\infty}(k_{\perp}) = 0$ при любых $k_{\perp}$ невозможно. Таким образом, поиск сплава с наименьшим значением $R(k_{\perp})$ на первом этапе сводится к теоретическому решению задачи на минимизацию коэффициента отражения $R_a(k_{\perp})$ в ограниченном интервале $k_{\perp}$ от поглощающего барьера конечной толщины a с учетом эффективного потенциала стеклянной подложки.

Проанализируем подробнее специфику поведения длины рассеяния Gd в тепловой области энергий нейтронов. Изотопы Gd^{155} и Gd^{157} , входящие в состав естественной изотоп-смеси (14,8% и 15,7% соответственно), имеют сильные резонансы в сечении поглощения при $\lambda_R^{(155)} = 2,25 \text{ \AA}$ и $\lambda_R^{(157)} = 1,7 \text{ \AA}$, то есть непосредственно в области максимума теплового спектра нейтронов. Это, в свою очередь, приводит к сильной спектральной зависимости их длин рассеяния, вплоть до изменения знака реальных частей длины рассеяния в области резонанса. В этом случае очевидно, что условия $\bar{b} = 0$ всюду в тепловой области энергий нейтронов смешиванием Gd с Ti или другим элементом, имеющим постоянную отрицательную длину рассеяния, достичь невозможно. Энергетическая зависимость длины рассеяния в области одиночного резонанса записывается по формуле Брейта — Вигнера⁴¹ в следующем виде:

$$b = b_0 + \frac{1}{2k} \frac{g \Gamma_n (E - E_R)}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} - i \frac{1}{2k} \frac{g \Gamma_n \frac{\Gamma}{2}}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (6)$$

где E — энергия нейтрона ($E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$, k — волновой вектор нейтрона), E_R — энергия резонанса, Γ — полная ширина резонанса, Γ_n — нейтронная ширина резонанса, g — статистический весовой фактор; величина b_0 не зависит от энергии и определяется суммой вкладов в длину рассеяния от всех далеко лежащих резонансов

Рис. 2. Спектральные зависимости реальной (2) и мнимой (1) резонансных частей длины рассеяния для смеси Gd^{155} (50%) Gd^{157} (50%).



и от потенциального рассеяния. На рис. 2 показаны спектральные зависимости реальной (кривая 2) и мнимой (кривая 1) частей длины рассеяния смеси изотопов Gd^{155} (50%) Gd^{157} (50%), рассчитанные с использованием только резонансной части формулы (6). Параметры резонансов изотопов Gd^{155} и Gd^{157} брались из [5]. Кривая 2 подтверждает сложный характер поведения длины рассеяния в тепловой области энергий нейтронов и, как следствие, невозможность компенсации реальной части длины рассеяния Gd в широком интервале длин волн нейтронов ($\lambda > 0,5 \text{ \AA}$).

Для интерпретации экспериментально полученных значений коэффициента отражения мы использовали формулу для $R_a(k_{\perp})$, полученную для поглощающего слоя конечной толщины a , нанесенного на полубесконечную подложку:

$$R_a(k_{\perp}) = \frac{|(k_{\perp} - k_{1\perp})[(k_{1\perp} + k_{2\perp})e^{-ik_{1\perp}a} + (k_{1\perp} - k_{2\perp})e^{-ik_{2\perp}a}] + 2k_{1\perp}(k_{1\perp} - k_{2\perp})e^{-ik_{1\perp}a}|^2}{|(k_{\perp} - k_{1\perp})[(k_{1\perp} + k_{2\perp})e^{-ik_{1\perp}a} + (k_{1\perp} - k_{2\perp})e^{-ik_{2\perp}a}] - 2k_{1\perp}(k_{1\perp} - k_{2\perp})e^{-ik_{1\perp}a}|^2} \quad (7)$$

где $k_{1\perp}$, $k_{2\perp}$ — нормальные компоненты волнового вектора нейтрона в слое и подложке соответственно, связанные с нормальным компонентом $k_{\perp}$ падающего нейтрона, потенциалами слоя U и подложки V следующим образом:

$$k_{1\perp} = k_{\perp} \sqrt{1 - \frac{2m}{\hbar^2} \frac{U}{k_{\perp}^2}}, \quad (8)$$

$$k_{2\perp} = k_{\perp} \sqrt{1 - \frac{2m}{\hbar^2} \frac{V}{k_{\perp}^2}},$$

Потенциалы U и V определялись по формуле (1). При расчете потенциала U поглощающего подслоя учитывались концентрации компонентов сплава n_i , в том числе Gd^{155} и Gd^{157} , для которых длины рассеяния рассчитывались по формуле (6).

Отметим важную особенность функции $R_a(k_\perp)$ для рассматриваемого случая. Так как в определение $k_{1\perp}$ входит величина U , зависящая, в свою очередь, от энергии падающих нейтронов (см. формулы (1) и (6)), то из этого следует, что $R_a(k_\perp)$ является функцией не только нормального компонента волнового вектора $k_\perp$, но и его модуля k . В большинстве случаев, при $\vec{b} = \text{const}(E)$, R является функцией только $k_\perp$ ($k_\perp = k \cdot \sin \phi$, где ϕ — угол скольжения).

2. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерения коэффициента отражения выполнены на 8-м канале реактора ИБР-2 (установки СПН-1)^{6,7}. Узкоколлимированный пучок нейтронов, падающий под малым углом ϕ на поверхность изучаемого зеркала, после отражения регистрировался детектором. Методом времени пролета измерялись спектры падающего $N_1(\lambda)$ и отраженного $N_2(\lambda)$ пучков (λ — длина волны нейтрона, равная $2\pi/k$). Экспериментальное значение коэффициента отражения $R_s(\lambda)$ определялось по формуле

$$R_s(\lambda) = \frac{\tilde{N}_2(\lambda)}{\tilde{N}_1(\lambda)}, \quad (9)$$

где $\tilde{N}_1(\lambda)$ и $\tilde{N}_2(\lambda)$ — спектры, полученные из $N_1(\lambda)$ и $N_2(\lambda)$ вычитанием фона запаздывающих нейтронов. Особенности формы экспериментального спектра реактора позволяли производить корректное вычитание фона в области $\lambda \leq 5 \text{ \AA}$.

Исследованные образцы представляли собой тонкие пленки, полученные вакуумным напылением на стеклянные пластины исходных материалов: естественный Gd и Gd15 Ti85. На рис. 3 показан $R_s(\lambda)$ для Gd зеркала при угле скольжения $\phi = 4,1 \times 10^{-8}$ рад. Экспериментальные значения коэффициента отражения $R_s(\lambda)$ подгоня-

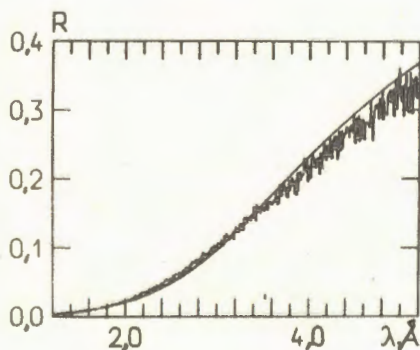


Рис. 3. Экспериментальная и теоретическая (гладкая линия) спектральные зависимости коэффициента отражения от Gd зеркала. Параметры теоретической кривой: $\phi = (4,137 \pm 0,017) \times 10^{-8}$ рад, $a = (1036 \pm 11) \text{ \AA}$, $b_0^{\text{Gd}} = (1,853 \pm 0,014) \times 10^{-12} \text{ см}$.

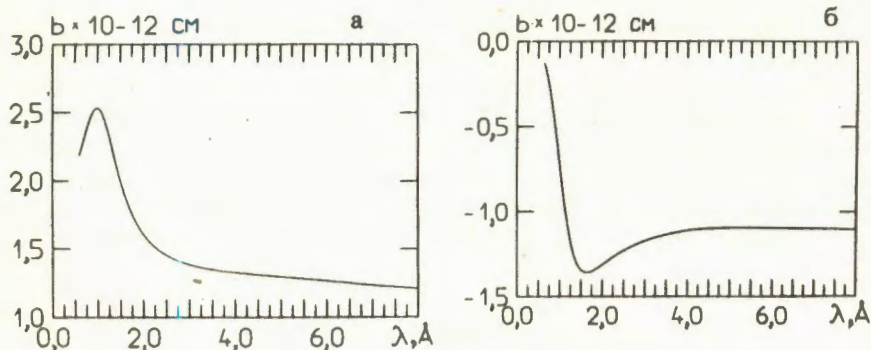
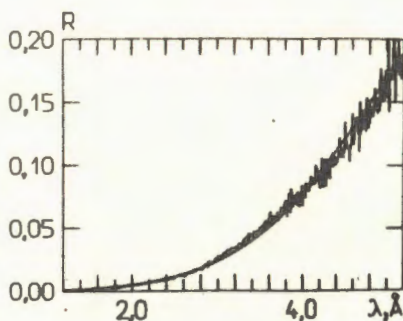


Рис. 4. Спектральные зависимости длины рассеяния естественного Gd (по результатам подгонки по формуле (7)): а) реальная часть, б) мнимая часть.

лись по методу наименьших квадратов теоретическим значением $R_s(\lambda)$, вычисляемым с помощью формул (5)-(7), с использованием равенств: $k = 2\pi/\lambda$, $k_1 = k \cdot \sin \phi$. Свободными параметрами теории были угол скольжения ϕ , толщина слоя a , а также не зависящий от энергии член в длине рассеяния b_0 (см. формулу (6)). Параметры резонансов Gd^{155} , Gd^{157} , концентрации всех изотопов смеси, длина рассеяния подложки (стекло) фиксировались. Результаты подгонки показаны на рис. 3 гладкой кривой. В подписи к рисунку приведены значения параметров подгонки. На рис. 4 а,б показано поведение действительной и мнимой частей длины рассеяния образца, полученного напылением естественного Gd, построенных по формуле (6) с использованием значения величины $b_0 = 1,853 \times 10^{-12}$ см (полученного в результате подгонки).

На рис. 5 приведены значения $R_s(\lambda)$, измеренные для GdTi сплава при угле скольжения $1,6 \times 10^{-8}$ рад. С использованием полученного нами значения b_0 для естественной смеси Gd осу-

Рис. 5. Экспериментальная и теоретическая (гладкая линия) спектральные зависимости коэффициента отражения от GdTi зеркала. Параметры теоретической кривой: $\phi = (1,64 \pm 0,01) \times 10^{-8}$ рад $a = (7640 \pm 50) \text{ \AA}$, $b_0^{Gd} = 1,853 \times 10^{-12}$ см — фиксированный параметр, $b_0^{Ti} = (-0,005 \pm 0,001) \times 10^{-12}$ см.



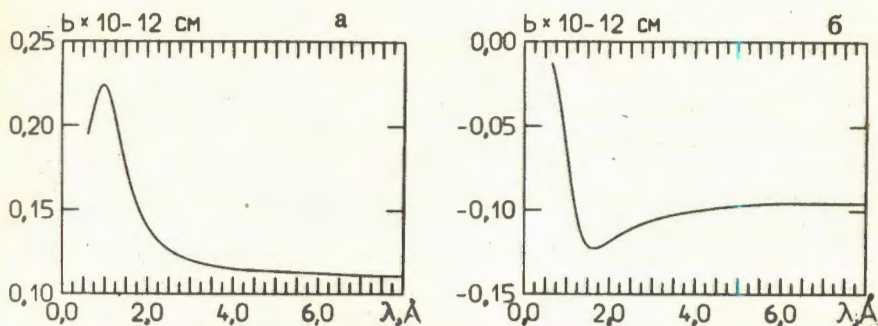


Рис. 6. Спектральные зависимости длины рассеяния GdTi сплава (по результатам подгонки по формуле (7)): а) реальная часть, б) мнимая часть.

существовала подгонка функции $R_s(\lambda)$ для сплава. По сравнению с Gd вводился дополнительный свободный параметр — длина рассеяния Ti. Теоретическая кривая, удовлетворительно описывающая отражение от сплава Gd Ti, приведена на рис. 5. На рис. 6 а, б показаны спектральные зависимости реальной и мнимой частей длины рассеяния сплава, полученные в результате подгонки экспериментальных значений $R_s(\lambda)$. В результате подгонки оказалось, что отрицательная длина рассеяния Ti сильно подавлена примесью с положительной длиной рассеяния и равна $b_o^{Ti} = -0,005 \times 10^{-12}$ см. Учитывая то обстоятельство, что Ti является исключительно сильным адсорбентом легких элементов, следует предположить, что исследованный нами образец содержал значительное количество кислорода. Такое предположение вполне оправдано тем, что образец испытывался после длительного пребывания на воздухе.

Таким образом, теоретическое описание отражающей способности поглотителей, основанное на формулах (1), (6), (8), позволяет детально описать спектральную зависимость коэффициента отражения тепловых нейтронов от поверхности сильных поглотителей. Результаты экспериментов по отражению от Gd Ti сплава убедительно доказывают, что наблюдаемое сильное отражение нейтронов в длинноволновой части спектра должно приводить к ухудшению поляризующих свойств любых поляризующих зеркал с GdTi подслоем.

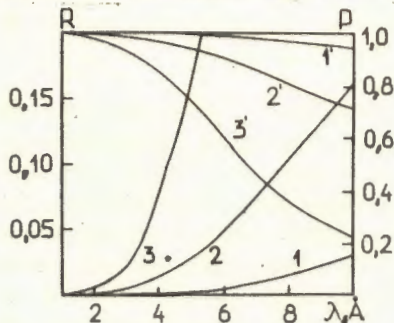
3. ОБСУЖДЕНИЕ ОТРАЖАЮЩИХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ КАДМИЯ

Как указывалось выше, основное препятствие в создании слабоотражающего сплава на основе Gd возникает из-за наличия резонансов непосредственно в максимуме теплового спектра.

Этот недостаток отсутствует у кадмия, резонанс которого находится в области $\lambda = 0,36 \text{ \AA}$, т.е. уже за пределами теплового спектра, а поведение длины рассеяния кадмия в тепловой области длин волн $\lambda > 0,7 \text{ \AA}$ с хорошей точностью не зависит от длины волны нейтрона. Отсюда следует, что компенсация реальной части длины рассеяния Cd возможна практически во всем интервале длин волн тепловых нейтронов.

С использованием табличных значений длин рассеяния Cd, Ti, V на основе формулы (7) был проведен теоретический анализ спектральных зависимостей коэффициентов отражения нейтронов от тонких пленок из сплавов CdV, CdTi на стеклянной подложке.

Рис. 7. Спектральные зависимости коэффициента отражения R_λ для оптимизированных сплавов: 1 — на основе Cd и V, 2 — на основе Cd и Ti, 3 — на основе Cd и Ti; 1', 2', 3' — поляризующие способности, соответствующие кривым 1, 2, 3.



На рис. 7 представлены результаты расчета $R_\lambda(\lambda)$ (при $\phi = 1,6 \times 10^{-8}$ рад) для оптимизированных по концентрациям и толщине сплавов CdV (кривая 1), CdTi (кривая 2). Кривая 3 соответствует сплаву CdTi, исследованному экспериментально при том же угле. На этом же рисунке соответствующими кривыми сверху показаны поляризующие способности, рассчитанные для этих сплавов, с использованием функции $R_\lambda(\lambda)$. Из проанализированных сплавов наиболее перспективным, на наш взгляд, является Cd20V80, толщиной $a \approx 1,5$ мкм.

В заключение авторы благодарят сотрудников группы нейтронно-водной службы ЛНИ ЛИЯФ АН СССР за изготовление образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Драбкин Г.М. и др. — ЖЭТФ, 1975, 69, с.1916.
2. Корнеев Д.А. и др. Сообщение ОИЯИ, P3-81-547, Дубна, 1981.
3. Драбкин Г.М. и др. — НИМ, 1976, 133, р.453; ЖТФ, 1977, 47, с.203.
4. Экспериментальная ядерная физика (под ред. Сергэ Э.), т.2. М.: ИЛ, 1955.
5. Mughabhab S.F. Neutron Cross Section. V.1, part B, Academic Press Inc, 1981.
6. Frank I.M., Pacher P. — Physica, 1983, 120B, p.307.
7. Останевич Ю.М. Сообщение ОИЯИ, P13-85-310, Дубна, 1985.

Рукопись поступила 18 мая 1987 года.

APPROXIMATE DIFFERENTIAL FADDEEV-TYPE EQUATIONS FOR SYSTEMS OF ONE LIGHT AND TWO HEAVY PARTICLES

V.V.Pupyshev

Three-particle integro-differential equations are explored. The double-sum-representation of nonlocal operators is obtained. It is shown, that nonlocal operators may be approximate by the sum of local one, if the system consists of one light and two heavy particles. After such approximation original equations are reduced to approximate partial differential one.

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

Приближенные дифференциальные уравнения
фаддеевского типа для систем
из одной легкой и двух тяжелых частиц

В.В.Пупышев

Исследуются интегродифференциальные уравнения для системы трех частиц. Для нелокальных операторов получено представление в виде двукратных сумм. Показано, что для систем из одной легкой и двух тяжелых частиц такие операторы могут быть аппроксимированы суммой локальных операторов. Исходные уравнения после такой аппроксимации сводятся к приближенным дифференциальным уравнениям в частных производных.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Now the theory of three nonrelativistic interacting particles is intensively developed in the framework of integro-differential equations^{/1/}. They are obtained^{/2/} from the system of equations

$$(H_0 - E + V_i) \Psi_i = -V_i \sum_{k \neq i} \Psi_k, \quad i = 1, 2, 3 \quad (1)$$

by decomposing of searched Faddeev components Ψ_i in a series

$$\Psi_i(\vec{x}_i, \vec{y}_i) = \sum_{\alpha=(\lambda, \ell), L} \Phi_i^{\alpha L}(\vec{x}_i, \vec{y}_i) (\vec{x}_i \vec{y}_i)^{-1} Y_{\alpha}^L(\hat{y}_i, \hat{x}_i). \quad (2)$$

over bispherical harmonics $Y_{\alpha}^L(\hat{y}, \hat{x})$. Here $\hat{a} = (\theta_a, \phi_a)$ are spherical angles of vector $\vec{a}$ in a fixed Cartesian coordinate system $S = \{\vec{e}_1, \vec{e}_2,$

$\vec{e}_3\}$. Different sets ($i \neq k$) of relative Jacobi coordinates are connected with each other by the unitary transformation

$$\begin{pmatrix} \vec{x}_k \\ \vec{y}_k \end{pmatrix} = -\cos \gamma_{ki} \begin{pmatrix} 1 & -\epsilon_{ki} \operatorname{tg} \gamma_{ki} \\ \epsilon_{ki} \operatorname{tg} \gamma_{ki} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{x}_i \\ \vec{y}_i \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Kinematical angles $\gamma_{ki} \in [0, \pi/2]$ are determined only by the ratios of particle masses

$$\operatorname{tg}^2 \gamma_{ki} = m_j M / m_i m_k = m_j / m_i + m_j / m_k + (m_j / m_i)(m_i / m_k), \quad (4)$$

and numbers ϵ_{ki} are such that $\epsilon_{ki} = -\epsilon_{ik} = 1$, $(ik) = (12), (31), (23)$. After substitution of components (2) into equations (1) and projection on the bispherical basis, the system (1) is reduced to a system of integro-differential equations for partial components Φ_i^{aL} . If the two-body potentials are central, then such a system is written in the following form ^{/1, 2/}

$$\begin{aligned} & \{\Delta_i^a - E + V_i(\vec{r}_i)\} \Phi_i^{aL}(\vec{x}_i, \vec{y}_i) = V_i(\vec{x}_i) \sum_{k \neq i, \alpha} \langle \vec{x}_i, \vec{y}_i | \hat{h}_{\alpha\alpha'}^L | \\ & | \Phi_k^{a'L}(\vec{x}_k, \vec{y}_k) \rangle. \quad i = 1, 2, 3, \alpha = (\lambda, \ell), \alpha' = (\lambda', \ell'), \vec{\lambda} + \vec{\ell} = \\ & = \vec{L} = \vec{\lambda}' + \vec{\ell}', \Delta_i^a = \partial_{\vec{x}_i}^2 + \partial_{\vec{y}_i}^2 - \ell(\ell+1)/x_i^2 - \lambda(\lambda+1)/y_i^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Matrix elements of $\hat{h}$ -operators in the right-hand side of equations (5) are determined as integrals

$$\int d\hat{x} d\hat{y} Y_a^{L*}(\hat{y}, \hat{x}) Y_{a'}^L(\hat{y}', \hat{x}') \Phi_k^{a'L}(\vec{x}', \vec{y}') / (\vec{x}' \vec{y}'). \quad (6)$$

Here and further, when it is possible, indices i and k are omitted and, instead of the latter, the upper prime is used. Let us now obtain a representation more convenient for our investigation of system (5), and more compact than the known one ^{/1/}, for $\hat{h}$ -operators. We denote a plane going through three particles by symbol $\mathcal{P}$ and introduce the new coordinate system

$$S' = \{\vec{e}_1', \vec{e}_2', \vec{e}_3'\}, \quad \vec{e}_1', \vec{e}_2' \in \mathcal{P}, \quad \vec{e}_3' \uparrow \vec{x}.$$

The original system S is obtained by rotation of the new system S' . This rotation is determined by Euler angles $\omega = \{\omega_1, -\theta_x, \phi_x\}$ where ω_1 is the angle of the first rotation around $\vec{e}_3'$ axis, upon which vector $\vec{e}_2'$

gets coincident with the normal to the $\mathcal{P}$ plane. The arguments marked by primes in formulae (6) are functions (3) of independent variables $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$, $\phi = \arctg(y/x)$, $u = \cos(\hat{x}\hat{y})$. This allows us to express bispherical harmonics in integrals (6) by a linear combination of $D^{L(\omega)}$ -Wigner functions⁴ and bispherical harmonics written in the new system S' to replace the variables $d\hat{x}d\hat{y} = d\omega du$ and to integrate over Euler angles. As a final result, matrix element (6) is written as the one-dimensional integral

$$\langle x, y | \hat{h}_{aa}^L | \Phi^{a'L}(x', y') \rangle = \int_{-1}^1 du h_{aa}^L(\phi, u, \epsilon\gamma) \Phi^{a'L}(x', y'), \quad (7)$$

where

$$h_{aa}^L(\phi, u, \epsilon\gamma) = J(\phi, \phi') \frac{[\lambda][\ell][\lambda'][\ell']}{2L+1} \cdot \sum_{m, N} C_{\lambda N \ell 0}^{LN} C_{\lambda' m \ell' n}^{LN} \left\{ \frac{(\lambda - N)!(\lambda' - m)!(\ell' - N + m)!}{(\lambda + N)!(\lambda' + m)!(\ell' + N - m)!} \right\}^{1/2} \cdot P_{\lambda}^N(u) P_{\lambda'}^m(u_{xy}) P_{\ell'}^n(u_{xx}), \quad (8)$$

here

$$[a] = (2a + 1)^{1/2}, \quad J(\phi, \phi') = \sin 2\phi / 2 \sin 2\phi'.$$

and all arguments ϕ' , $u_{ab} = \cos(\hat{a}\hat{b})$ are functions (3) of variables ϕ, u and parameter $\epsilon\gamma$. The representation of $\hat{h}$ operators thus obtained is more convenient and compact than that usually used¹. The latter is written as a five-index-sum containing 6j and 9j-symbols.

System (5) in the polar coordinates is written in the following form

$$(\Delta_1^a - E + V_1(x_1)) \Phi_1^{aL}(\rho, \phi_1) = V_1(x_1) \sum_{k \neq 1, a} \langle \phi_1 | \hat{h}_{aa}^L | \Phi_k^{a'L}(\rho, \phi_k) \rangle, \quad (9)$$

where $\Delta_1^a = \partial_{\rho}^2 + \rho^{-1} \partial_{\rho} + \rho^{-2} (\partial_{\phi_1}^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{\cos^2 \phi_1} - \frac{\lambda(\lambda+1)}{\sin^2 \phi_1})$, and $x_1 = \rho \cos \phi_1$. Matrix elements

$$\langle \phi | \hat{h}_{aa}^L | \Phi_k^{a'L}(\rho, \phi') \rangle = \int_{c(\phi, \gamma)}^{d(\phi, \gamma)} d\phi' h_{aa}^L(\phi, \phi', \epsilon\gamma) \Phi_k^{a'L}(\rho, \phi'), \quad (10)$$

where

$$h_{aa'}^L(\phi, \phi', \epsilon\gamma) = (2 \operatorname{cosec} 2\gamma/J) h_{aa'}^L(\phi, u(\phi, \phi', \epsilon\gamma), \epsilon\gamma), \quad (11)$$

and the integral limits are equal to

$$c(\phi, \gamma) = |\phi - \gamma|, \quad d(\phi, \gamma) = \min\{\phi + \gamma, \pi - \phi - \gamma\}, \quad (12)$$

are obtained^{/3/} by replacement $u \rightarrow \phi'$ in corresponding integrals (7). The presence of nonlocal operators (10-12) in the system (9) essentially complicates both its numerical solution and the investigation of analytical properties of unknown partial components. Consequently, the study of these operators is an actual problem.

Let us show that operators $\hat{h}$ may be approximated by a sum of local operators if the particle masses and functions are subjected to well-defined constraints. First, we explore the mapping (10-12) in two limits $\gamma \rightarrow 0$, and $\gamma \rightarrow \pi/2$. The kernels (8), (11) of operators $\hat{h}$ are regular functions of parameter $\gamma \in [0, \pi/2]$ according to definition (6). Using equalities (3), (6) and known parity properties of bispherical harmonics^{/4/}, we obtain from formulae (6-8) limit forms of equalities (10)

$$\langle \phi | \hat{h}_{aa'}^L | \Phi_k^{a'L}(\rho, \phi') \rangle = g_o^{aa'L}(\phi, \epsilon\gamma) \Phi_k^{a'L}(\rho, \xi),$$

where

$$\xi = \phi, \quad g_o^{aa'L}(\phi, \epsilon\gamma) = (-1)^{\lambda+\ell} \delta_{aa'}, \quad \text{if } \gamma = 0,$$

$$\xi = \pi/2 - \phi, \quad g_o^{aa'L}(\phi, \epsilon\gamma) = (-\epsilon)^{\lambda+\ell} \delta_{\lambda\ell'} \delta_{\lambda'\ell}. \quad \text{if } \gamma = \pi/2.$$

Consequently, if $\gamma = 0$, or $\gamma = \pi/2$, then operators $\hat{h}$ are local. If γ tends to zero, then both limits (12) of integral (10) tend uniformly to ϕ , and the length of the integral interval is equal to $0(\gamma)$. If a partial angular derivative of order m (we denote it by $^{(m)}\Phi_k^{a'L}(\rho, \phi)$) is continuous everywhere, then, decomposing the partial component in the integrand of (10), in a Taylor series at the centre ϕ , we obtain the equality

$$\langle \phi | \hat{h}_{aa'}^L | \Phi_k^{a'L}(\rho, \phi') \rangle = \sum_{n=0}^m g_n^{aa'L}(\phi, \epsilon\gamma)^{(m)} \Phi_k^{a'L}(\rho, \phi) + r_m. \quad (13)$$

The functions $g_n^{aa'L}$ represent matrix elements $\langle \phi | \hat{h}_{aa'}^L | (\phi' - \phi)^n \rangle / n!$, which can be easily calculated by equalities (8), (10-12). From the

latter equalities it follows that the $g_n^{aa'L}$ function is of an order of $O(\gamma^n/(n+1)!)$, and the remaining term $r_m \sim O(\gamma^m)$.

As an example, we cite functions $g_n^{aa'L}$ in the case $a = a' = (0,0)$, $\epsilon = 1$, $L = 0$:

$$g_n^{aa0}(\phi, \gamma) = \gamma^{n+1} \operatorname{cosec} 2\gamma/(n+1)! \begin{cases} 1 - (1 - 2\phi/\gamma)^{n+1}, & \phi \in [0, \gamma] \\ 1 + (-1)^n, & \phi \in [\gamma, \pi/4]. \end{cases}$$

These functions have parity $(-1)^n$ with respect to point $\phi = \pi/4$. Odd functions are not equal to zero only on subintervals $(0, \gamma)$ and $(\pi/2 - \gamma, \pi/2)$. The lengths of the above intervals approach zero as $O(\gamma)$ when $\gamma \rightarrow 0$. If the particle masses are such that $\beta^2 = m_1/m_2 \ll 1$, $m_2 \sim m_3$, then kinematical angles are equal to $\gamma_{23} = 0 + O(\beta)$, $\gamma_{12}, \gamma_{13} = \pi/2 + O(\beta)$ according to definition (4). Therefore, approximation (13) of nonlocal operators $\hat{h}$ by a sum of local operators, i.e., by operators ∂_ϕ^n with weight-multipliers $g_n^{aa'L} \sim O(\gamma^n)$ is kinematically feasible when a three-particle system consists of one light and two heavy particles. The class of such systems is sufficiently wide; it includes mesomolecular ($dd\mu$), atomic (e^+pp) systems, systems consisting of one nucleon and two heavy nuclei, and so on. Equations (9) are reduced to partial differential equations by approximation (13). It is necessary to point out, that approximation (13) does not change a free three-particle Hamiltonian in contrast to the well-known Born-Oppenheimer method^{16/}. Moreover, approximation (13) is a geometrical approximation only over the angle variables. A small parameter $\beta = (m_1/m_2)^{1/2}$ of approximation (13) has a kinematical nature and does not depend both on the total energy of a three-particle system and on the shape of two-body interactions. The existence and uniqueness of the solution of equations (9) have been proved^{11/} under the assumption $\forall \Phi_1^{\alpha L} \in C^2$, therefore the rank m of approximation (13) obeys in equality $m \geq 2$.

The determination of maximal possible rank m of approximation (13) depending on the shape of potentials requires further investigations. The most interesting application of approximate equations, in my opinion, is an investigation of local analytic properties (first of all, the asymptotical behaviour in a vicinity of point $\rho = 0$) of partial components. Such investigations seem impossible in the framework of original exact integro-differential equations (9).

In conclusion, we briefly summarize main results of the present work. On the basis of the obtained representation (8) for kernels of operators $\hat{h}$ it is shown that these operators are reduced to the local

ones in the limits $\gamma \rightarrow 0, \gamma \rightarrow \pi/2$. Such situation is realised for systems consisting of one light and two heavy particles. For such systems integro-differential equations may be replaced by approximate partial differential equations.

References

1. Меркурьев С.П., Фадеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985.
2. Noyes H.P. — In: Tree-Body Problem, North-Holland, Amsterdam, 1970, p.2.
3. Пупышев В.В. — ЯФ, 1986, 43, с.1318.
4. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.
5. Born M., Oppenheimer J. — Ann. Phys., 1927, 84, p.457.

Received on April 27, 1987.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ И СЛИЯНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ОКОЛОБАРЬЕРНЫХ И ПОДБАРЬЕРНЫХ ЭНЕРГИЯХ

А.В.Тараканов*, В.М.Шилов

Показано, что многоканальная модель с граничными условиями в виде только сходящейся волны во внутренней области ядра правильно описывает экспериментальные данные по сечениям слияния и неупругого рассеяния для легких ядер при околобарьерных и подбарьерных энергиях, где число открытых каналов невелико.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Inelastic Scattering and Fusion of Heavy Ions at Near- and Subbarrier Energies

A.V.Tarakanov, V.M.Shilov

It is shown that the multichannel model with the ingoing-wave boundary conditions describes well experimental data on fusion and inelastic cross sections of light nuclei at near- and subbarrier energies, where the number of open channels is small.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Подбарьерное слияние тяжелых ионов в настоящее время хорошо описывается в рамках многоканальной модели с граничными условиями в виде только сходящейся волны во внутренней области ядра /1-3/. Формализм модели позволяет единым образом описывать многие процессы, происходящие в периферической области сталкивающихся ядер. В последнее время проведены эксперименты при подбарьерных энергиях, в которых наряду с сечением слияния измерены сечения неупругого возбуждения коллективных низлежащих уровней /4,5/, а также сечения малонуклонных передач /6/.

* Саратовский государственный университет

Представляет несомненный интерес единое описание этих процессов в рамках одной модели. В работе ^{/4/} были предприняты первые попытки единого описания упругого и неупругого рассеяния и слияния для реакции $^{16}\text{O} + ^{18}\text{O}$. При этом были сделаны упрощающие предположения о постоянной связи под кулоновским барьером, предложенные в ^{/2/}. В настоящей работе мы провели точные расчеты сечений всех каналов реакции при столкновении ядер $^{18}\text{O} + ^{44}\text{Ca}$ и $^{16}\text{O} + ^{18}\text{O}$.

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

На основе результатов ^{/3/} мы кратко воспроизведем выражения для сечения неупругого рассеяния и сечения слияния. Радиальные волновые функции относительного движения двух ядер в основном ($a = 0$) и неупругом ($a \neq 0$) каналах описываются системой связанных дифференциальных уравнений

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - \epsilon_a - V_a(r)) - \frac{L(L+1)}{r^2} \right] \cdot R_a(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \sum_{\beta} V_{a\beta}(r) \cdot R_{\beta}(r). \quad (1)$$

Здесь ϵ_a — энергия возбуждения в канале a , L — орбитальный угловой момент, $V_a(r)$ — диагональная часть потенциала взаимодействия двух ядер, $V_{a\beta}(r)$ — потенциал связи между основным и возбужденными каналами, μ — приведенная масса системы. На радиальные волновые функции $R_{aL}(r)$ на больших расстояниях мы налагаем обычные граничные условия

$$R_{aL_a}(r) = [G_{L_a}(x) - iF_{L_a}(x)]\delta_{a0} - S_{aa_0}^{L_a} [G_{L_a}(x) + iF_{L_a}(x)], \quad (2)$$

где $x = k_a r$. На расстоянии $r = R_{kp}$, совпадающем с минимумом центрального потенциала, мы выбираем граничное условие в виде

$$R_{aL_a}(r) = A_{aL_a} h_{L_a}^{(2)}(k_a^{-1}r), \quad (3)$$

где

$$k_a^{-1} = \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - \epsilon_a - V_a(R_{kp})) \right]^{1/2}.$$

Граничное условие (3) предполагает, что на расстоянии $r = R_{kp}$ мы имеем только сходящуюся волну. Поток частиц, дошедших до расстояния $r \sim R_{kp}$, определяет сечение слияния ^{/7/}:

$$\sigma_{сл} = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_{aL} \frac{k_a^{-1}}{k_0} (2L+1) |A_{aL_a}|^2, \quad (4)$$

а элементы S -матрицы в неупругом канале определяют сечение неупругого рассеяния обычным образом:

$$\sigma_{\text{неупр.}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{LL_0} (2L_0 + 1) |S_{aa_0}^L|^2. \quad (5)$$

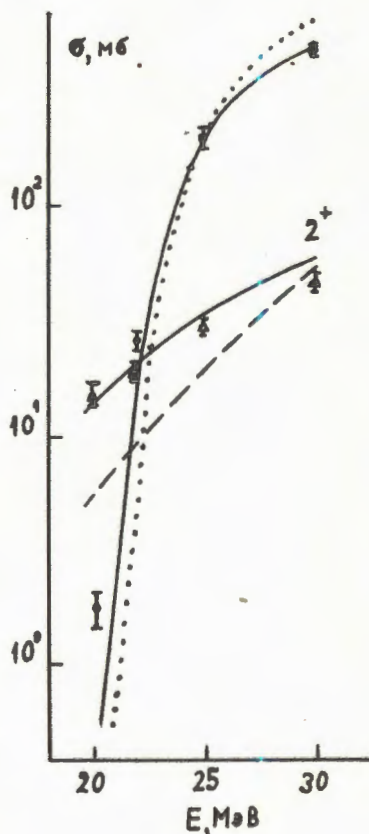
Во всех расчетах для потенциала связи между основным и возбужденными каналами мы будем использовать стандартное выражение макроскопической модели ^{/8/}:

$$V_{a\beta}(r) = \delta_a \left[- \frac{dV_{\text{яд}}(r)}{dr} + V_{\text{кул. возб.}}(r) \right], \quad (6)$$

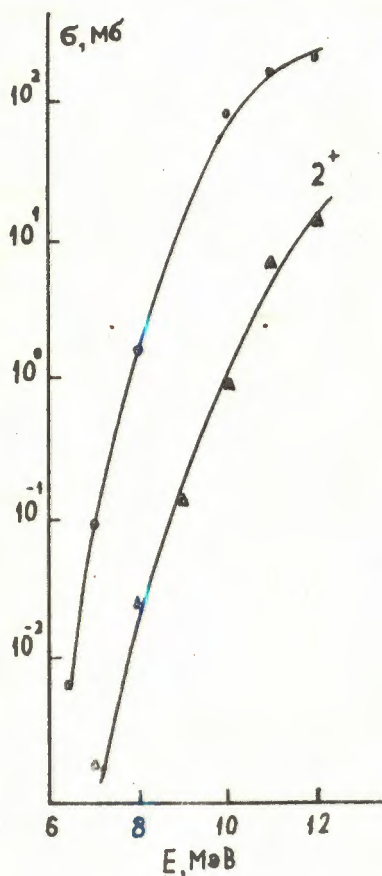
где δ_a — деформационная длина. Второе слагаемое в этой формуле описывает кулоновское возбуждение и на больших расстояниях ведет себя как $r^{-\lambda-1}$, где λ — спин возбуждаемого уровня.

Для реакции $^{18}\text{O} + ^{44}\text{Ca}$ в качестве ядерной части потенциала мы используем параметризацию потенциала, полученного в приближении внезапного удара в формализме "плотности энергии" ^{/9/}. В расчеты были включены два возбужденных уровня ядра ^{44}Ca — 2^+ и 4^+ с энергиями возбуждения 1,16 МэВ и 1,8 МэВ и параметрами динамической деформации δ_2 , равными 1,06 и 0,45 фм соответственно, и уровень 2^+ в ядре ^{18}O с энергией 1,98 МэВ и $\delta_2 = 1,01$ фм.

Рис.1. Рассчитанные сечения слияния и неупругого рассеяния с возбуждением уровня 2^+ в ядре ^{44}Ca — сплошные линии. Экспериментальные данные взяты из ^{/5/}. Штриховая линия — предсказания для сечения возбуждения уровня 2^+ в ядре ^{18}O . Точками показано сечение слияния без связи каналов.



На рис.1 сплошными линиями показаны сечения слияния и сечение возбуждения уровня 2^+ в ядре ^{44}Ca в зависимости от налетающей энергии. Экспериментальные данные взяты из работы /5/. Штриховой линией показаны предсказания для сечения возбуждения уровня 2^+ в ядре ^{18}O . Видно, что при низких энергиях налетающих ионов функции возбуждения для двух ядер заметно отличаются друг от друга и имеют разный наклон, хотя параметры динамической деформации для них почти одинаковы. Это отличие связано с более высокой энергией возбуждения для ядра ^{18}O и исчезает при энергиях выше кулоновского барьера, как и следовало ожидать. На этом же рисунке точками показано сечение слияния, рассчитанное без учета связи каналов. Видно, что в этом случае мы имеем превышение экспериментальных данных по сечению слияния при надбарьерных энергиях и занижение при подбарьерных энергиях.



На рис.2 для реакции $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ мы показали сечение слияния и сечение возбуждения уровня 2^+ в ядре ^{18}O совместно с экспериментальными данными /4/. В расчеты включен лишь один уровень в ядре ^{18}O с теми же параметрами, что и в предыдущем случае. Ядерная часть потенциала для этой реакции описывалась потенциалом вудс-саксоновского типа с параметрами $V_0 = 50$ МэВ, $r_0 = 1,29$ фм, $a = 0,46$ фм, взятыми из /4/.

Мы видим на обоих рисунках, что модель граничных условий со связью с каналами неупругого возбуждения правильно описывает широкий круг экспериментальных данных. Ранее нами также было показано хорошее описание дифференциальных сечений упругого рассеяния при надбарьерных энергиях /3/ для реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$.

Рис.2. Сечение возбуждения уровня 2^+ в ядре ^{18}O и полное сечение слияния для реакции $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$. Экспериментальные данные взяты из /4/.

В работе показано, что модель граничных условий /3/ без привлечения дополнительных подгоночных параметров позволяет единым образом описывать упругое, неупругое рассеяние и полное слияние при околосбарьерных и подсбарьерных энергиях. Это указывает на разумность сделанных предположений о механизме протекания реакции и позволяет с большой достоверностью экстраполировать теоретические сечения для легких ядер в область астрофизических энергий, недоступных в настоящее время для экспериментального изучения. Вызывает интерес также использование модели для описания сечений "холодного" слияния тяжелых ядер /10/, где динамические эффекты в периферической области ядер оказываются очень важными /11, 12/.

Авторы признательны В.Б.Беляеву, В.В.Пупышеву и В.Д.Тонееву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Г.Н., Пермяков В.П., Шилов В.М. Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1981, с.495.
2. Dasso C.H., Landowne S., Winter A. — Nucl.Phys., 1983, A405, p.381.
3. Шилов В.М. ОИЯИ, Р4-86-849, Дубна, 1986.
4. Thomas J. et al. — Phys.Rev., 1986, C33, p.1679.
5. De Castro Rizzo D.M. et al. — Nucl.Phys., 1984, A427, p.151.
6. Vulgaris E. et al. — Phys.Rev., 1986, C33, p.2017.
7. Афанасьев Г.Н., Шилов В.М. — ЯФ, 1977, 26, с.92.
8. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. М.: Мир, т.2, 1977.
9. Ngo C. et al. — Nucl.Phys., 1975, A252, p.237.
10. Oganessian Yu.Ts. et al. — Nucl.Phys., 1975, A239, p.353.
11. Swiatecki W.J. — Nucl.Phys., 1982, A376, p.275.
12. Джолос Р.В., Пермяков В.П. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 1 (21)-87, Дубна, 1987, с.46.

СПЕКТРОМЕТРИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ Kr^{+35}

В.Вагнер, Е.Д.Донец, В.Б.Дунин, С.В.Карташов

С помощью кристалл-дифракционного метода проведен эксперимент по исследованию рентгеновского излучения, возникающего при нейтрализации Kr^{+35} на поверхности твердого тела. Зарегистрировано наличие структуры в спектре характеристического излучения, в котором доминирует процесс заполнения К-оболочки при количестве вакансий в L-оболочке 6 и 7.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Spectrometry of Characteristic X-Ray at Hydrogen-Like Ion Neutralization Kr^{+35}

W.Wagner et al.

By the crystal-diffraction method an experiment on the research of X-ray radiation, when Kr^{+35} is neutralized on the solid body, was carried out. The presence of the structure in the spectrum of characteristic radiation, where the K-shell fill-up process is a dominating one for the number of vacancies in L-shell being 6 and 7 is registered.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительный прогресс в развитии источников высокозарядных ионов /1/ в частности, получение водородоподобных ионов инертных газов середины периодической таблицы Менделеева /2/, сделал возможным постановку нового класса физических экспериментов в области атомной физики.

При взаимодействии почти полностью ободранного медленного иона с поверхностью твердотельной мишени происходит процесс нейтрализации иона, при котором многозарядный ион захватывает большое число электронов на высоколежащие орбитали. Образуется сверхвозбужденный атом, характерной особенностью которого является большое количество вакансий на внутренних уровнях /3,4/.

Энергия возбуждения атома снимается каскадом оже- и радиационных переходов. При этом наблюдается сильный энергетичес-

кий сдвиг характеристических рентгеновских линий относительно диаграммных в нейтральных атомах за счет частичного снятия экранировки заряда ядра.

Кроме того, как было указано, например в работе ^{5/}, исследование атомов с вакансиями во внутренних оболочках является эффективным методом проверки имеющихся представлений о релятивистских поправках и корреляционных эффектах для энергии связи внутренних электронов.

Ниже приведено описание примененного дифракционного метода спектроскопии рентгеновского излучения при нейтрализации ионов Kr^{36+} и представлены результаты эксперимента, поставленного на электронно-лучевом ионизаторе "Крион-П" ^{2/}. Дана интерпретация наблюдаемого спектра на основе проведенных расчетов с помощью релятивистской программы для электронной структуры атомов.

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ И ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Характеристическое рентгеновское излучение сверхвозбужденных атомов Ag и Kr ранее наблюдалось с помощью полупроводникового детектора рентгеновского излучения на основе сверхчистого кристалла германия ^{3,4/}. Были определены средние энергии переходов К-серии и естественные ширины наблюдаемых линий путем подгонки суммы гауссовских распределений под измеряемый спектр. Результаты показали, что линии действительно сильно сдвинуты в сторону больших энергий по отношению

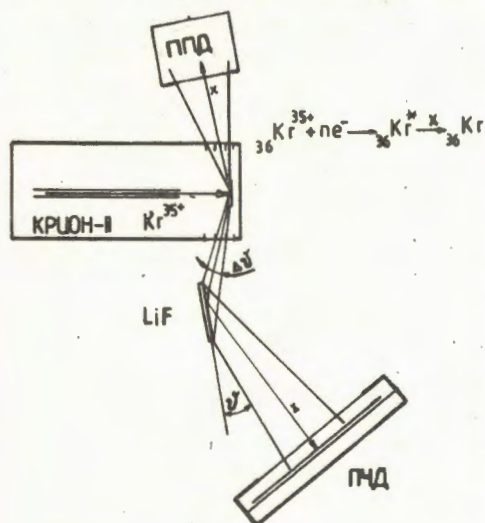


Рис. 1

к характеристическим диаграммным. С другой стороны, они не доходят до энергии линий в гелиподобных ионах ^{6/}, что говорит о том, что в момент измерения рентгеновского кванта имеет место некоторое, пока неизвестное распределение электронов в L-, M-, N- и т.д. оболочках. К тому же ширины линий не объясняются одиночными переходами между строго определенными конфигурациями. Разрешение полупроводникового детектора не позволяет выделить структуру линий.

Поэтому спектр исследовался с помощью кристалл-дифракционного спектрометра.

Схема эксперимента изображена на рис.1. Водородоподобные ионы Kr^{35+} получались в электронно-лучевом ионизаторе "Крион-II", параметры которого подробно описаны в работах^{/2,5/}. Ионы выводились на магниевую мишень с частотой 0,25 Гц, время вывода составляло 250 мкс.

Плоский кристалл-анализатор LiF (200) был расположен под малым углом ($1,9^\circ$) к плоскости мишени так, чтобы область излучения имела размер 0,1x3 мм и несущественно влияла на разрешение.

Сканированием была найдена такая позиция кристалла, чтобы угол отражения рентгеновских лучей от кристаллических плоскостей в середине кристалла составлял $\theta = 13,7^\circ$, что соответствует энергии K_{α} -линии, зарегистрированной полупроводниковым детектором^{/4/}. По закону Вульфа — Брэгга угол θ однозначно связан с длиной волны излучения λ :

$$n \frac{ch}{E_x} = n\lambda = 2d \sin \theta,$$

где E_x — энергия излучения, n — порядок отражения, c — скорость света, h — постоянная Планка. В выбранной геометрии (рис.1) кристалл охватывает угловой диапазон $\Delta\theta \approx 1,25^\circ$. Этому соответствовала энергетическая область в 1,1 кэВ.

Селективно отраженное от кристалла рентгеновское излучение регистрировалось позиционно-чувствительным детектором на основе пропорционального счетчика с линией задержки^{/7/}. Линейная координата события определяется по разности временных сигналов с обоих концов линии задержки, которые подаются на времяамплитудный преобразователь. Таким образом измеренный временной спектр есть изображение пространственного распределения событий в плоскости измерения.

Достижимое энергетическое разрешение примененного метода ограничивается следующими конкретными условиями постановки эксперимента:

- шириной и стабильностью положения области излучения на мишени;
- качеством (блочной структурой) кристалла-анализатора, зависящим от свойств материала;
- пространственным разрешением координатного детектора, в частности, временным разрешением анализирующей аппаратуры;
- геометрией измерения, т.е. углом и угловым диапазоном регистрации излучения.

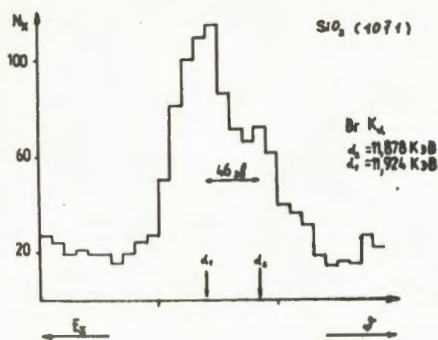


Рис.2

Для сравнения $K_{\alpha 1/2}$ -линии Br были сняты другим кристаллом SiO_2 (1011) (рис.2), где в такой же геометрии было получено разрешение ≈ 40 эВ.

Кристалл LiF (200) был использован в настоящем эксперименте для получения максимальной светосилы при необходимом угловом диапазоне $\Delta\theta$. Светосила составляла около 10^{-7} . Эффективность регистрации координатного детектора, работающего на смеси Xe + CO_2 (давление 0,1 МПа), приблизительно 80%. Многоканальный режим регистрации отраженного от кристалла рентгеновского излучения увеличивает эффективность измерения по сравнению с одноканальным методом на фокусирующих кристалл-дифракционных спектрометрах на фактор $\approx 10^2$. Недостатком настоящего метода является вышеупомянутое ограничение разрешения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Спектр рентгеновского K_{α} -излучения, возникающего при нейтрализации Kr^{36+} , регистрировался во временном окне 1 мс при выводе ионов из ловушки на мишень. Этим сильно подавлялся собственный фон координатного детектора, который выше амплитудного порога составлял 3 ± 4 Гц по всему чувствительному диапазону счетчика. Удалось реализовать соотношение полезных событий к фоновым ≈ 40 . Высокий контраст метода нужен для выделения эффекта в условиях низкой светосилы.

Средняя интенсивность ионов за сброс источника составляла $(2 \div 5) \cdot 10^5$. Измеренный спектр изображен на рис.3а. За 43 часа в спектре зарегистрировано 700 событий. Спектр характеризуется типичными выбросами из-за неоднородностей кристаллической

Снятие аппаратурной кривой спектрометра непосредственно во время эксперимента было невозможно. Схема измерения поэтому симулировалась с помощью рентгеновской трубки, которая возбуждала флюоресцентное излучение соседнего элемента Br. Ширина зарегистрированного рефлекса была ≤ 50 эВ и в основном определялась качеством имеющегося кристалла и реализованной геометрией измерения.

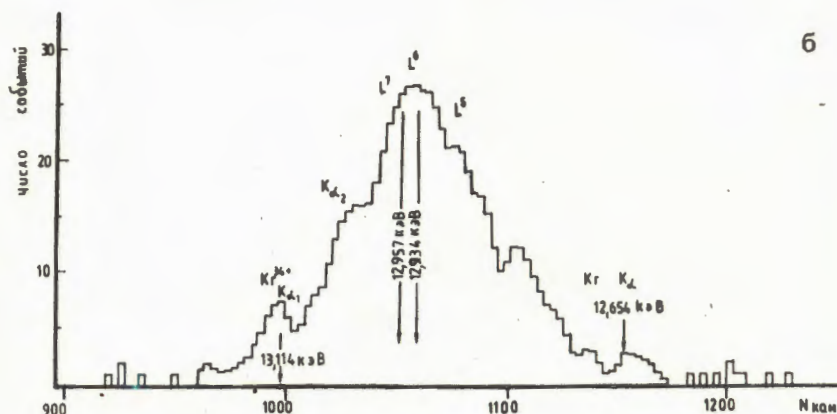
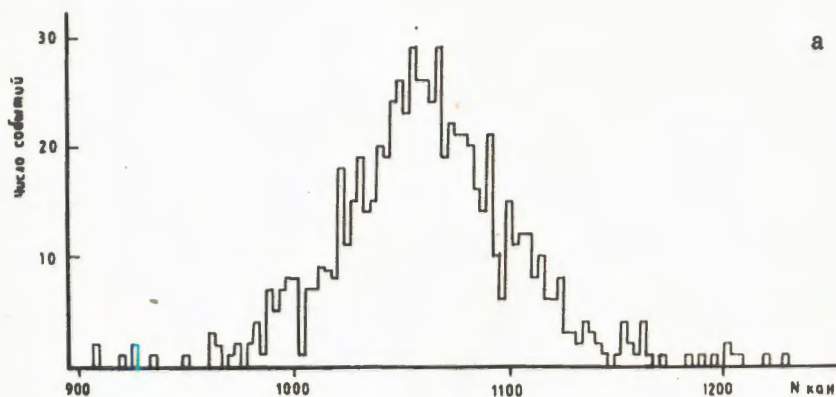


Рис.3

структуры и малой статистики. Поэтому он был подвергнут процедуре сглаживания ^{/12/}, результат которой изображен на рис.3б.

В спектре выявляется структура, указывающая на то, что он состоит из нескольких компонентов.

4. КАЛИБРОВКА

В отсутствие дополнительных калибровочных линий из-за узкой угловой апертуры кристалла для энергетической калибровки использовалось значение энергии центра тяжести K_{α} -линии, полученное на полупроводниковом детекторе ^{/4/} (12,934 кэВ). Кроме того, известна обратная угловая дисперсия кристалла LiF (200) :

$$\Delta E / \Delta \theta = E \cdot \operatorname{ctg} \theta,$$

которую можно пересчитать в линейную, зная точную геометрию эксперимента.

Таким путем определялась полная ширина измеренного участка спектра ≈ 550 эВ с точностью около 15%. Это означает, что в процессе нейтрализации ионов Kr^{35+} действительно происходят K_{α} -переходы из всевозможных промежуточных электронных конфигураций, от крайней "гелиеподобной" (с некоторой заселенностью более высоких M-, N-, O-... оболочек, которые мало влияют на энергию внутренних переходов) вплоть до основного рентгеновского состояния нейтрального атома.

Энергии наиболее сильных рентгеновских линий гелиеподобного иона Kr^{35+} были определены экспериментально [8] и равны 13,114 кэВ и 13,027 кэВ. Разница высокоэнергетичной линии

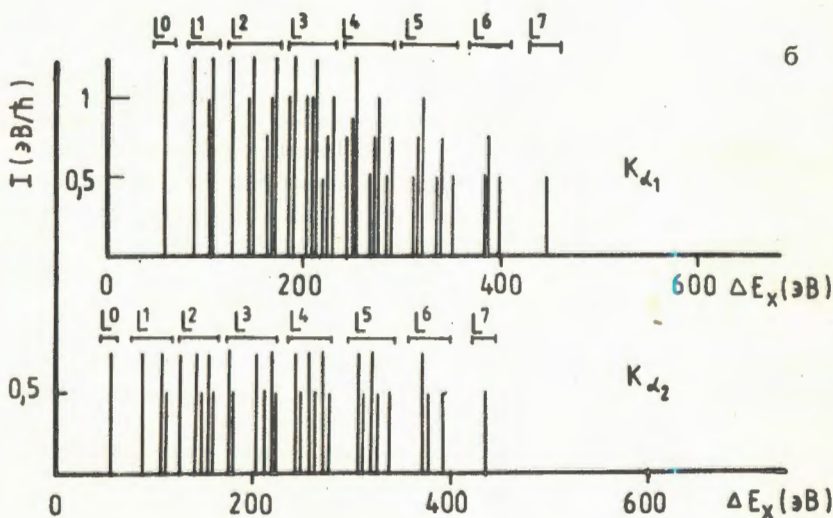
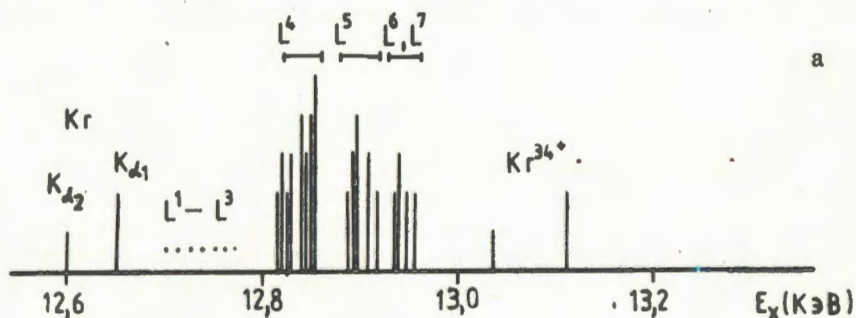


Рис.4

$^1P_1 - ^1S_0$ и диаграммной линии K_{α_2} (12,599 кэВ) криптона составляет 485 эВ, что хорошо согласуется с крайними структурами в наблюдаемом спектре.

С другой стороны, интерпретируя крайние структуры как переходы $^1P_1 - ^1S_0$ гелиеподобного иона Kr^{84+} и $K_{\alpha_{1/2}}$, получаем значение канала спектра (рис.4) 8,7 эВ. С помощью этой калибровки получено значение энергии максимума спектра 13,93 кэВ, что совпадает со значением энергии из работы^{4/}. Кроме того, зная, что линия перехода $^1P_1 - ^1S_0$ одиночная, можно оценить полуширину аппаратурной кривой в конкретном эксперименте, которая равна 60 эВ. Эта величина согласуется с полушириной, полученной из модельного эксперимента, если учесть, что точные размеры фокуса-излучателя и повторяемость его расположения на мишени не могли быть измерены непосредственно, но могли дать дополнительное расширение линий.

5. КАЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Попытка объяснения наблюдаемой структуры в спектре K_{α} -излучения сверхвозбужденных атомов криптона встречает следующие трудности:

- В процессе релаксации возможно большое количество конфигураций, из которых измеряется K_{α} -излучение.

- Частичное снятие экранировки заряда атомного ядра конкретным распределением внутренних вакансий во время перехода ведет к энергетическому сдвигу электронных уровней и, таким образом, энергий радиационных переходов.

- Выход отдельной линии, дающей вклад в наблюдаемый спектр, зависит от условной вероятности $W(p_L / p_{K,M,N} \dots)$ того, что при заданном заселении K-, M-, N-... оболочек $p_{K,M,N} \dots$ реализуется определенное заселение L-оболочки p_L , для которой разрешен рентгеновский переход.

Чтобы получить представление о многообразии возможных K_{α} -линий, рассчитан спектр K_{α} -линий криптона при следующих условиях: в K-оболочке иона имеется одна вакансия, а M- и N-оболочки заселены как в нейтральном атоме. Проводились расчеты сдвигов рентгеновских K_{α} -линий для всевозможных заселений p_L по методу самосогласованного поля Дирака — Фока — Слэтера в приближении замороженных орбиталей^{18/} (рис.4б).

Обозначения L^7 , L^6 и т.д. на рис.4б надо понимать как число вакансий в L-оболочке. Сдвиги линий ΔE_x отнесены по отношению к энергиям диаграммных линий K_{α_1} и K_{α_2} криптона. Видно, что переходы образуют сложный спектр, характеризующийся групповой структурой по числу L-вакансий. По ординате отнесены вероятности радиационных переходов, с хорошей точностью пропорциональные статистическим весам уровней^{19/}.

Сдвиги, рассчитанные в приближении замороженных орбиталей, по величине, однако, слишком велики. Высокой абсолютной точности таких расчетов и не следует ожидать ввиду того, что не учитывается изменение волновых функций при переходе электрона. Адиабатический подход вычисления энергетических сдвигов внутренних переходов в присутствии многих внутренних вакансий поэтому считается более оправданным. Действительно, как показали расчеты, значения энергетических сдвигов K_{α} -линий в таком случае меньше в среднем на 50 ± 70 эВ.

Более реалистичные адиабатические расчеты проводились для отдельных конфигураций с помощью программы по методу Дирака — Фока в одноконфигурационном приближении^{/10/}. Учитывались коррекции энергий связи электронов от магнитных взаимодействий электронов оболочек и простейших квантово-электродинамических диаграмм для радиационных поправок (собственная энергия и поляризация вакуума)^{/11/}. Эти поправки велики для $1s$ -уровня, что ведет к дальнейшему уменьшению расчетных значений энергий перехода на 20 ± 30 эВ. Уровень точности этих расчетов проверялся на экспериментально измеренных линиях гелиеподобных ионов Kr^{84+} ^{/6/}. Он составлял $1-4$ эВ.

Энергетически сдвинутые положения групп $K_{\alpha 1}$ -линий указаны на рис. 4а для конфигурации L^7, L^6, L^5, L^4 .

Сравнивая распределение линий с наблюдаемыми в спектре структурами, можно сделать следующие выводы:

- Структуры, обусловленные в основном распределением вакансий в L -оболочке высоковозбужденного атома Kr , не сильно зависят от $P, M, N, \dots$

- Максимум спектра коррелирует с $K_{\alpha 1}$ -линиями конфигурации L^7 и L^6 , что указывает на высокую вероятность радиационного перехода L -электрона в K -оболочку на первых стадиях каскада релаксации нейтрализованного иона.

- Наблюдение линий гелиеподобных ионов подтверждает эту гипотезу.

Разрешение настоящего эксперимента не позволяет разделить линии других конфигураций, расположенных очень близко друг к другу. Для этого необходимо повышение разрешения хотя бы на порядок, что в условиях использованного многоканального метода и относительно низкой интенсивности пока невозможно.

Переход к более тяжелым элементам, однако, может оказаться перспективным.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование структур спектров характеристического рентгеновского излучения при нейтрализации высокозарядных ионов на поверхности твердого тела может дать новую информацию

о процессе релаксации таких интересных объектов, как сверхвозбужденные атомы.

С развитием более мощных источников многозарядных ионов открылись новые возможности и для атомной физики. Подобные исследования могут иметь и непосредственное практическое значение, например, в связи с проблемой взаимодействия плазмы будущих термоядерных реакторов со стеночными материалами.

Авторы выражают глубокую благодарность академику А.М.Балдину и профессору В.А.Свиридову за всестороннюю поддержку настоящей работы, а также Г.Каррашу, Д.Крейзелеру и В.Тенцеру за оказанную помощь.

Авторы признательны проф.Г.Музиолу и Г.Щорнаку за постоянный интерес к результатам настоящей работы, Л.В.Смыкову, В.Д.Пешехонову, С.А.Мовчану за предоставление чертежей и помощь в наладке позиционно-чувствительного детектора, И.Рейхе за проведение некоторых расчетов и В.В.Сальникову за помощь в подготовке экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Winter H. In: Atomic Physics of Highly Atoms, Ed. R.Marrus, Plenum Press, New York, 1982.
2. Донец Е.Д. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.5, с.941.
3. Донец Е.Д. и др. Сообщение ОИЯИ Р7-83-627, Дубна, 1983.
4. Донец Е.Д. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 20-86, Дубна, 1986, с.27.
5. Desclaus J.P. Relativistic Effects in Atoms, Molecules and Solids, Ed. G.L.Malli, Plenum Publ. Corporation, 1983.
6. Briand J.P. et al. — Z.Phys.A., 1984, 318, p.1.
7. Александров И.В. и др. Сообщение ОИЯИ 13-85-933, Дубна, 1985.
8. Liberman D.A. et al. — Comp.Phys.Comm., 1971, v.2.
9. Щорнак Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.4, с.835.
10. Grant I.P. et al. — Comp.Phys.Comm., 1980, v.21, p.207.
11. McKenzie B.J. et al. — Comp.Phys.Comm., 1980, v.21, p.233.
12. von Meerwall E.D. — Comp.Phys.Comm., 1975, v.9, p.351.

Рукопись поступила 25 июня 1987 года.

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЗМА ЯДЕРНОЙ ВЯЗКОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Г.Д.Адеев*, В.В.Пашкевич, О.И.Сердюк*

Изучается влияние механизма ядерной вязкости на характер динамики спуска делящегося ядра с седла к разрыву и на формирование распределений осколков деления. Рассмотрение проведено в рамках диффузионной модели с использованием двух механизмов ядерной вязкости: двухтельного и "поверхностного" однотельного для расчета тензора фрикционных коэффициентов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

The Influence of Mechanism of Nuclear Viscosity on Fission Fragment Distribution Formation

G.D.Adeev, V.V.Pashkevich, O.I.Serdyuk

The influence of mechanism of nuclear viscosity on dynamics of the descent from saddle point to scission and on formation of fragment distributions is studied. The diffusion model based on the Fokker-Planck equation for the distribution function of collective variables for describing the dynamics of fission is used with the two-body and the surface one-body mechanisms of nuclear viscosity for calculating of the friction tensor.

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

Выяснение механизма ядерной вязкости в делении является в настоящее время одной из главных проблем в развитии динамических моделей этого процесса. Используемый уже в течение долгого времени гидродинамический двухтельный механизм^{/1,2/} обеспечивает достаточно хорошее описание многих экспериментальных данных по распределениям осколков при варьировании одного свободного параметра — коэффициента двухтельной ядерной вязкости ν_0 в интервале $(0,6 \div 2,5) \cdot 10^{-28}$ МэВ · с · фм⁻³. Теоретические оценки однотельного механизма ядерной вязкости^{/3,4/} приводят к чрезмерно большой ее величине. Поэтому в недавно предложенном^{/5/} модифицированном варианте этого механизма, который получил название "поверхностного" одно-

* Омский государственный университет

тельного, вклад в диссипацию от соударений нуклонов о поверхность ядра был существенно (почти в четыре раза, коэффициент редукции $k_g = 0,27$) уменьшен. Величина k_g получена из анализа экспериментальных данных по ширинам гигантских резонансов. Было показано ^{/8/}, что использование этого варианта механизма ядерной вязкости приводит к хорошему описанию зависимости средних кинетических энергий осколков деления от параметра $Z^2/A^{1/3}$. В недавней работе ^{/6/} k_g варьировался, и из сравнения рассчитанных и экспериментальных значений средних кинетических энергий осколков был определен интервал значений $k_g = 0,2 \div 0,5$. Представляет интерес рассмотрение многих других величин, характеризующих спуск делящегося ядра с седла к разрыву, а также параметров экспериментально наблюдаемых распределений осколков деления с использованием "поверхностного" одностельного механизма ядерной вязкости. Это позволит выяснить, как влияет механизм ядерной вязкости на формирование распределений осколков, и выявить параметры распределений, критичные к используемому механизму. Согласно результатам ^{/7/} время спуска делящегося ядра с седла к разрыву значительно больше величины, характерной для двухтельного механизма, и лучше согласуется с оценками, полученными для "поверхностного" одностельного механизма. В данной работе рассмотрение проведено в рамках диффузионной модели, основанной на уравнении Фоккера — Планка (УФП) для функции распределения коллективных переменных, которая подробно описана в наших работах ^{/8-10/}.

Основные закономерности динамики спуска с седла к разрыву при использовании двухтельного механизма вязкости были довольно подробно обсуждены в ^{/8,10/}. Типичные траектории спуска при этом механизме показаны на примере ядра ^{235}U (рис.1). В определенных в работе ^{/10/} $\{\rho, h\}$ координатах траектория на своем большом протяжении — вплоть до $\rho \approx 1,0$ — следует близко к дну долины деления, лишь затем постоянно отклоняясь от него. С увеличением коэффициента двухтельной вязкости ν_0 разрывные формы становятся все более вытянутыми. При переходе от легких к более тяжелым делящимся ядрам форма разрывных конфигураций также становится существенно более вытянутой. Это заметно сказывается на величине кулоновской энергии отталкивания будущих осколков в момент разрыва и на величине их предразрывной энергии. Для ядра Fm предразрывная кинетическая энергия в двухтельном механизме может достигать 20 МэВ, т.е. около 10% E_k .

При "поверхностном" одностельном механизме ядерной вязкости траектория спуска на всем своем протяжении "буквально" следует дну долины деления, повторяя даже его поворот в сторону больших h незадолго до точки разрыва (см. рис. 1). Вследствие такого характера динамики спуска разрывные configura-

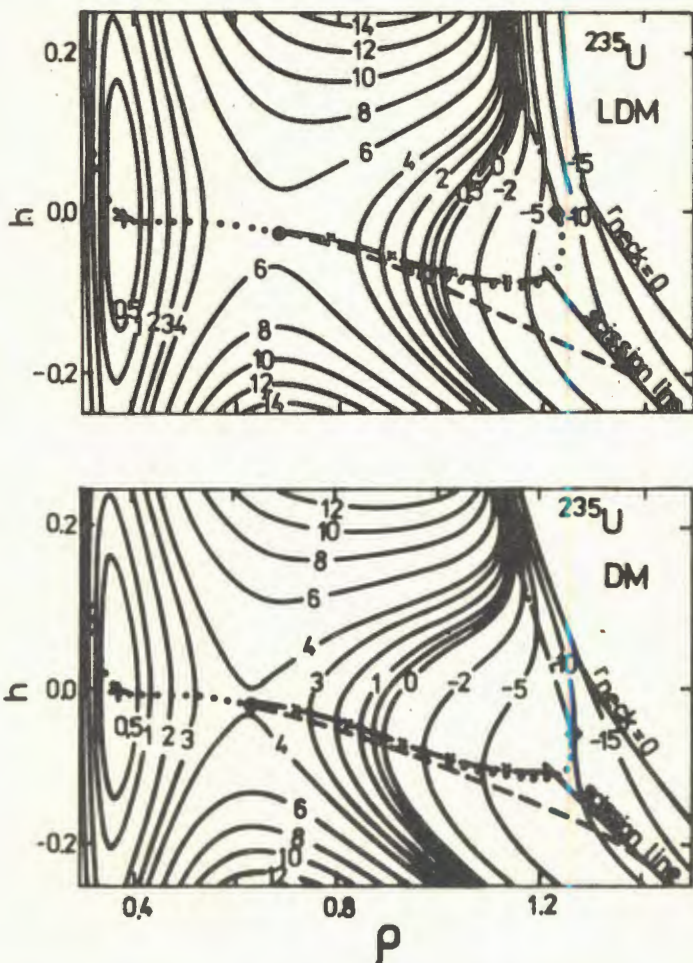


Рис. 1. Динамические траектории делящегося ядра ^{235}U на энергетической поверхности в каплевой модели с параметрами Майерса-Святецкого (вверху) и модели малой капли [13] (внизу) в (ρ, ϵ) -плоскости. Пунктирной кривой изображена траектория для двухтельного механизма ядерной вязкости ($\nu_0 = 1.5 \cdot 10^{-23}$ МэВ $\cdot$ с $\cdot$ фм $^{-1}$), кривой с крестиками – траектория для "поверхностного" однотельного механизма. Цифры на линиях уровня указывают значение энергии в МэВ. Точечная кривая показывает дно долины деления, штрихпунктирная – гребень между долиной деления и долиной разделения осколков. Знаками +, •, ♦ отмечены, соответственно, основное состояние, седловая точка и точка исчезновения гребня. Линии разрыва получены из условия равенства сил кулоновского отталкивания и ядерного притяжения в момент разрыва (scission line) и условия обращения радиуса шейки в нуль ($r_{\text{neck}} = 0$).

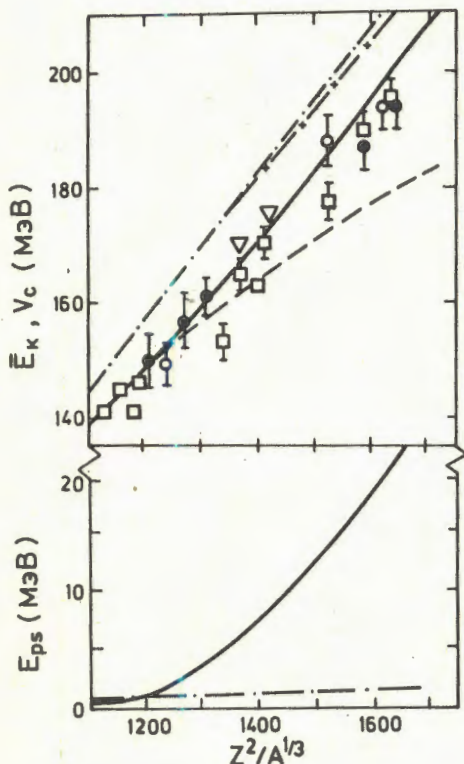


Рис. 2. Зависимости средней кинетической энергии и кулоновской энергии отталкивания осколков (вверху), предразрывной кинетической энергии осколков (внизу) от параметра $Z^2/A^{1/3}$ рассчитанные при использовании двух механизмов ядерной вязкости. Сплошные кривые соответствуют $\bar{E}_k$ и E_{ps} для двухтельного механизма ($\nu_0 = 1,5 = 10^{-23}$ МэВ·с. фм⁻³), штрихпунктирные — тем же величинам при "поверхностном" однотельном механизме. Пунктирная кривая и кривая с крестиками показывают зависимость кулоновской энергии от $Z^2/A^{1/3}$ при двухтельном и "поверхностном" однотельном механизмах соответственно. Ссылки на экспериментальные значения $\bar{E}_k$ даны в ^{11/}.

ции всех делящихся ядер от Pt до Fm практически остаются одними и теми же, как это следовало из расчетов в модели жидкой капли без вязкости ^{11/}. Кулоновская энергия отталкивания будущих осколков поэтому пропорциональна параметру $Z^2/A^{1/3}$ и из-за большой величины ядерной вязкости при этом механизме составляет практически всю величину E_k , так как предразрывная кинетическая энергия пренебрежимо мала (см. рис. 2). Однако тщательный анализ экспериментальных данных по средним кинетическим энергиям ^{11/} позволяет сделать вывод о том, что зависимость $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$ не прямая линия (как эта зависимость аппроксимирована в систематиках Виолы ^{12/}), а отклоняется от нее в районе доактинидных и актинидных ядер. Это отклонение от линейной зависимости $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$ качественно описывается в теоретических расчетах с использованием двухтельного механизма ядерной вязкости. При "поверхностном" однотельном механизме ядерной вязкости, как видно из рис. 2, эта зависимость — прямая линия. Следует заметить, что этот ре-

зультат — почти одинаковая форма разрывных конфигураций для широкого диапазона делящихся ядер (от Pt до Fm) — не изменяется, если в УФП в качестве модели для расчета потенциальной энергии использовать вместо модели жидкой капли модель малой капли ^{/13/}. Наблюдается лишь небольшое различие в значениях координаты ρ в точке разрыва: $\rho_{sc} = 1,22$ в модели жидкой капли и $\rho_{sc} = 1,26$ в модели малой капли (см. рис. 1 и таблицы). Необходимо отметить, что на рис. 2 приведены рассчитанные зависимости средней кинетической энергии осколков от параметра $Z^2/A^{1/3}$ при двух использованных в расчетах механизмах вязкости, но при одной и той же линии разрыва. Изменив линию разрыва в расчетах с однотельной вязкостью, можно сделать более близкими теоретические и экспериментальные значения $\bar{E}_k$, но характерное поведение зависимости $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$ при этом не изменится.

Рассчитанные дисперсии массового σ_M^2 и энергетического $\sigma_{E_k}^2$ распределений при двух использованных в расчетах механизмах ядерной вязкости значительно возрастают с утяжелением делящегося ядра в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными. Подробное обсуждение зависимостей $\sigma_M^2(Z^2/A)$ и $\sigma_{E_k}^2(Z^2/A)$ проведено в работе ^{/14/} в случае механизма двухтельной ядерной вязкости. Для случая "поверхностного" однотельного механизма дисперсии $\sigma_{E_k}^2$ на $5 \div 10\%$, а дисперсии σ_M^2 на $10 \div 20\%$ отличаются от значений дисперсий для соответствующих ядер при двухтельном механизме вязкости. Сравнительно небольшое различие в значениях дисперсий массового и энергетического распределений при двух механизмах вязкости обусловлено существенно различными формами разрывных конфигураций вследствие характера динамики спуска, обсуждавшегося выше. Зависимость дисперсий σ_M^2 и $\sigma_{E_k}^2$ от формы разрывных конфигураций обсуждена в работах ^{/8/}.

Для некоторых делящихся ядер в табл. 1 и 2 приведены величины, характеризующие динамику спуска и дисперсии зарядового распределения осколков при использовании двухтельного и "поверхностного" однотельного механизма вязкости.

Из анализа данных можно сделать следующие выводы. Существующее различие в формах разрывных конфигураций для двух механизмов вязкости могло бы привести к различным величинам дисперсий зарядового распределения σ_Z^2 , которые определяются значениями энергий изовекторных дипольных колебаний плотности в делящемся ядре непосредственно перед разрывом. Энергия изовекторных дипольных колебаний довольно чувствительна к форме делящегося ядра ^{/15/}. Поэтому можно было ожидать, что при различных механизмах вязкости будет существенно различной зависимость σ_Z^2 от массового числа A делящегося ядра. Однако это не так.

Таблица 1

Величины, характеризующие динамику спуска (значения коллективных координат в точке разрыва $\{\rho_{sc}, h_{sc}\}$, разница энергий деформации (ΔE) в седловой точке и разрыве и значения дисперсий зарядовых распределений (σ_Z^2) при двухтельном (вверху для каждого ядра) и "поверхностном" однотельном механизмах вязкости при использовании в качестве макроскопической модели — модели жидкой капли)

Ядро	ρ_{sd}	h_{sd}	ρ_{sc}	h_{sc}	σ_Z^2 (зар.ед) ²	ΔE (МэВ)
²¹⁶ Rn	0,810	-0,041	1,316	-0,153	0,44	6,8
			1,217	-0,083	0,42	5,1
²³⁰ Th	0,720	-0,027	1,335	-0,175	0,47	11,6
			1,220	-0,086	0,44	9,4
²⁴⁰ Pu	0,642	-0,016	1,380	-0,205	0,49	19,5
			1,222	-0,090	0,45	15,6
²⁴⁷ Cm	0,613	-0,013	1,400	-0,217	0,49	23,6
			1,226	-0,091	0,45	18,9
²⁵² Cf	0,583	-0,011	1,415	-0,229	0,49	28,3
			1,231	-0,093	0,46	23,1
²⁵⁸ Fm	0,558	-0,010	1,439	-0,233	0,50	33,5
			1,234	-0,094	0,47	29,2

В случае однотельного механизма, при котором форма разрывных конфигураций почти одинакова для всех делящихся ядер, σ_Z^2 с ростом A обнаруживает слабую зависимость типа $A^{2/3}$, отражающую зависимость энергии изовекторных дипольных колебаний и жесткости делящегося ядра относительно этих колебаний от A . Для двухтельного механизма форма разрывных конфигураций существенно меняется с ростом A , но она меняется таким образом, что изменение ρ и h в точке разрыва приводит пример-

Таблица 2

То же, что в табл. 1, но с использованием модели малой капли и "поверхностного" однотельного механизма вязкости

Ядро	ρ_{sd}	h_{sd}	ρ_{sc}	h_{sc}	σ_z^2 (зар.ед.) ²	ΔE (МэВ)
^{216}Rn	0,797	-0,045	1,238	-0,103	0,40	4,1
^{230}Th	0,674	-0,024	1,249	-0,110	0,42	9,7
^{240}Pu	0,597	-0,014	1,258	-0,116	0,44	16,0
^{247}Cm	0,563	-0,012	1,262	-0,120	0,45	21,3
^{252}Cf	0,535	-0,010	1,266	-0,123	0,46	25,6
^{258}Fm	0,502	-0,010	1,269	-0,126	0,46	30,5

но к такой же слабой зависимости σ_z^2 от A , как и в случае однотельного механизма.

Характеристиками, очень критичными к используемому механизму вязкости, являются величины, связанные с динамикой спуска — предразрывная кинетическая энергия и время спуска с седловой точки к разрыву (см. рис. 2). К сожалению, обе эти величины являются лишь косвенно измеряемыми. Анализ экспериментальных данных по множественности нейтронов, проведенный в [7], приводит к величинам времени спуска t_{sc} порядка $(20 \div 30) \cdot 10^{-21}$ с. Наши расчеты при однотельном "поверхностном" механизме вязкости приводят к таким же значениям t_{sc} для ядер тяжелее ^{230}Th .

Таким образом, приведенные в данной работе результаты расчетов в диффузионной модели деления величин, характеризующих динамику спуска, и параметров экспериментально наблюдаемых распределений осколков показывают, что большинство характеристик не критично по отношению к используемому механизму ядерной вязкости и только некоторые из них ($\bar{E}_k$, E_{ps} , t_{sc}) зависят от выбора механизма вязкости. Детальное сравнение результатов динамических расчетов с экспериментальными данными может способствовать выяснению механизма ядерной вязкости в делении.

Авторы благодарят А.В.Игнатьюка и Г.Н.Смиренину за полезные обсуждения и В.Г.Соловьева за постоянный интерес и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. — Phys. Rev., 1976, C13, 2385.
2. Davies K.T.R. et al. — Phys. Rev., 1977, C16, 1890.
3. Blocki J. et al. — Ann. Phys., 1978, 113, 330.
4. Randrup J., Swiatecki W.J. — Ann. Phys., 1980, 125, 193.
5. Nix J.R., Sierk A.J. Preprint LA-UR-86-698, Los Alamos, 1986.
6. Nix J.R., Sierk A.J. Preprint LA-UR-87-133, Los Alamos, 1987.
7. Hinde D.J. et al. — Nucl. Phys., 1986, A452, 550.
8. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1986, 43, 1137.
9. Адеев Г.Д., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1986, 44, 897.
10. Адеев Г.Д. и др. ОИЯИ, P4-86-552, Дубна, 1986.
11. Brack M. et al. — Rev. Mod. Phys., 1972, 44, 320.
12. Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M. — Phys. Rev., 1985, C31, 1550.
13. Myers W.D. Droplet Model Atomic Nuclei, N.Y., IFI/Plenum, 1977.
14. Сердюк О.И. и др. — ЯФ, 1987, 46, 512.
15. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А. — ЯФ, 1985, 42, 42.

Рукопись поступила 22 июня 1987 года.