

НОВОЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ — СПОНТАННЫЙ ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

А. В. Юшков^{1,*}, *М. Г. Иткис*²,
*В. В. Дьячков*¹, *Ю. А. Зарипова*¹

¹ Научно-исследовательский институт экспериментальной
и теоретической физики Казахского национального
университета им. аль-Фараби, Алма-Ата, Казахстан

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Впервые описывается новое ядерно-физическое явление — вылет из сложных ядер легчайших кластеров с массовыми числами 1–4. Интерпретация явления состоит в утверждении, что недавно экспериментально обнаруженные в объеме ядер мультикластеры спонтанно вступают друг с другом в термоядерные реакции синтеза, имея в выходных каналах указанные легчайшие кластеры с заметными кинетическими энергиями.

For the first time, a new nuclear physical phenomenon is described — the flight out from complex nuclei of the lightest clusters with mass numbers from 1 to 4. The interpretation of the phenomenon consists in the assertion that the multiclusters recently experimentally discovered in the volume of nuclei spontaneously enter into thermonuclear fusion reactions with each other, while they have the indicated lightest clusters with noticeable kinetic energies in the output channels.

PACS: 25.60.Pj; 25.70.–z

ВВЕДЕНИЕ

Состоялось открытие нового явления в ядерной физике — феномена спонтанного синтеза ядер. До настоящего времени было известно лишь спонтанное деление ядер, открытое К. А. Петржаком и Г. Н. Флеровым в 1940 г. [1], и спонтанные α -распады.

Экспериментальных поисков спонтанного синтеза ядер не велось, прежде всего, из-за отсутствия физически разумных исходных предпосылок. В настоящий момент такие физические условия появились в связи с экспериментальным открытием в объеме ядер пространственно обособленных сгустков ядерной материи — мультикластеров с массовыми числами $A = 1, 2, 3, 4$ [2]. Такие мультикластеры спонтанно вступают друг с другом в термоядерные экзотермические реакции синтеза, имея в выходных каналах иные легчайшие кластеры с заметными кинетическими энергиями, что потенциально создает перспективы рождения каскадных процессов.

* E-mail: alexanderyushkov2020@gmail.com

Особо отметим две фундаментальные физические причины для осуществления спонтанного мультикластерного синтеза. Первая причина: ядра-матрицы имеют структуру по модели Оганесяна, названной им «ядра-снежинки», т. е. не жидкокапельную структуру, а в фазе квазитвердого вещества. В такой упорядоченной системе мультикластеры и движутся по пересекающимся траекториям, описываемым в рамках геометрии Римана. Вторая причина: ядерное пространство-время — формируется, согласно эйнштейновской парадигме, самой ядерной материей в метрике римановой геометрии внутри ядра и в ближайшем от ядра «космосе»; и в метрике геометрии Лобачевского в дальнем от ядра пространстве.

Вызывает восхищение прозорливость гения Римана относительно геометрии микромира [3]: «Вопрос о том, справедливы ли допущения геометрии в бесконечно малом, тесно связан с вопросом о внутренней причине возникновения метрических отношений в пространстве. Этот вопрос, конечно, также относится к области учения о пространстве, и при рассмотрении его следует принять во внимание сделанные выше замечания о том, что в случае дискретного многообразия принцип метрических отношений содержится уже в самом понятии этого многообразия, тогда как в случае непрерывного многообразия его следует искать где-то в другом месте. Отсюда видно, что то реальное, что создает идею пространства, образует дискретное многообразие, или же нужно пытаться объяснить возникновение метрических отношений в чем-то внешнем — силами связи, действующими на это реальное.

Решение этих вопросов можно надеяться найти лишь в том случае, если, исходя из ныне существующей и проверенной опытом концепции, основа которой положена Ньютоном, станем постепенно ее совершенствовать, руководствуясь фактами, которые ею объяснены быть не могут. Такие же исследования, как произведенные в настоящей работе, именно имеющие исходным пунктом общие понятия, служат лишь для того, чтобы движению вперед к успехам в познании вещей не препятствовали ограниченность понятий и укоренившиеся предрассудки.

Здесь мы стоим на пороге области, принадлежащей другой науке — физике».

Авторы настоящей работы хотели бы добавить, имея в виду микромир, — на пороге новой ядерной физики, ядерной физики в неевклидовых пространствах.

1. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ДВУХ ПЕРВОПРИЧИН ДЛЯ ПОИСКА И ОТКРЫТИЯ НОВОГО ЯВЛЕНИЯ — СПОНТАННОГО СИНТЕЗА ЯДЕР

Обрисует ядерно-физические эксперименты, которые с определенностью привели к обоснованию существования спонтанного ядерного синтеза. Первая серия экспериментов — это прямое обнаружение в объеме

ядра пространственно обособленных мультикластеров. Вторая серия экспериментов — это факты, приводящие к геометризации ядерной физики и ядерного пространства как квантового неевклидова пространства и искривленного пространства в силу чрезвычайно большой плотности ядерной материи.

1.1. Первая первопричина спонтанного синтеза — ядерно-физическая. Нагляднее всего мультикластеризация ядер просматривается на эффектах «сплюснутости-вытянутости» ядер в изотопических рядах и в иных срезах ZN -матрицы существующих изотопов. Рассмотрим поиск мультикластеров в оганесьяновской твердотельной модели — «снежинке». На рис. 1 даны систематики параметров квадрупольной ядерной деформации: рис. 1, *a* дает представления о положительных и отрицательных

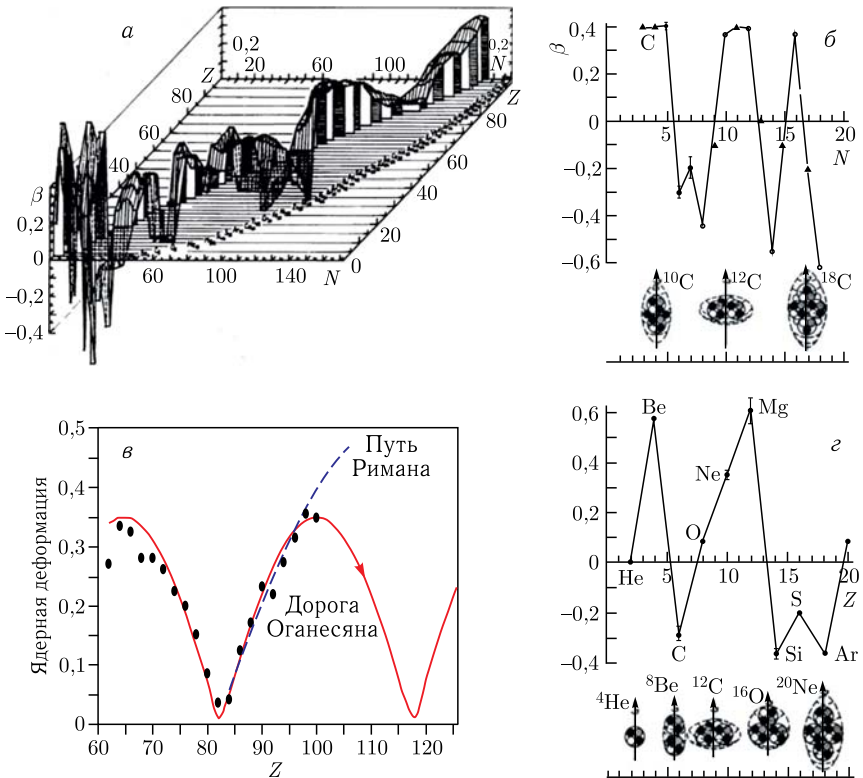


Рис. 1. Систематика параметров квадрупольной ядерной деформации по всей ZN -матрице ядер: а) эффекты «сплюснутости-вытянутости» как явное проявление мультикластеризации ядер; б) эффект мультикластеризации ядер в изотопическом ряду углерода; в) эффект мультикластеризации ядер в изотопическом ряду $4n$ -ядер; г) ядерная деформация к краям «дорожки стабильности»

ядрах-сфероидах по всей ZN -матрице ядер [4], и это исторически первое экспериментальное проявление мультикластеров; рис. 1, б демонстрирует эффекты, которые не могут образовываться в рамках протон-нейтронного строения ядер Иваненко–Гейзенберга; рис., 1, в показывает мультикластеризацию экзотических ядер, удаленных от «дорожки стабильности»; рис. 1, г содержит точку бифуркации: путь Римана или дорогу Оганесяна в проблеме конечности существования связанных состояний сверхтяжелых химических элементов.

1.2. Экспериментальное определение эффективных чисел кластеров в ядрах на пучках альфа-частиц. Авторами впервые разработан прямой метод обнаружения внутриядерных сгустков ядерной материи — кластеров и способ определения их эффективных чисел. Идея метода основана на функциональном совпадении кинематик для легких ядер (потенциально — мультикластеров) в свободном состоянии и мультикластеров той же массы, находящихся внутри объема ядра. Метод — на основе уникальных кинематических особенностей упругого рассеяния тождественных частиц, а также тяжелой ускоренной частицы a на легком ядре-мишени A . В нем кинематика рассеянной частицы a в л. с. к. заканчивается на критическом угле $\theta_{\text{крит}}$ (рис. 2),

$$\sin \theta_{\text{крит}} = a/A, \quad (1)$$

равном 90° для тождественных частиц и меньшим 90° для $a > A$.

Эксперименты по поиску внутриядерных кластеров выполнены на пучках α -частиц изохронного циклотрона У-150М (Алма-Ата, Республика Казахстан) с энергией $E_\alpha = 29,0$ МэВ на мишенях ^{24}Mg и ^{11}B . Эксперимент состоит в том, что если ядро не однородная 3D-структура из нуклонов, а периодическая структура из пространственно обособленных мультикластеров типа дейтронов, тритонов, ядер ^3He , α -частиц (ядер ^4He) и даже ^{16}O , тогда в энергетическом спектре упругорассеянных α -частиц должны быть пики, соответствующие уравнению (1), что особенно точно выделяется при использовании позиционно-чувствительных детекторов [5, 6].

Достоверность метода дополнительно подтверждена двумя путями. Во-первых, измерением зависимости полуширины пика упругого рассеяния от угла и, во-вторых, сравнением дифференциальных сечений упругорассеянных α -частиц на свободных легких ядрах и на внутриядерных мультикластерах [2, 5]. В качестве теоретического анализа экспериментальных данных, полученных из кинематик, использовалась теория параметризованного фазового анализа. С помощью ПФА-анализа по осцилляциям френелевской и фраунгоферовской дифракций в экспериментальных угловых распределениях дифференциальных сечений упругорассеянных ионов на ядрах-мишенях определялись параметры S -матрицы методом подгонок по однозначным минимальным значениям χ^2 -карт для десяти пар свободных параметров теории [2, 5, 7]. Для зон-

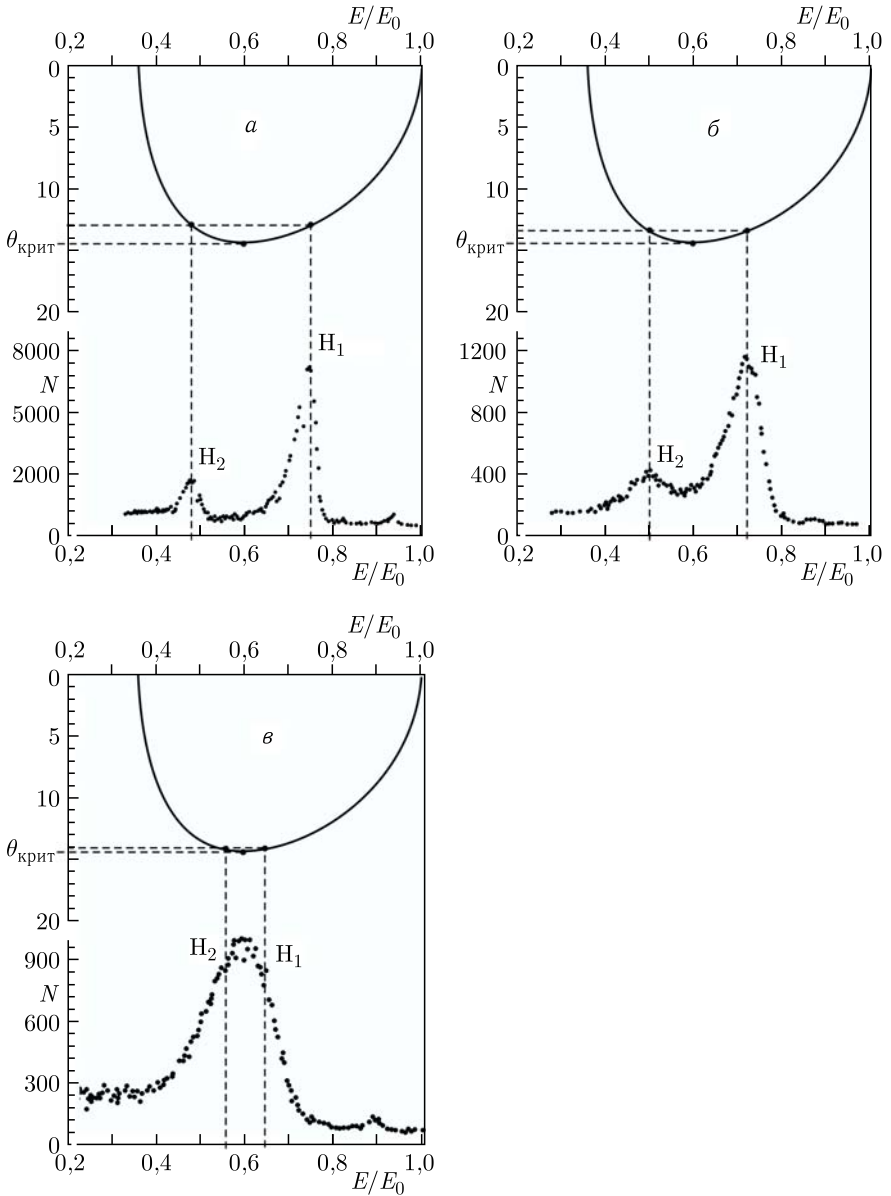


Рис. 2. Кинематические особенности (верхняя часть рисунка) упругого рассеяния тяжелой ускоренной α -частицы на легком ${}^1\text{H}$ (протоне) ядре-кластере A : а) реакция ${}^1\text{H}(\alpha, \alpha){}^1\text{H}$, угол 13° ; б) угол $13,5^\circ$; в) угол 14° (точки — эксперимент, сплошные линии — расчет)

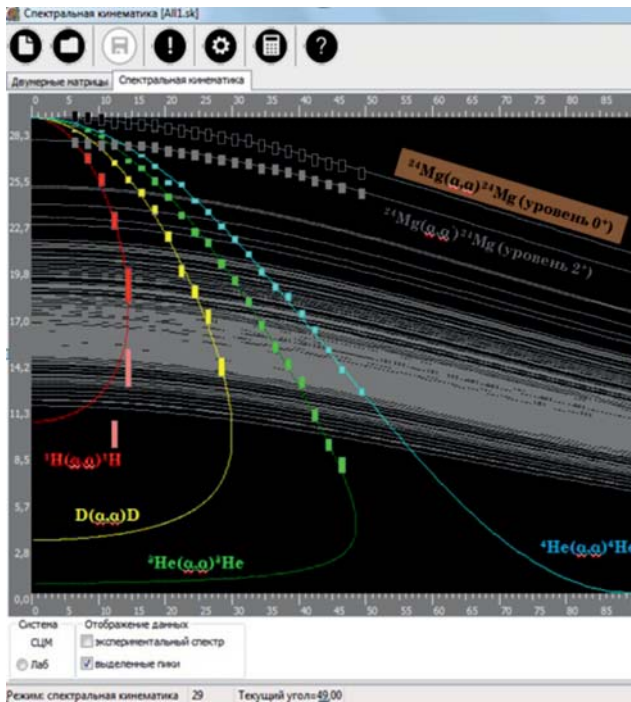


Рис. 3. Петлевые кинематики, автоматически получаемые в рамках программы комплекса программно-математического обеспечения SpeKin

дирующих α -частиц найдены кластерные ширины с массовыми числами $a \leq 4$ для легких и средних ядер-матриц. Соотношение «свободных» и «кластерных» дифференциальных сечений правильно отражает эффективное число кластеров [8]. Для ^{24}Mg : нуклоны — 52 %, α -частицы — 30 %, тритий — 16 %, дейтроны — 2 %; для ^{11}B : нуклоны — 47 %, α -частицы — 25 %, тритий — 21 %, дейтроны — 7 %. Таким образом, данная методика имеет определенные перспективы экспериментального поиска и обнаружения и более тяжелых кластеров для ядер со средними и тяжелыми массовыми числами на пучках тяжелоионных ускорителей с энергиями около 10 МэВ/нуклон.

Кинематический «петлевой метод» прямого обнаружения мультикластеров в ядрах: сравнение кинематик для *однородных ядер* (стандартная кинематика) и *кластеризованных ядер* (петлевая кинематика) видны из рис. 3.

В табл. 1 дано сравнение экспериментальных и теоретических эффективных мультикластерных чисел.

Таблица 1. Эффективные числа мультикластеров

Матрица	Мультикластер, %			
	Нуклон	Дейтрон	Гелион	α -частица
^{24}Mg	52	2	16	30
^{11}B (^{10}B [9])	47 (80)	7 (12)	21	25 (30)
^9Be [10]	78 (89)	0,9 (0,08)	13 (37)	8,1 (15)

1.3. Вторая первопричина спонтанного синтеза – геометризация ядерной физики. **1.3.1. Уравнение движения в геометрии Римана.** Основным уравнением движения в новой римановой ядерной физике является уравнение Эйнштейна [11]

$$R_{ij} - \frac{1}{2} Rg_{ij} = -\kappa T_{ij}, \tag{2}$$

где T_{ij} – тензор энергии-импульса; g_{ij} – метрический тензор; R_{ij} – тензор Риччи; κ – константа; R – скалярная кривизна,

$$R_{jk} = R_{ij,kl}g^{il} = R_{ij,k}^i, \quad R_{jk} = R_{kj}, \quad R = R_{jk}g^{jk}. \tag{3}$$

Физический смысл (1) в том, что геометрия пространства событий тесно связана с распределением и перемещением энергии-импульса. А математически из (1) следует, что тензор энергии-импульса T_{ij} определен через тензор кривизны пространства R и метрический тензор g_{ij} . Таким образом, распределение и движение внутренних масс ядра формирует риманову геометрию его внутреннего и внешнего пространства. А плотность ядерной материи в данном месте и в данное время существенно влияет на геометрию.

1.3.2. Явный вид геодезических траекторий в объеме ядра. В объеме ядра и в ближнем от него «космосе», таким образом, нуклоны и нуклонные кластеры двигаются по геодезическим, определяемым римановой геометрией с кривизной пространства κ . При устремлении кривизны к нулю $\kappa \rightarrow 0$ замкнутая риманова геометрия в тонком локальном слое сменяется на разомкнутую евклидову, а затем, под влиянием дальнедействующих кулоновских сил протонов, евклидова геометрия, в свою очередь, сменяется на гиперболическую геометрию Лобачевского с отрицательной кривизной. Отрицательная кривизна около ядерного пространства служит, таким образом, фундаментальной причиной явления радиоактивности, когда пространство уже не в силах удержать вокруг ядра дополнительные нуклоны и кластеры.

Дифференциальное уравнение геодезических имеет вид

$$\frac{d^2x^i}{d\sigma^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dx^j}{d\sigma} \frac{dx^k}{d\sigma} = 0, \tag{4}$$

где Γ_{jk}^i — объект связности, не равный нулю. Получим форму геодезических применительно к ядерной физике. Метрика пространства имеет вид

$$ds^2 = -dx^0{}^2 + dx^1{}^2 + dx^2{}^2 + dx^3{}^2 + \gamma_{ij} dx^i dx^j. \quad (5)$$

Коэффициенты связности Γ_{ij}^k вычислим по формуле

$$\Gamma_{ij}^k = g^{kl} \Gamma_{l,ij}, \quad (6)$$

где

$$g_{ij} = g_{ij}^0 + \gamma_{ij},$$

$$\Gamma_{l,ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{li}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{lj}}{\partial x^i} + \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^l} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \gamma_{li}}{\partial x^j} + \frac{\partial \gamma_{lj}}{\partial x^i} + \frac{\partial \gamma_{ij}}{\partial x^l} \right). \quad (7)$$

Левая часть (7) — это малые первого порядка, поэтому (6) с учетом (7) переписутся в виде

$$\Gamma_{ij}^k = g^{0kl} \Gamma_{l,ij} = \pm \Gamma_{k,ij}. \quad (8)$$

Дифференциальное уравнение геодезических имеет вид

$$\frac{d^2 x^k}{d\sigma^2} + \Gamma_{ij}^k \frac{dx^i}{d\sigma} \frac{dx^j}{d\sigma} = 0.$$

Таким образом, перепишем

$$\frac{d^2 x^0}{d\sigma^2} - \Gamma_{0,ij} \frac{dx^i}{d\sigma} \frac{dx^j}{d\sigma} = 0,$$

$$\frac{d^2 x^\alpha}{d\sigma^2} + \Gamma_{0,ij} \frac{dx^i}{d\sigma} \frac{dx^j}{d\sigma} = 0. \quad (9)$$

В (9) координаты x^0, x^1, x^2, x^3 при физических пространственно-временных исследованиях приобретают смысл ct, x, y, z . При этом будем предполагать, что скорости внутри объема ядра, по крайней мере в равновесном состоянии, малы по сравнению со скоростью света.

1.3.3. Риманова геодезическая ядра в центральном симметрическом поле вне объема ядра. Для исследования движения нуклонов и кластеров в центрально-симметричном ядерном поле найдем геодезические линии метрики. Следуя правилам Рашевского, геодезическую зададим начальной точкой и направлением в трехмерной «плоскости»

$$A_1 y^1 + A_2 y^2 + A_3 y^3 = 0. \quad (10)$$

Поскольку координаты y^1, y^2, y^3 заданы с точностью до ортогонального преобразования, то их подбором упрощаем уравнение «плоскости» $y^3 = 0$. Рассмотрим плоскость в полярных координатах: $x^2 = \pi/2$, $\theta = 0$. Метрика в координатах x^0, x^1, x^3 приобретает вид

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2km}{c^2 x^2} \right) dx^{0^2} + \frac{dx^{1^2}}{1 - \frac{2km}{c^2 x^1}} + x^{1^2} dx^{3^2}. \quad (11)$$

Тогда дифференциальные уравнения геодезических в этой плоскости приобретут иной вид, с учетом $\Gamma_{jk}^i \equiv \Gamma_{ij}^k$, вычисленных по обычным формулам и не равных нулю: $\Gamma_{11}^1 = \lambda'/2$; $\Gamma_{10}^0 = v'/2$; $\Gamma_{33}^2 = -\sin x^2 \cos x^2$; $\Gamma_{22}^1 = -x^1 e^{-\lambda}$; $\Gamma_{00}^1 = (v'/2) e^{v-\lambda}$; $\Gamma_{12}^2 = \Gamma_{13}^3 = 1/x^1$; $\Gamma_{23}^3 = \text{ctg } x^2$; $\Gamma_{33}^1 = -x^1 \sin^2 x^2 e^{-\lambda}$.

Перепишем дифференциальные уравнения геодезических в новых обозначениях и принятых приближениях при $k = 0, 1, 2, 3$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x^0}{d\tau^2} - \lambda' \frac{dx^0}{d\tau} \frac{dx^1}{d\tau} &= 0, \\ \frac{d^2 x^1}{d\tau^2} - \frac{\lambda'}{2} e^{-2\lambda} \left(\frac{dx^0}{d\tau} \right)^2 + \frac{\lambda'}{2} \left(\frac{dx^1}{d\tau} \right)^2 - x^1 e^{-\lambda} \left(\frac{dx^3}{d\tau} \right)^2 &= 0, \\ \frac{dx^2}{d\tau} = \frac{d^2 x^2}{d\tau^2} &= 0, \\ \frac{d^2 x^3}{d\tau^2} + \frac{2}{x^1} \frac{dx^1}{d\tau} \frac{dx^3}{d\tau} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Исключая из системы (11) время, т. е. x^0 , переходим к вычислению траектории частицы в полярных координатах $x^1 = r$; $x^2 = \pi/2$ (широта $\theta = 0$); $x^3 = \varphi$. Следуя Рашевскому, получим

$$\left(\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = A + e^{-\lambda} \left(B - \frac{1}{r^2} \right). \quad (13)$$

Введя обратную величину полярного радиуса $\sigma = 1/r$, вдоль которого движение нуклонов и кластеров в ядре без возбуждения ядра запрещено, получим окончательное дифференциальное уравнение геодезической в ядре

$$\frac{d^2 \sigma}{d\varphi^2} = - \frac{kmB}{c^2} - \sigma + \frac{3km}{c^2} \sigma^2. \quad (14)$$

Уравнение (14) в нашем случае следует интегрировать *при постоянном радиусе геодезической* $\sigma = \text{const}$. Здесь k — некая постоянная, подбираемая для ядра из соображений размерности; m — масса нуклона или кластера; c — скорость света.

1.3.4. Сферические ядра и пространства постоянной кривизны. Пространства постоянной кривизны являются практически значимыми для ядерной физики. К ним относятся пространство Лобачевского, эллиптические и сферические пространства. Основное свойство этих пространств — *однородность по всем направлениям* в каждой точке. Иными словами, данное риманово пространство V_n есть пространство постоянной кривизны, если в каждой точке значения его кривизны по возможным двумерным направлениям одинаковы.

Найдем тензор кривизны $R_{ij,kl}$ для пространства постоянной кривизны

$$K = \frac{R_{\alpha\beta,\gamma\delta} \xi^{\alpha\beta} \xi^{\gamma\delta}}{(g_{\alpha\gamma} g_{\beta\delta} - g_{\alpha\delta} g_{\beta\gamma}) \xi^{\alpha\beta} \xi^{\gamma\delta}}. \quad (15)$$

Введем обозначение

$$R'_{\alpha\beta,\gamma\delta} = R_{\alpha\beta,\gamma\delta} - K (g_{\alpha\gamma} g_{\beta\delta} - g_{\alpha\delta} g_{\beta\gamma}). \quad (16)$$

Тогда из (15) получим

$$R'_{\alpha\beta,\gamma\delta} \xi^{\alpha\beta} \xi^{\gamma\delta} = 0. \quad (17)$$

Доказано, что

$$R'_{\alpha\beta,\gamma\delta} = 0. \quad (18)$$

Тогда получаем следующее строение тензора $R_{ij,kl}$ для пространств постоянной кривизны:

$$R_{ij,kl} = K (g_{ik} g_{jl} - g_{il} g_{jk}). \quad (19)$$

Из соотношения (19) следует теорема Шуры, которая гласит, что в римановом пространстве V_n постоянной кривизны $K = \text{const}$ во всех направлениях от данной точки M , кривизна K постоянна также и от точки к точке.

Метрика риманова пространства постоянной кривизны реализуется на гиперсфере в евклидовом пространстве на единицу большего числа измерений. В этом случае, обозначая радиус гиперсферы через ρ , получим *вычисляемую кривизну* (табл. 2)

$$K = \frac{1}{\rho^2}. \quad (20)$$

Таблица 2. Кривизна римановых ядерных пространств на оболочках ядер

Оболочка	Радиус кривизны Z ρ_Z , Фм	Кривизна Z -пространства κ_Z , Фм ⁻²	Радиус кривизны N ρ_N , Фм	Кривизна N -пространства κ_N , Фм ⁻²
$1s_{1/2}$	1,91	0,274	1,91	0,274
$1p_{3/2}$	1,05	0,91	1,18	0,72
$1p_{1/2}$	1,64	0,37	1,48	0,46
$1d_{5/2}$	2,57	0,15	2,54	0,16
$2s_{1/2}$	3,02	0,11	2,56	0,15
$1d_{3/2}$	3,54	0,080	3,48	0,083
$1f_{7/2}$	4,10	0,059	3,97	0,063
$2p_{3/2}$	4,70	0,045	4,28	0,055
$1f_{5/2}$	5,34	0,035	4,55	0,048
$2p_{1/2}$	5,38	0,035	4,50	0,049
$1g_{9/2}$	5,60	0,032	5,30	0,036
$1g_{7/2}$	5,90	0,029	5,47	0,033
$2d_{5/2}$	6,64	0,023	5,68	0,031
$2d_{3/2}$	7,29	0,019	5,91	0,029
$3s_{1/2}$	7,24	0,019	5,85	0,029
$1h_{11/2}$	7,00	0,020	5,99	0,028
$1h_{9/2}$	7,00	0,020	6,71	0,022
$2f_{7/2}$	7,00	0,020	7,31	0,019
$1f_{5/2}$	—	—	7,35	0,019
$3p_{3/2}$	—	—	7,18	0,019
$3p_{1/2}$	—	—	7,08	0,020
$1i_{13/2}$	—	—	7,00	0,020
$2g_{9/2}$	—	—	7,20	0,019
$3d_{5/2}$	—	—	7,20	0,019
$1i_{11/2}$	—	—	7,20	0,019

Ядерные эксперименты на пучках ускоренных частиц еще более наглядно указывают на искривленность и слоистость пространств. В эксперименте по изучению зависимости распределения магнитных моментов ядер от наполняемости протонных и нейтронных оболочек, т. е. наполняемости магнитными моментами римановых пространственных слоев с различными радиусами, видно, что в зависимости от расстояния до центра ядра магнитные моменты от слоя к слою векторно не складываются. Вывод: они разделены пространственными слоями с «твердыми стенками», и в каждом слое «жизнь кипит» по-своему.

В эксперименте по определению дискретной зависимости радиусов взаимодействия ядер с налетающими ионами от спинов и полных

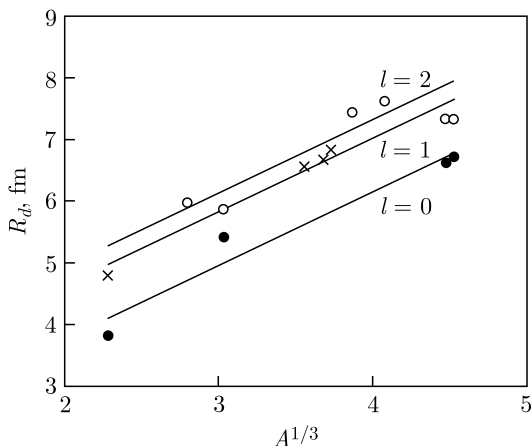


Рис. 4. Результаты прямого эксперимента по обнаружению расслоения ядерного риманова пространства из d, p -реакций

угловых моментов, т. е. в прямом эксперименте по обнаружению расслоения ядерного риманова пространства из d, p -реакций, непосредственно обнаруживаются эффекты геометризации ядерных пространств (рис. 4). Наконец, в эксперименте: *полное совпадение дифференциальных сечений, получаемых на внутриядерных мультикластерах и свободных ядрах-частицах*, — окончательно доказывается и обособленность мультикластеров, и расслоение ядерных пространств.

2. ЯДЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРОДУКТОВ СПОНТАННОГО СИНТЕЗА

Вычисления спектров спонтанных термоядерных частиц, вылетающих в результате спонтанного ядерного синтеза между мультикластерами внутри объема любых сложных ядер менделеевской таблицы, выполнены без учета эффективных чисел кластеров (мультикластерных ширин), впервые измеренных прямым методом в нашей работе [5]. Теоретические спектры спонтанного внутриядерного синтеза для γ -квантов, нейтронов, протонов, дейтронов, тритонов, гелионов, альфионов (внутриядерных α -частиц) и тяжелых ионов даны на рис. 5, а энергетика в табл. 3.

На рис. 5, а представлен спектр нейтронов из реакций спонтанного синтеза (интенсивность $I = 5$, отн. ед.), а также линии запаздывающих нейтронов от последующих распадов продуктов синтеза ($I = 8$, отн. ед.). В нижней части рис. 5, а даны линии нейтронов, испускаемых в ряду схем изобарных распадов. Видно, что, по крайней мере, две линии совпадают и могут быть отнесены с высокой долей вероятности к реакции спонтанного синтеза.

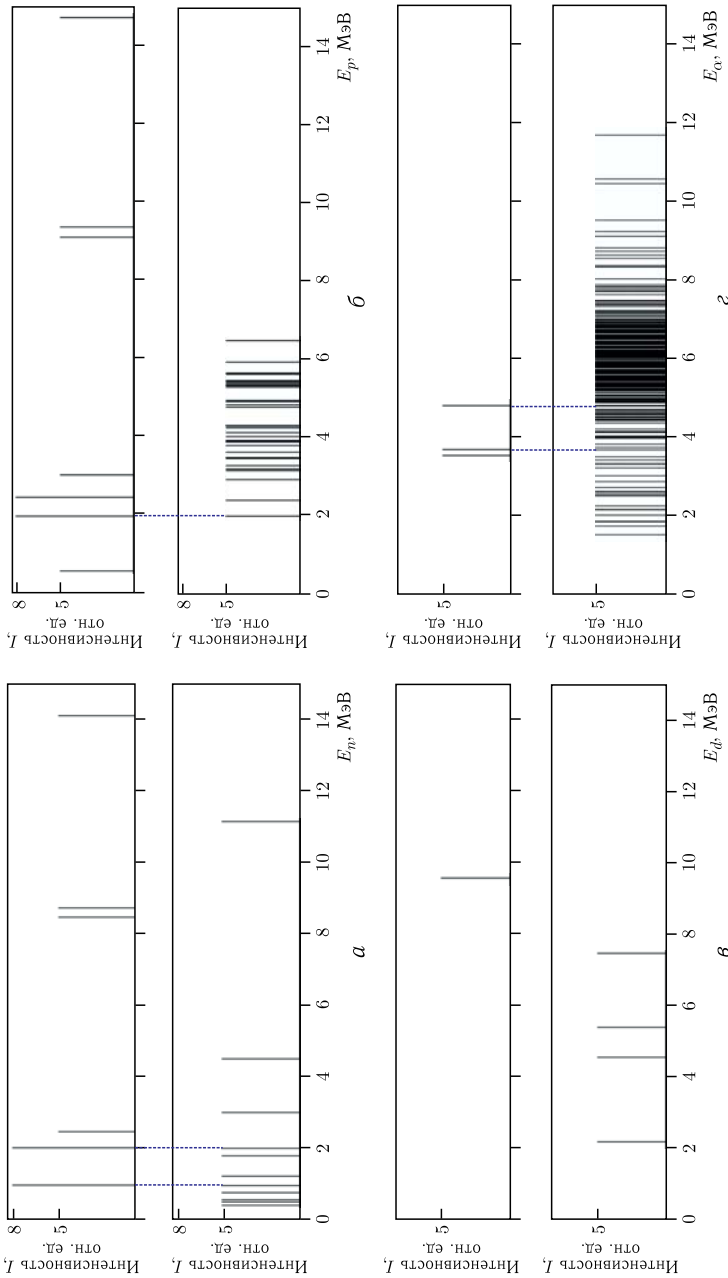


Рис. 5. Сопоставление теоретических и экспериментальных спектров продуктов спонтанного синтеза мультикластеров в объеме ядер: *a*) нейтроны; *б*) протоны; *в*) дейтроны; *г*) нейтроны; *д*) нейтроны; *е*) α -частицы

Таблица 3. Потенциально возможные термоядерные реакции синтеза внутри объемов сложных ядер между мультикластерами с массовыми числами $A = 1-4$

Входной канал	Составное ядро	Выходной канал	Энергия радиационного захвата, МэВ	Энергия первого продукта синтеза, МэВ	Энергия второго продукта синтеза, МэВ
$n + h$	${}^4\text{He}_2^*$	$p + t$	+0,764	$p0,570$	$t0,19$
$d + d$	${}^4\text{He}_2^*$	$n + h$	+3,27	$n2,45$	$h0,82$
$d + d$	${}^4\text{He}_2^*$	$p + t$	+4,63	$p3,02$	$t1,01$
$d + t$	${}^5\text{He}_2^*$	$n + \alpha$	+17,59	$n14,07$	$\alpha3,52$
$d + h$	${}^5\text{Li}_3^*$	$p + {}^4\text{He}_2$	+18,35	$p14,68$	$\alpha3,67$
$t + t$	${}^6\text{He}_2^*$	$n + {}^5\text{He}$	+10,44	$n8,7$	${}^5\text{He}1,74$
$t + h$	${}^6\text{Li}_3^*$	$n + {}^5\text{Li}$	+10,13	$n8,44$	${}^5\text{Li}1,69$
$t + h$	${}^6\text{Li}_3^*$	$p + {}^5\text{He}$	+11,21	$p9,34$	${}^5\text{He}1,87$
$t + h$	${}^6\text{Li}_3^*$	$d + \alpha$	+14,32	$d9,55$	$\alpha4,77$
$h + h$	${}^6\text{Be}_4^*$	$p + {}^5\text{Li}$	+10,89	$p9,08$	${}^5\text{Li}1,81$

Примечание. Используются следующие краткие обозначения — энергия из реакции радиационного захвата в МэВ: $d9,55$ — для дейтронов; $t0,19$ — то же для тритонов; $h0,82$ — то же для гелионов; $\alpha3,52$ — то же для альфионов; ${}^5\text{Li}1,69$; ${}^5\text{He}1,74$ — то же для тяжелых продуктов синтеза.

3. КОНТРОЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Experimentum crucis для ядерного явления авторам настоящей работы видятся следующими: создание новых двух экспериментальных установок для исследования спонтанного ядерного синтеза с целью последующего построения твердоотопливного термоядерного реактора.

Проба крестом первая. Создание нейтронного спектрометра по времени пролета, направленного своей осью к центру Земли для обнаружения мощной линии нейтронов с энергией 14,1 МэВ из термоядерной реакции $d + t \rightarrow n + \alpha$. Согласно закону Вернадского в каждом минерале содержится вся таблица Д. И. Менделеева, т. е. вероятность найти изотоп с заметным содержанием мультикластеров дейтрона и тритона будет повышенная.

Проба крестом вторая. Использовать α -спектрометр большой площади (например, 1×1 м) на энергию 3,5 МэВ для подтверждения вылета α -частиц из стабильных мишеней в результате d, t -реакции.

Проба крестом третья. Новый спектрометр дейтронов большой площади на энергию 9,5 МэВ из ряда реакций спонтанного синтеза мультикластеров.

И далее... Поиск тяжелых мультикластеров с $A > 4$ с помощью петлевой установки для спектрометрии упругорассеянных тяжелых ионов на ускорителях тяжелых ионов.

Работа выполняется при поддержке государственного грантового финансирования фундаментальных научных исследований (проекты № ИРН АР09259001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Петржак К. А., Флеров Г. Н.* Спонтанное деление ядер // УФН. 1961. Т. 73. С. 655–683.
2. *Dyachkov V. V., Zaripova Yu. A., Yushkov A. V., Zholdybaev T. K., Kerimkulov Zh. K.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81, No. 10. P. 1174–1178.
3. *Риман Б.* О гипотезах, лежащих в основе геометрии // Об основаниях геометрии: Сб. ст. М.: Гостехиздат, 1956.
4. *Yushkov A. V.* Surface of β (Z, N) Deformation for Nuclei with Z from 2 to 102 // Phys. Part. Nucl. 1993. V. 24, Iss. 2. P. 348–408.
5. *Zaripova Y. A., Dyachkov V. V., Yushkov A. V., Zholdybaev T. K., Gridnev D. K.* Direct Experimental Detection of Spatially Localized Clusters in Nuclei on Alpha-Particle Beams // Intern. J. Mod. Phys. E. 2018. V. 27, No. 2. P. 1850017.
6. *Dyachkov V. V., Yushkov A. V., Shakirov A. L.* Alpha-Particle Spectrometry Using Position-Sensitive Solid-State Track Detectors // Instrum. Exp. Tech. Nucl. Exp. Tech. 2013. V. 56, No. 5. P. 521–524.
7. *Gridnev K. A., Dyachkov V. V., Yushkov A. V.* Determining the Statistical Weight of Multicluster Wave Functions for Light Nuclei in a Parametrized Phase Analysis // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78, No. 7. P. 640–642.
8. *Beregi P., Zelenskaja N. S., Neudatchin V. N., Smirnov Yu. F.* Effective Numbers of Nucleon Clusters in Light Nuclei Determined from Quasi-Elastic Knock-Out Reactions // Nucl. Phys. 1965. V. 66, No. 3. P. 513–530.
9. *Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.* Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969. 414 с.
10. *Zhusupov M. A., Kabatayeva R. S.* Multicluster Structure of the Ground and Excited States of the ${}^9\text{Be}$ Nucleus // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76, No. 4. P. 429–432.
11. *Рашевский П. К.* Риманова геометрия и тензорный анализ. Т. 2. М.: КРА-САНД, 2014. 336 с.