

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



К - 245

19/III-79
P13 - 12000

В.А.Карнаухов

917/2-79

ПРОБЛЕМА АНОМАЛЬНЫХ ЯДЕР
И ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

1978

P13 - 12000

В.А. Карнаухов

ПРОБЛЕМА АНОМАЛЬНЫХ ЯДЕР
И ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Направлено на I Международную школу по применению лазеров в атомной, молекулярной и ядерной физике. Вильнюс, 1978 г.

Карнаухов В.А.

P13 - 12000

Проблема аномальных ядер и лазерная спектроскопия

Обсуждаются возможности использования лазеров с перестраиваемой частотой для поиска суперплотных ядер по изомерному смещению атомных переходов. Рассматриваются перспективы применения лазерной спектроскопии с целью проверки гипотезы изомерии формы для спонтанно делящихся изомеров.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Karnaukhov V.A.

P13 - 12000

Problem of Anomalous Nuclei and Laser Spectroscopy

The possible application of tunable dye lasers for a search of superdense nuclei is discussed, taking into account the large isomeric shift of atomic transition expected for atoms with compressed nuclei. Then the use of laser spectroscopy is considered for checking the hypothesis of the shape isomery for spontaneously fissioning isomers.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

В этой лекции мы коснемся двух задач современной ядерной физики, в решении которых лазерная спектроскопия может сыграть существенную роль. Первая задача - фундаментальной важности - касается возможности существования новой формы ядерной материи - суперплотных ядер. Вторая связана с загадкой спонтанно делящихся изомеров.

1. Суперплотные ядра

1.1. Теоретические предсказания

Ядро является "разреженной" системой: среднее расстояние между нуклонами заметно превышает их размер. На рис. 1 приведена иллюстративная картина, показывающая разрез ядра ^{208}Pb по экватору. Среднеквадратичный электромагнитный размер протона $\sim 0,8 \text{ Фм}$ взят в качестве радиуса нуклона. Видно, что в ядре много "свободного места", дающего возможность сближать нуклоны, уплотнять ядерное вещество.

Впервые идея о возможности существования ядерных состояний с повышенной плотностью была высказана Финбергом и Примаковым 30 лет назад^{/1/}. Авторы исходили из качественных соображений и аналогий, не предлагая какой-либо модели и не давая конкретных оценок. Эта работа не привела ни к теоретическим, ни к экспериментальным последствиям, и в течение 25 лет ядерная физика не обращалась к проблеме сверхплотного состояния ядерной материи. В последние годы ситуация изме-

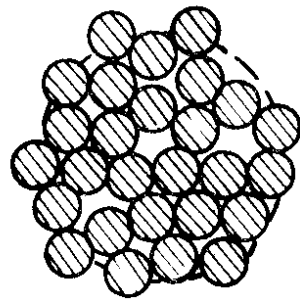
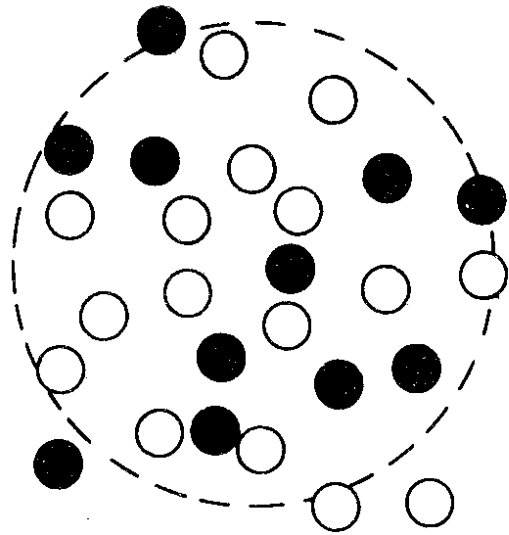


Рис.1. Так выглядел бы "разрез" ядра ^{208}Pb , если бы оно состояло из нуклонов - шариков. Внизу - "разрез" этого ядра, уплотненного в 8 раз.

нилась в связи с увеличением интереса к мезонным степеням свободы в ядре, прежде всего к π -мезонному полю. Взаимодействие с внутриядерными мезонными полями зависит от плотности ядерной материи таким образом, что при некоторых критических плотностях оказываются возможными фазовые переходы, приводящие к стационарным или квазистационарным состояниям нового типа.

Существует несколько теоретических моделей, утверждающих возможность существования суперплотных состояний ядер. Мы остановимся на теории пионной конденсации, которая представляется наиболее реалистической. Она впервые была предложена Мигдалом и развита в его работах с сотрудниками и рядом других авторов^{2/}. По этой теории ядерное вещество, начиная с некоторой критической плотности n_c , становится неустойчивым относительно рождения связанных пионов. Следствием этого является фазовый переход в состояние с π -конденсатом. Выигрыш энергии, даваемый π -конденсацией, может привести к появлению связанного состояния при плотности $n_s = n_c$ /суперплотное - СУПП - ядро/.

На рис. 2 приведены результаты расчета приходящейся на один нуклон средней энергии связи для бесконечной материи $\epsilon_s / Z/A = 1/2$ /*. Расчеты проведены для различных значений параметра γ , учитывающего вклад нуклонных корреляций /взаимодействия на очень малых расстояниях/. Для $\gamma = 0,45$ энергия связи СУПП ядер ϵ_s превышает ϵ_0 - энергию связи обычных ядер. Этому случаю отвечает, пожалуй, наиболее интересная ситуация, когда существует независимый мир стабильных СУПП ядер. При этом нормальные ядра метастабильны относительно перехода в СУПП состояние. Значению параметра $\gamma = 0,5$ отвечает случай квазистационарного суперплотного состояния, метастабильного относительно перехода в нормальное. При $\gamma = 0,55$ второй минимум на кривой уже не появляется. Исключительная чувствительность результатов расчета к параметру γ , не известному с достаточной точностью из эксперимента, позволяет сделать только качественный вывод о возможности существования аномальных ядер.

Остановимся на некоторых возможных свойствах СУПП ядер, следующих из модели пионной конденсации.

А. Условию β -стабильности СУПП ядер соответствует $Z/A = 1/2(1 - 3,2 \cdot 10^{-3} A^{2/3})$ при $n_s = 5n_0$. Линия

*Переход к конечному ядру не меняет качественно результат.

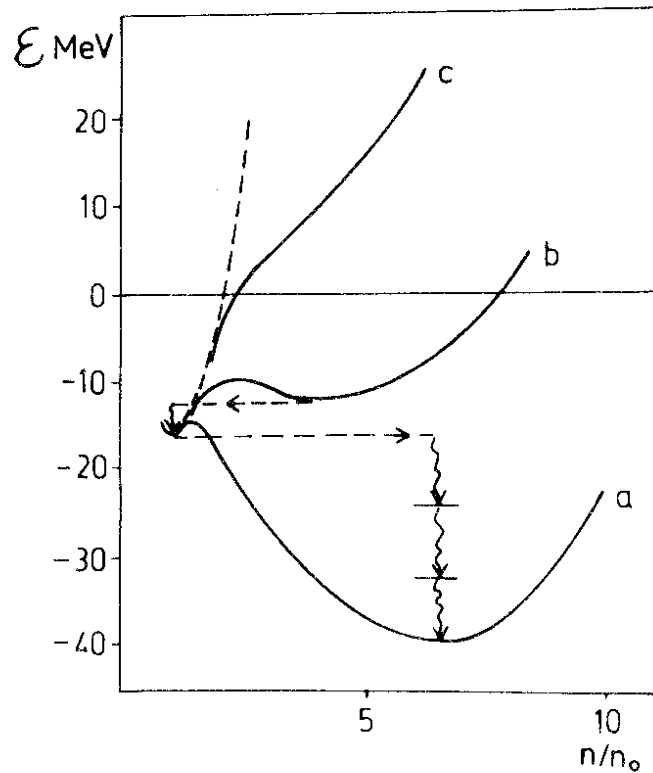


Рис.2. Энергия ядерной материи, приходящаяся на один нуклон, в зависимости от плотности /вычтена сумма масс нуклонов/. Кривые а, б, в рассчитаны для значений параметра γ , равных соответственно 0,45; 0,50; 0,55. Пунктир - без учета π -конденсации.

β -стабильности для средних и тяжелых суперплотных ядер проходит через Z и A , отвечающие нейтронодефицитным обычным изотопам.

Б. Энергия β -распада радиоактивных СУПП ядер при данном удалении от линии стабильности примерно в четыре раза выше, чем для обычных ядер. Этому соответствуют в 10^3 раз более короткие времена жизни. По нашей оценке в случае $\epsilon_s = \epsilon_0$ число β -активных СУПП ядер будет примерно в четыре раза меньше, чем нормальных. С увеличением ϵ_s оно растёт линейно с этой величиной.

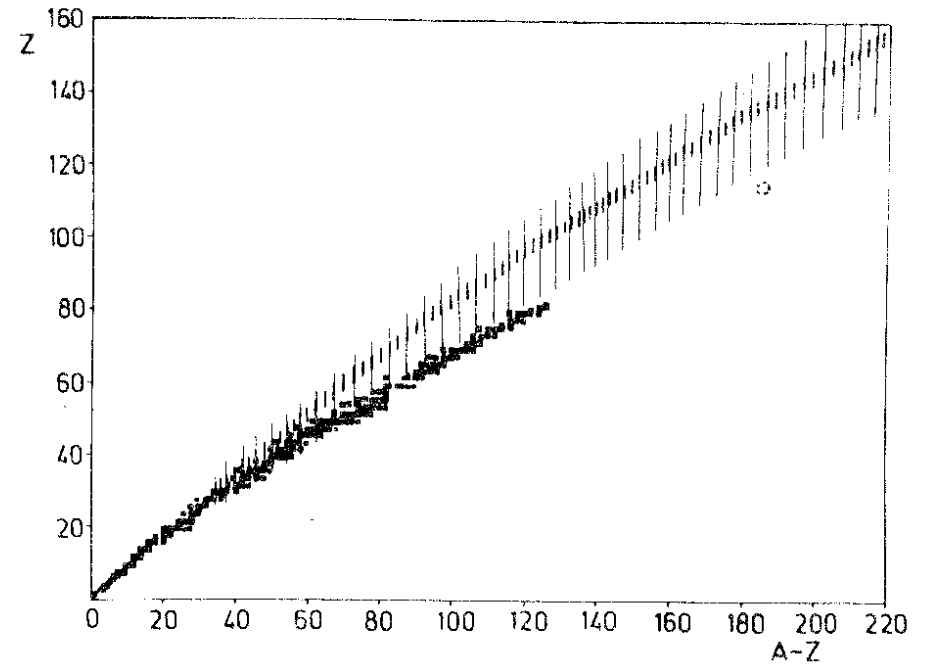


Рис.3. Карта нуклидов, показывающая дорожку стабильных ядер /обычных/ и область суперплотных ядер. Линия стабильности суперплотных показана жирной штриховкой, оценки сделаны для $\epsilon_s = 5\epsilon_0$ и $\epsilon_s = 2\epsilon_0$.

В. Вероятность спонтанного деления СУПП ядер зависит от соотношения ϵ_s и ϵ_0 . Согласно оценке Мигдала, если $\epsilon_s > \epsilon_0$, то барьер для СУПП должен быть больше, чем для нормальных ядер с теми же Z и A . В этом случае основным способом распада суперплотных вблизи дорожки стабильности является β -распад.

Г. В силу возможного различия ϵ_s и ϵ_0 дефекты масс СУПП ядер могут значительно отличаться от таковых для нормальных ядер. Это может быть использовано для отделения СУПП ядер от обычных путем масс-сепарации: в нормальной шкале масс суперплотные могут проявиться как изотопы с существенно нецелыми значениями массового числа A . Так, например, для $(\epsilon_s - \epsilon_0) \geq 2,5$ МэВ и $A = 100$ разность масс $M_s - M_0 = (\epsilon_s - \epsilon_0) A \geq 250$ МэВ, что находится в пределах разрешающей способности обычных масс-сепараторов.

Д. Возможная область устойчивых СУПП ядер простирается до $A \approx 200$ (ϵ_s / ϵ_0), имея, по-видимому, отсечку со стороны малых A . При $\epsilon_s > \epsilon_0$ она захватывает далекие трансурановые элементы /рис. 3/. Условия существования сверхтяжелых СУПП ядер совершенно иные, чем для "обычных", где все целиком определяется оболочечными эффектами. Долгоживущие "обычные" сверхтяжелые ядра должны быть сконцентрированы вблизи магических ядер /кружок на рис. 3/. Степень устойчивости и размер этих островков определяются "силой" оболочки. СУПП сверхтяжелые могут занимать значительно более широкий диапазон Z и A . Там, где нет "обычных" сверхтяжелых, могут быть суперплотные.

1.2. Экспериментальные попытки обнаружения суперплотных ядер

Обзор работ по поиску СУПП ядер, выполненных к 1977 г., дан в ^{3/}. Прежде всего остановимся на попытках обнаружить СУПП ядра в естественных образцах. Для такого сорта поиска разумно выбрать такие элементы, которых в "нормальном" виде в природе нет /Tc, Pm, At, Rn, Fr, трансураны/. В этом случае могут быть сведены до минимума фон от нормальной модификации элемента и полное количество исследуемого вещества. Эта идея реализована в работе Хольта и др. ^{4/}. Авторы использовали "донную" фракцию заводской дистилляционной колонки, предназначенной для получения ксенона из воздуха, в которой мог содержаться гипотетический радон. В результате переработки $1,5 \cdot 10^5$ тонн воздуха был получен образец, который затем облучался мощным потоком нейтронов. Индикация присутствия СУПП ядер производилась по γ -лучам с $E_\gamma > 30$ МэВ, что следовало бы ожидать для ядер с энергией связи в /5-10/ раз большей, чем у нормальных. Эффект не был обнаружен на уровне $3 \cdot 10^{10}$ атомов, что соответствует земной концентрации $\leq 10^{-29}$ атом⁻¹ Si.

В работе Алешина и др. ^{5/} искались спонтанные переходы нормальных ядер в более связанные СУПП ядра. Для этого в низкофоновой лаборатории измерялось

γ -излучение различных образцов /от С до W/ в диапазоне энергий /3-10/ МэВ. Из отрицательного результата поиска авторы заключают, что среднее время таких переходов, если они есть, не менее 10^{21} лет.

В работе Френкеля и др. ^{6/} поиск СУПП ядер в различных природных образцах осуществлялся по эффекту упругого рассеяния протонов /600-800 МэВ/ назад. Оно возможно только в случае, если энергия связи протона в ядре исчисляется сотнями МэВ. Из результата эксперимента делается вывод, что столь экзотические ядра, если они есть, составляют долю не более 10^{-7} - 10^{-8} . Примерно такая же граница для СУПП ядер с энергией связи в десятки МэВ получена в экспериментах по поиску энергичных γ -лучей от захвата нейтронов ^{7/}.

Теперь о попытках синтеза суперплотных ядер на ускорителях. Френкель и др. ^{6/} использовали обратное упругое рассеяние быстрых протонов и для исследования мишеней, облученных протонами с энергией 300 ГэВ. Суперплотные с энергией связи в сотни МэВ не обнаружены на уровне 10^{-8} . Куликов и Понтекорво ^{8/} искали необычную бета-радиоактивность с $E_\beta > 45$ МэВ. Эффект не найден на довольно низком уровне поперечных сечений. Прайс и др. ^{9/} искали СУПП ядра как продукты фрагментации различных мишеней ионами аргона с энергией до 1,6 ГэВ/нуклон. Эффект не обнаружен, однако этот результат трудно количественно интерпретировать.

Автором с коллегами ^{10/} проведена серия экспериментов с использованием масс-сепарации. После облучения пучком протонов и дейтронов с энергией 8-10 ГэВ мишень из Ta помещалась в ионный источник с поверхностной ионизацией. После разделения сборник сканировался специальной системой β -счетчиков для определения массового спектра с целью поиска изотопов с нецелыми значениями A . Такой поиск делался в диапазонах: $32 \leq A \leq 44$, $63 \leq A \leq 87$, $103 \leq A \leq 140$. В этой постановке поиска уже нет жесткого условия аномально высокой энергии связи в СУПП состоянии. Пример одного из полученных спектров масс дан на рис. 4. Искомый эффект не обнаружен на уровне $\sim 10^{-4}$ от выхода нормальных радиоактивных изотопов.

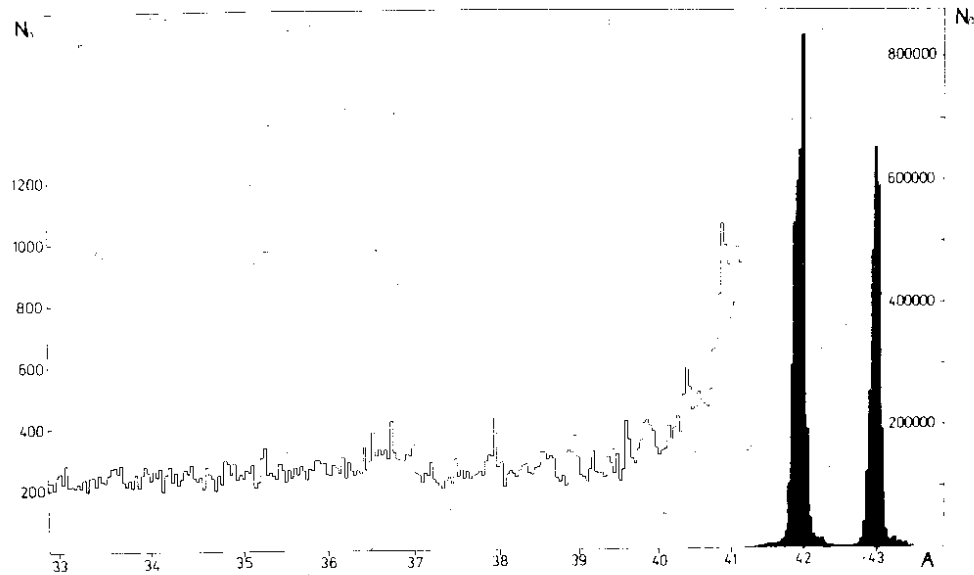


Рис.4. Результат одного из экспериментов по поиску суперплотных ядер с помощью масс-сепарации: распределение β -активности на сборнике сепаратора в функции А. Правая шкала относится к зачерненной части спектра.

Критический анализ всего набора имеющихся экспериментальных данных приводит к следующим выводам. Отрицательный результат отнюдь не закрывает возможность существования суперплотных ядер. Он скорее является следствием применения методики довольно "узкого" поиска, настроенного на какие-то ожидаемые свойства аномальных ядер, которые не являются обязательными, либо следствием использования совсем не лучшего способа синтеза таких ядер. Представляется, что наиболее адекватным способом обнаружения СУПП ядер был бы такой, в котором прямо измеряется радиус ядра. Так мы приходим к идее применения лазеров на красителях, которые позволяют осуществить это путем измерения изомерного сдвига электронных уровней.

1.3. О лазерном поиске суперплотных

В.С.Летоховым в лекциях на данной школе описаны эксперименты по детектированию низких концентраций

атомов методами резонансной лазерной флюоресценции /РЛФ/ и ионизации через ридберговские состояния в импульсном электрическом поле /РЛИ/ [11]. Эти методы могут быть использованы для поиска суперплотных ядер как в природных образцах, так и в полученных на ускорителях. Если в лазерном пучке находятся два сорта атомов /нормальные и СУПП/, то при изменении частоты лазера будут наблюдаться два пика, соответствующие резонансному поглощению при частотах ν_0 и ν_s . Для оценки $\Delta\nu = \nu_s - \nu_0$ можно воспользоваться формулой для изотопического смещения:

$$\Delta\nu = \frac{2}{3} \pi Z e^2 \Delta|\psi(0)|^2 \delta \cdot r^2 \cdot a \delta \sigma r^2.$$

Оценки показывают, что при уменьшении радиуса вдвое $\Delta\nu$ составляет десятки см^{-1} . Это более чем на порядок превышает обычное изотопическое смещение и в сотни раз реальную ширину линий. Такое колоссальное изомерное смещение обеспечивает высокую относительную чувствительность метода. При концентрации 10^{-10} линия аномального атома будет заметна на фоне "хвоста" от нормальной в методе РЛФ /при условии, что есть необходимое количество вещества/. Относительная чувствительность метода РЛИ еще выше / $\sim 10^{-20}$ /. За более высокую чувствительность РЛИ приходится платить существенным усложнением эксперимента. В отличие от РЛФ здесь необходимо использовать два или три лазерных пучка. Поглощение первого лазерного кванта переводит атом в возбужденное состояние. Затем осуществляется резонансный перевод атома /в одну или две ступени/ в ридберговское состояние, лежащее вблизи континуума. Ионизация после этого осуществляется приложением импульсного электрического поля. Сканирование частоты в широком диапазоне необходимо производить по всем переходам.

По нашей оценке при полной автоматизации процесса сканирования необходимо $10^4 - 10^5$ аномальных атомов для того, чтобы их обнаружить с помощью РЛФ. В методе РЛИ расход вещества существенно выше.

Для иллюстрации на рис. 5 представлена возможная схема эксперимента по двухступенчатой лазерной иони-

зации. Задающим является лазер на парах меди, дающий световые вспышки шириной ~ 10 нс с частотой повторения 10-20 кГц. Его луч возбуждает два лазера на красителях. Оба луча коллинеарно направляются в резонансные ячейки, где пересекают атомные пучки. Один из них исследуемый, другой - контрольный. На область пересечения подается импульсное электрическое поле сразу после конца лазерной вспышки. Регистрация ионов осуществляется вторичным электронным умножителем. Электроника обеспечивает автоматическое сканирование по частоте и многоканальную запись сигнала. Схема опыта по РЛФ получается из этой переходом к одному лазеру на красителе и к фоторегистрации сигнала.

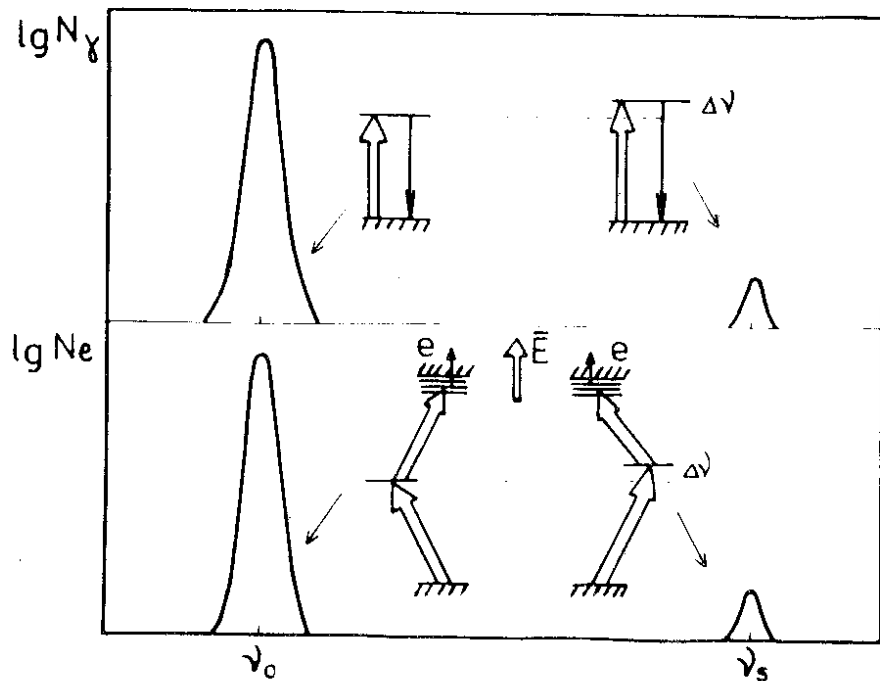


Рис.5а. Иллюстративная схема резонансной лазерной флуоресценции /вверху/ и резонансной лазерной ионизации.

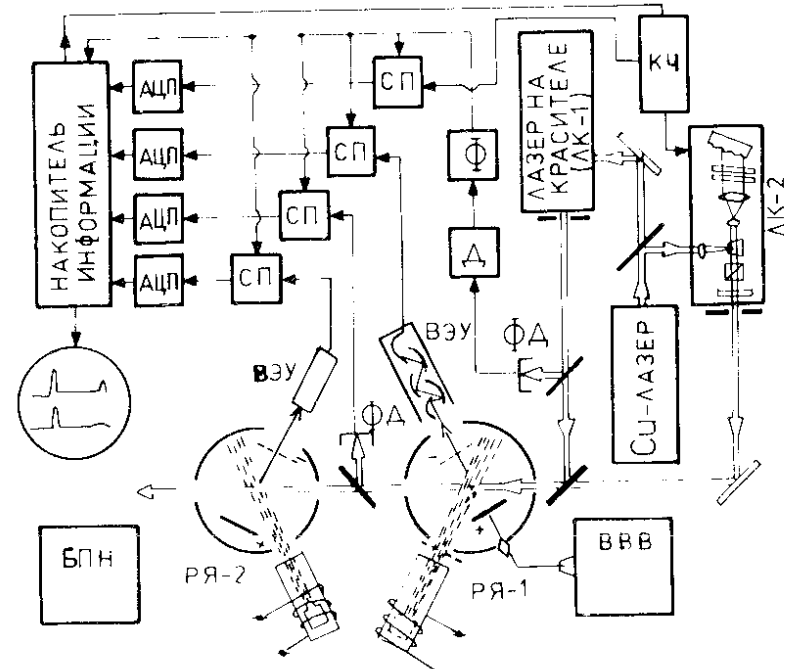


Рис.5б. Схема установки для лазерного поиска суперплотных ядер: КЧ - контроль частоты, ФД - фотодиод, Д, Ф, СП, АЦП - блоки электроники; ВВВ - высоковольтный генератор, БПН - питание атомных пучек, РЯ - резонансная ячейка.

2. О природе спонтанно делящихся изомеров /СДИ/

2.1. Основные сведения о явлении

Явление спонтанного деления изомеров было открыто в 1961 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в Дубне. Необычность явления заключалась в том, что вероятность спонтанного деления для изомерного состояния оказалась на 20-30 порядков выше, чем для основного. Давно известные изомеры тяжелых ядер не обладают таким свойством, т.е. здесь мы имеем дело с некоторым новым видом ядерной изомерии. СДИ образуются в ядерных реакциях с небольшими вероятностями /не более чем 10^{-3} от выхода основного состоя-

ния/. Это затрудняет их изучение, вместе с тем уже накоплен богатый экспериментальный материал об этом явлении. К настоящему времени известно уже более трех десятков таких изомеров. Рис. 6 демонстрирует систематику периодов полураспада $T_{1/2}$ для спонтанного деления ядер в основном состоянии и изомеров. Если для основного состояния ядер $T_{1/2}$ в среднем растет при уменьшении параметра делимости Z^2/A , то для изомеров это не так. Максимальный период полураспада СДИ - для ^{242m}Am , он равен 0,014 с. Энергия возбуждения для всех изомеров 2,0-3,0 МэВ.

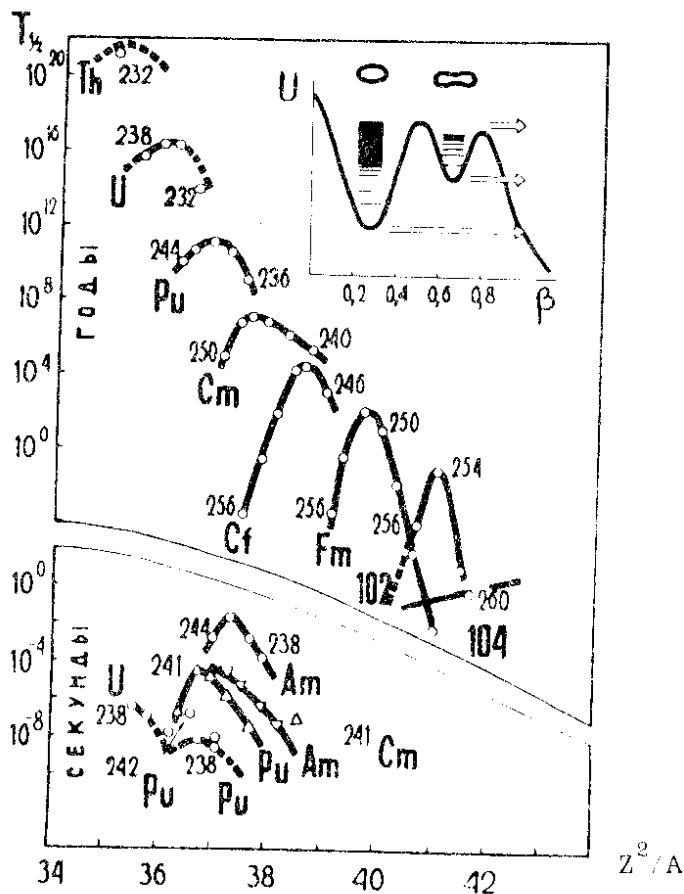


Рис. 6. Систематика периодов полураспада для спонтанного деления основных состояний тяжелых ядер и изомеров формы /внизу/.

Наиболее популярное объяснение природы СДИ дается в модели двугорбого барьера деления Струтинского, которая пояснена на рис. 6. Учет оболочечной структуры приводит к тому, что изменение энергии ядра с ростом деформации β отличается от плавного хода этой зависимости, предсказываемого каплей моделью: появляется второе устойчивое состояние при деформации $\beta_1 > \beta_0$. Этой деформации отвечает СДИ. Уменьшение высоты и ширины барьера для СДИ приводит к драматическому росту вероятности деления. Эта модель является широко признанной, хотя у нее имеются оппоненты. Большое количество разнообразных фактов находит объяснение в ее рамках. Имеются экспериментальные данные, указывающие на большую деформацию СДИ: сведения о структуре ротационной полосы изомера, временах жизни уровней этой полосы. Было бы важно получить прямое доказательство большой деформации СДИ. Это сделало бы несомненной справедливость модели двугорбого барьера. В противном случае ситуация оказалась бы менее ясной и, следовательно, более интересной.

2.2. Лазерная спектроскопия и СДИ

Сравнение деформаций в изомерном и основном состояниях можно было бы сделать путем измерения изомерного сдвига электронных уровней, который дает разницу в среднеквадратичных радиусах ядер. Гречухиным [12] сделаны оценки $\delta \cdot r^2$ для СДИ ^{242m}Am в различных предположениях о его форме. Для линий $\lambda_1 = 2938,9 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 3258,6 \text{ \AA}$ и параметров деформации $\beta_1/\text{СДИ} = 0,6$ и $\beta_0 = 0,3$ им получено $\Delta\nu = 10-20 / \text{см}^{-1}$. Для этого эксперимента может быть использован как метод РЛФ, так и метод РЛИ. Последний кажется более привлекательным: образующиеся в резонансе ионы СДИ можно собрать электрическим полем на детектор деления, что позволяет практически нацело подавить фон. Однако в настоящее время РЛИ для америция можно осуществить только в три ступени, что существенно усложняет эксперимент. Таким образом, в первую очередь следует обдумать применение РЛФ.

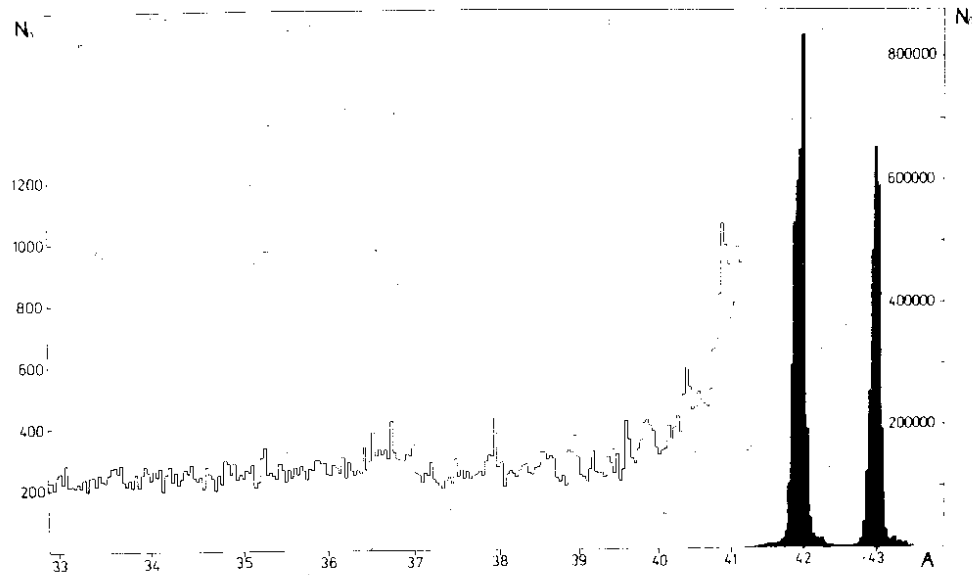


Рис.4. Результат одного из экспериментов по поиску суперплотных ядер с помощью масс-сепарации: распределение β -активности на сборнике сепаратора в функции А. Правая шкала относится к зачерненной части спектра.

Критический анализ всего набора имеющихся экспериментальных данных приводит к следующим выводам. Отрицательный результат отнюдь не закрывает возможность существования суперплотных ядер. Он скорее является следствием применения методики довольно "узкого" поиска, настроенного на какие-то ожидаемые свойства аномальных ядер, которые не являются обязательными, либо следствием использования совсем не лучшего способа синтеза таких ядер. Представляется, что наиболее адекватным способом обнаружения СУПП ядер был бы такой, в котором прямо измеряется радиус ядра. Так мы приходим к идее применения лазеров на красителях, которые позволяют осуществить это путем измерения изомерного сдвига электронных уровней.

1.3. О лазерном поиске суперплотных

В.С.Летоховым в лекциях на данной школе описаны эксперименты по детектированию низких концентраций

атомов методами резонансной лазерной флюоресценции /РЛФ/ и ионизации через ридберговские состояния в импульсном электрическом поле /РЛИ/ [11]. Эти методы могут быть использованы для поиска суперплотных ядер как в природных образцах, так и в полученных на ускорителях. Если в лазерном пучке находятся два сорта атомов /нормальные и СУПП/, то при изменении частоты лазера будут наблюдаться два пика, соответствующие резонансному поглощению при частотах ν_0 и ν_s . Для оценки $\Delta\nu = \nu_s - \nu_0$ можно воспользоваться формулой для изотопического смещения:

$$\Delta\nu = \frac{2}{3} \pi Z e^2 \Delta|\psi(0)|^2 \delta \cdot r^2 \cdot a \delta \sigma r^2.$$

Оценки показывают, что при уменьшении радиуса вдвое $\Delta\nu$ составляет десятки см^{-1} . Это более чем на порядок превышает обычное изотопическое смещение и в сотни раз реальную ширину линий. Такое колоссальное изомерное смещение обеспечивает высокую относительную чувствительность метода. При концентрации 10^{-10} линия аномального атома будет заметна на фоне "хвоста" от нормальной в методе РЛФ /при условии, что есть необходимое количество вещества/. Относительная чувствительность метода РЛИ еще выше / $\sim 10^{-20}$ /. За более высокую чувствительность РЛИ приходится платить существенным усложнением эксперимента. В отличие от РЛФ здесь необходимо использовать два или три лазерных пучка. Поглощение первого лазерного кванта переводит атом в возбужденное состояние. Затем осуществляется резонансный перевод атома /в одну или две ступени/ в ридберговское состояние, лежащее вблизи континуума. Ионизация после этого осуществляется приложением импульсного электрического поля. Сканирование частоты в широком диапазоне необходимо производить по всем переходам.

По нашей оценке при полной автоматизации процесса сканирования необходимо $10^4 - 10^5$ аномальных атомов для того, чтобы их обнаружить с помощью РЛФ. В методе РЛИ расход вещества существенно выше.

Для иллюстрации на рис. 5 представлена возможная схема эксперимента по двухступенчатой лазерной иони-

зации. Задающим является лазер на парах меди, дающий световые вспышки шириной ~ 10 нс с частотой повторения 10-20 кГц. Его луч возбуждает два лазера на красителях. Оба луча коллинеарно направляются в резонансные ячейки, где пересекают атомные пучки. Один из них исследуемый, другой - контрольный. На область пересечения подается импульсное электрическое поле сразу после конца лазерной вспышки. Регистрация ионов осуществляется вторичным электронным умножителем. Электроника обеспечивает автоматическое сканирование по частоте и многоканальную запись сигнала. Схема опыта по РЛФ получается из этой переходом к одному лазеру на красителе и к фоторегистрации сигнала.

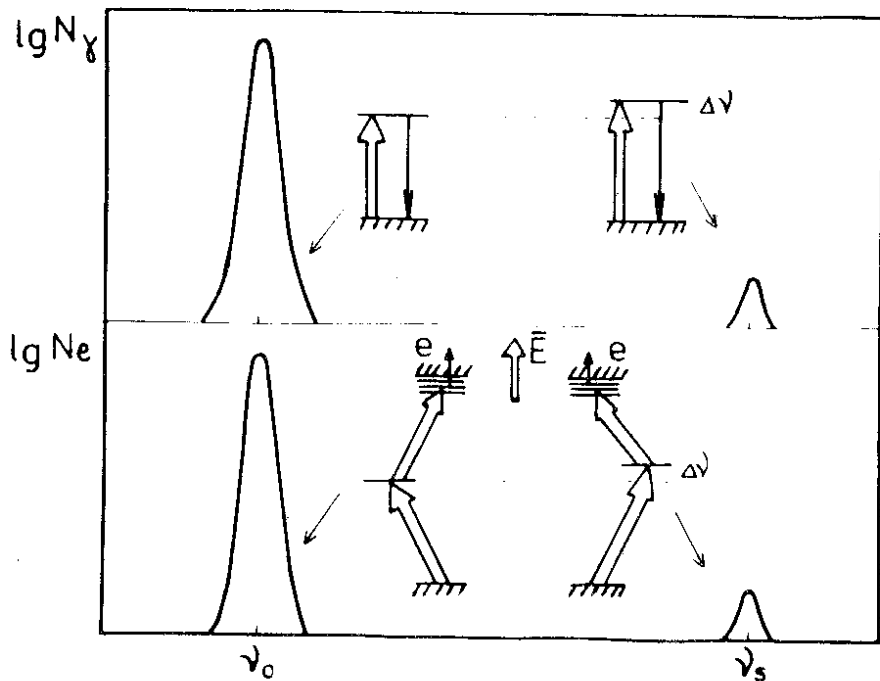


Рис.5а. Иллюстративная схема резонансной лазерной флуоресценции /вверху/ и резонансной лазерной ионизации.

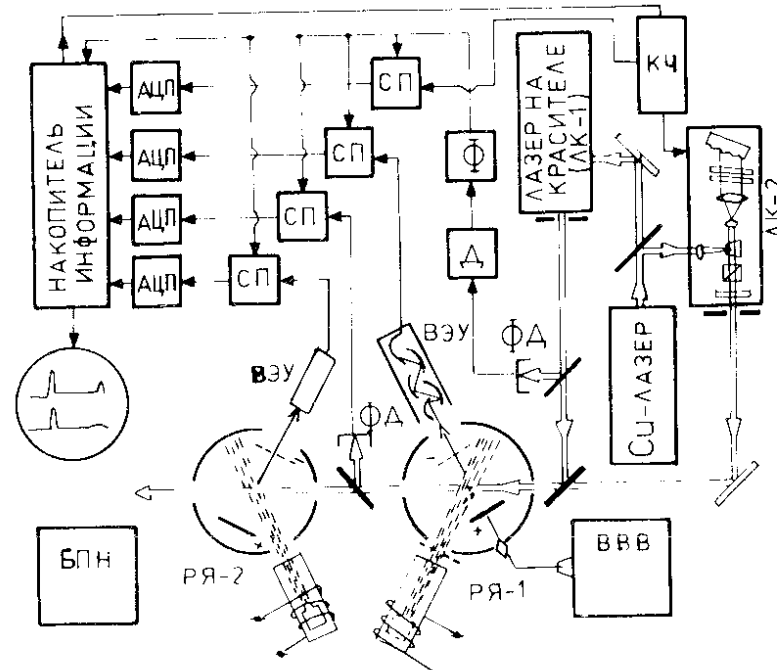


Рис.5б. Схема установки для лазерного поиска суперплотных ядер: КЧ - контроль частоты, ФД - фотодиод, Д, Ф, СП, АЦП - блоки электроники; ВВВ - высоковольтный генератор, БПН - питание атомных пучков, РЯ - резонансная ячейка.

2. О природе спонтанно делящихся изомеров /СДИ/

2.1. Основные сведения о явлении

Явление спонтанного деления изомеров было открыто в 1961 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в Дубне. Необычность явления заключалась в том, что вероятность спонтанного деления для изомерного состояния оказалась на 20-30 порядков выше, чем для основного. Давно известные изомеры тяжелых ядер не обладают таким свойством, т.е. здесь мы имеем дело с некоторым новым видом ядерной изомерии. СДИ образуются в ядерных реакциях с небольшими вероятностями /не более чем 10^{-3} от выхода основного состоя-

ния/. Это затрудняет их изучение, вместе с тем уже накоплен богатый экспериментальный материал об этом явлении. К настоящему времени известно уже более трех десятков таких изомеров. Рис. 6 демонстрирует систематику периодов полураспада $T_{1/2}$ для спонтанного деления ядер в основном состоянии и изомеров. Если для основного состояния ядер $T_{1/2}$ в среднем растет при уменьшении параметра делимости Z^2/A , то для изомеров это не так. Максимальный период полураспада СДИ - для ^{242m}Am , он равен 0,014 с. Энергия возбуждения для всех изомеров 2,0-3,0 МэВ.

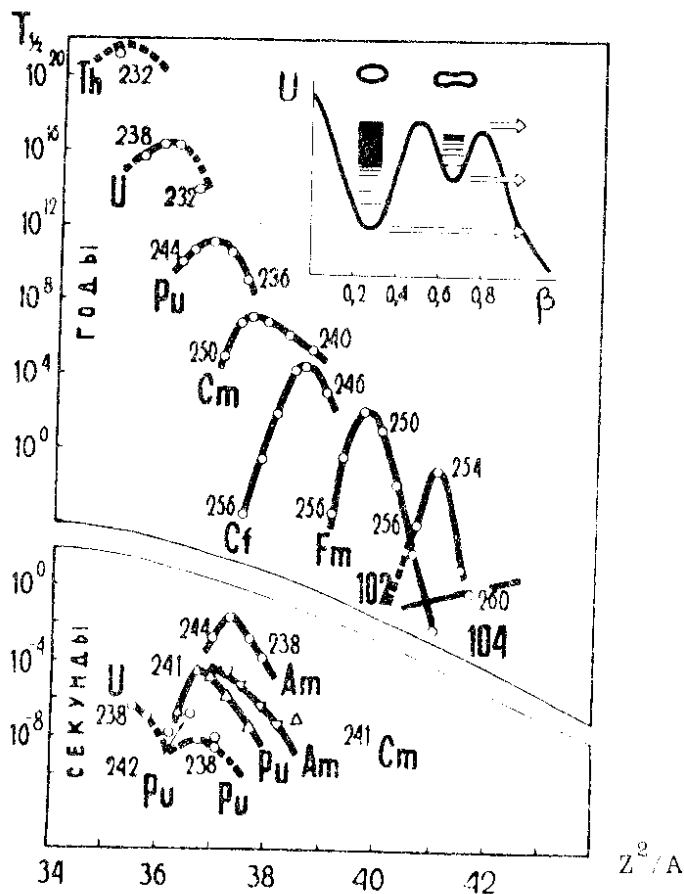


Рис. 6. Систематика периодов полураспада для спонтанного деления основных состояний тяжелых ядер и изомеров формы /внизу/.

Наиболее популярное объяснение природы СДИ дается в модели двугорбого барьера деления Струтинского, которая пояснена на рис. 6. Учет оболочечной структуры приводит к тому, что изменение энергии ядра с ростом деформации β отличается от плавного хода этой зависимости, предсказываемого капельной моделью: появляется второе устойчивое состояние при деформации $\beta_1 > \beta_0$. Этой деформации отвечает СДИ. Уменьшение высоты и ширины барьера для СДИ приводит к драматическому росту вероятности деления. Эта модель является широко признанной, хотя у нее имеются оппоненты. Большое количество разнообразных фактов находит объяснение в ее рамках. Имеются экспериментальные данные, указывающие на большую деформацию СДИ: сведения о структуре ротационной полосы изомера, временах жизни уровней этой полосы. Было бы важно получить прямое доказательство большой деформации СДИ. Это сделало бы несомненной справедливость модели двугорбого барьера. В противном случае ситуация оказалась бы менее ясной и, следовательно, более интересной.

2.2. Лазерная спектроскопия и СДИ

Сравнение деформаций в изомерном и основном состояниях можно было бы сделать путем измерения изомерного сдвига электронных уровней, который дает разницу в среднеквадратичных радиусах ядер. Гречухиным [12] сделаны оценки $\delta \cdot r^2$ для СДИ ^{242m}Am в различных предположениях о его форме. Для линий $\lambda_1 = 2938,9 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 3258,6 \text{ \AA}$ и параметров деформации $\beta_1/\text{СДИ} = 0,6$ и $\beta_0 = 0,3$ им получено $\Delta\nu = 10-20 / \text{см}^{-1}$. Для этого эксперимента может быть использован как метод РЛФ, так и метод РЛИ. Последний кажется более привлекательным: образующиеся в резонансе ионы СДИ можно собрать электрическим полем на детектор деления, что позволяет практически нацело подавить фон. Однако в настоящее время РЛИ для америция можно осуществить только в три ступени, что существенно усложняет эксперимент. Таким образом, в первую очередь следует обдумать применение РЛФ.

Из-за малого времени жизни ^{242m}Am эксперимент должен быть проведен на пучке ускорителя. Возможная его схема показана на рис. 7 /для РЛФ/. Для получения атомарного пучка ^{242m}Am используется эффект отдачи в ядерной реакции и метод собирания ядер отдачи с помощью гелиевой струи. Ядра отдачи термализуются в гелии, который откачивается из мишенной камеры малого объема через тонкий капилляр. В эту камеру непрерывно подается He /давление сотни Тор/. Атомы ^{242}Am выносятся газом в следующую камеру, где давление не превышает 1 Тор. Затем пучок атомов отдачи, пройдя через коническую диафрагму, попадает в следующую камеру, где давление еще на несколько порядков меньше. Здесь организовано пересечение атомного и лазерного пучков. Основная часть газа-носителя отсекается диафрагмой. Из опыта применения методики газового собирания следует, что пучок свободных атомов, выбитых из мишени, можно получить только при использовании чистого гелия. Высокие же коэффициенты транспортировки атомов отдачи достигаются только в охлажденном гелии. Отсюда следует невозможность ис-

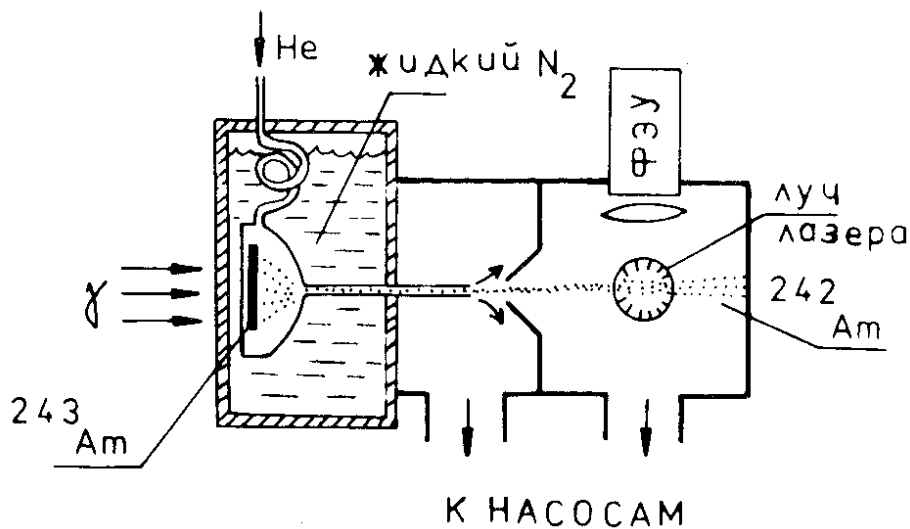


Рис. 7. Возможная схема опыта по измерению изомерного сдвига атомных переходов для спонтанно делящегося изомера ^{242m}Am .

пользования заряженных частиц для получения СДИ в этих опытах из-за неизбежного разогрева газа пучком. Это приводит к выбору фотоядерной реакции для получения изомера: $^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242m}\text{Am}$. Для этой реакции на современных электронных ускорителях / $E_e \approx 50 \text{ МэВ}$ / можно ожидать выхода СДИ $\sim 10 \text{ с}^{-1}$.

Автор выражает искреннюю благодарность чл.-корр. АН СССР В.П.Джелепову, проф. В.С.Летохову, В.И.Мишину, Ю.П.Донцову и коллегам по работе за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feenberg E., Primakoff H. *Phys.Rev.*, 1946, 70, p. 980.
2. Migdal A.V. *Rev.Mod.Phys.*, 1978, 50, p. 107.
3. Карнаухов В.А. *Изв. АН СССР*, 1977, 41, с. 1538.
4. Holt R.J. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p. 183.
5. Алешин В.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1976, 24, с. 114.
6. Frankel S., et al. *Phys.Rev.*, 1976, 13C, p. 737.
7. Николенко В.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1978, 27, с. 65.
8. Куликов А.В., Понтекорво Б.М. *ОИЯИ, P1-10202*, Дубна, 1976.
9. Price P.V., Stevenson J. *Phys.Rev.Lett.* 1975, 34, p. 409.
10. Громов К.Я. и др. *Тезисы XXIX Сессии по ядерной спектроскопии и структуре ядра*. Рига, 1978.
11. Балыкин В.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 26, с. 492; Беков Г.И., Летохов В.С., Мишин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, 1978, 27, с. 52.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 ноября 1978 года.

Из-за малого времени жизни ^{242m}Am эксперимент должен быть проведен на пучке ускорителя. Возможная его схема показана на рис. 7 /для РЛФ/. Для получения атомарного пучка ^{242m}Am используется эффект отдачи в ядерной реакции и метод собирания ядер отдачи с помощью гелиевой струи. Ядра отдачи термализуются в гелии, который откачивается из мишенной камеры малого объема через тонкий капилляр. В эту камеру непрерывно подается He /давление сотни Тор/. Атомы ^{242}Am выносятся газом в следующую камеру, где давление не превышает 1 Тор. Затем пучок атомов отдачи, пройдя через коническую диафрагму, попадает в следующую камеру, где давление еще на несколько порядков меньше. Здесь организовано пересечение атомного и лазерного пучков. Основная часть газа-носителя отсекается диафрагмой. Из опыта применения методики газового собирания следует, что пучок свободных атомов, выбитых из мишени, можно получить только при использовании чистого гелия. Высокие же коэффициенты транспортировки атомов отдачи достигаются только в охлажденном гелии. Отсюда следует невозможность ис-

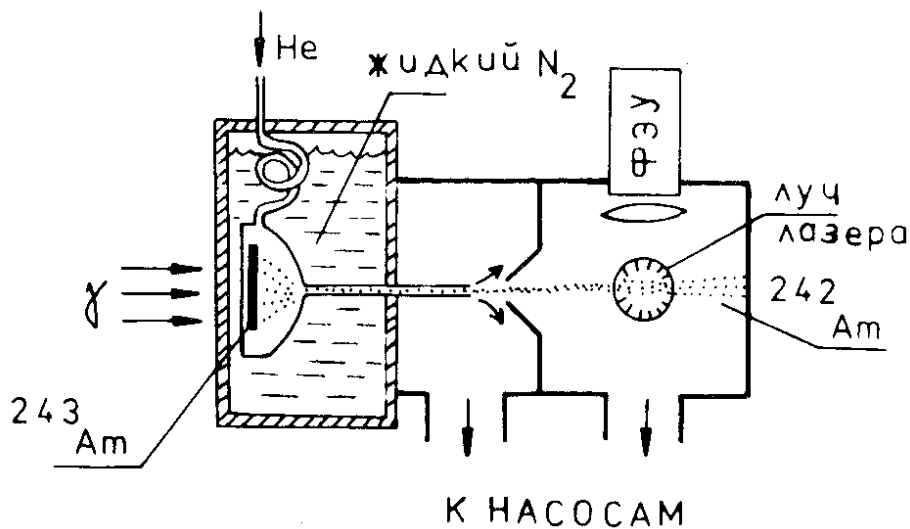


Рис. 7. Возможная схема опыта по измерению изомерного сдвига атомных переходов для спонтанно делящегося изомера ^{242m}Am .

пользования заряженных частиц для получения СДИ в этих опытах из-за неизбежного разогрева газа пучком. Это приводит к выбору фотоядерной реакции для получения изомера: $^{243}\text{Am}(\gamma, n) ^{242m}\text{Am}$. Для этой реакции на современных электронных ускорителях / $E_e \approx 50 \text{ МэВ}$ / можно ожидать выхода СДИ $\sim 10 \text{ с}^{-1}$.

Автор выражает искреннюю благодарность чл.-корр. АН СССР В.П.Джелепову, проф. В.С.Летохову, В.И.Мишину, Ю.П.Донцову и коллегам по работе за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feenberg E., Primakoff H. *Phys.Rev.*, 1946, 70, p. 980.
2. Migdal A.V. *Rev.Mod.Phys.*, 1978, 50, p. 107.
3. Карнаухов В.А. *Изв. АН СССР*, 1977, 41, с. 1538.
4. Holt R.J. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p. 183.
5. Алешин В.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1976, 24, с. 114.
6. Frankel S., et al. *Phys.Rev.*, 1976, 13C, p. 737.
7. Николенко В.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1978, 27, с. 65.
8. Куликов А.В., Понтекорво Б.М. *ОИЯИ, P1-10202*, Дубна, 1976.
9. Price P.V., Stevenson J. *Phys.Rev.Lett.* 1975, 34, p. 409.
10. Громов К.Я. и др. *Тезисы XXIX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра*. Рига, 1978.
11. Балыкин В.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 26, с. 492; Беков Г.И., Летохов В.С., Мишин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, 1978, 27, с. 52.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 ноября 1978 года.

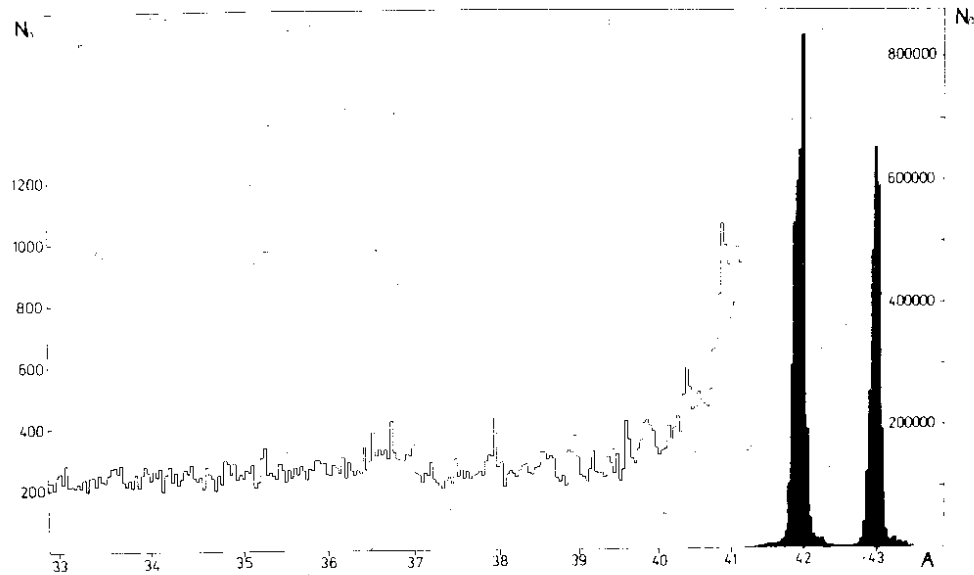


Рис.4. Результат одного из экспериментов по поиску суперплотных ядер с помощью масс-сепарации: распределение β -активности на сборнике сепаратора в функции А. Правая шкала относится к зачерненной части спектра.

Критический анализ всего набора имеющихся экспериментальных данных приводит к следующим выводам. Отрицательный результат отнюдь не закрывает возможность существования суперплотных ядер. Он скорее является следствием применения методики довольно "узкого" поиска, настроенного на какие-то ожидаемые свойства аномальных ядер, которые не являются обязательными, либо следствием использования совсем не лучшего способа синтеза таких ядер. Представляется, что наиболее адекватным способом обнаружения СУПП ядер был бы такой, в котором прямо измеряется радиус ядра. Так мы приходим к идее применения лазеров на красителях, которые позволяют осуществить это путем измерения изомерного сдвига электронных уровней.

1.3. О лазерном поиске суперплотных

В.С.Летоховым в лекциях на данной школе описаны эксперименты по детектированию низких концентраций

атомов методами резонансной лазерной флюоресценции /РЛФ/ и ионизации через ридберговские состояния в импульсном электрическом поле /РЛИ/ [11]. Эти методы могут быть использованы для поиска суперплотных ядер как в природных образцах, так и в полученных на ускорителях. Если в лазерном пучке находятся два сорта атомов /нормальные и СУПП/, то при изменении частоты лазера будут наблюдаться два пика, соответствующие резонансному поглощению при частотах ν_0 и ν_s . Для оценки $\Delta\nu = \nu_s - \nu_0$ можно воспользоваться формулой для изотопического смещения:

$$\Delta\nu = \frac{2}{3} \pi Z e^2 \Delta|\psi(0)|^2 \delta \cdot r^2 \cdot a \delta \sigma r^2.$$

Оценки показывают, что при уменьшении радиуса вдвое $\Delta\nu$ составляет десятки см^{-1} . Это более чем на порядок превышает обычное изотопическое смещение и в сотни раз реальную ширину линий. Такое колоссальное изомерное смещение обеспечивает высокую относительную чувствительность метода. При концентрации 10^{-10} линия аномального атома будет заметна на фоне "хвоста" от нормальной в методе РЛФ /при условии, что есть необходимое количество вещества/. Относительная чувствительность метода РЛИ еще выше / $\sim 10^{-20}$ /. За более высокую чувствительность РЛИ приходится платить существенным усложнением эксперимента. В отличие от РЛФ здесь необходимо использовать два или три лазерных пучка. Поглощение первого лазерного кванта переводит атом в возбужденное состояние. Затем осуществляется резонансный перевод атома /в одну или две ступени/ в ридберговское состояние, лежащее вблизи континуума. Ионизация после этого осуществляется приложением импульсного электрического поля. Сканирование частоты в широком диапазоне необходимо производить по всем переходам.

По нашей оценке при полной автоматизации процесса сканирования необходимо $10^4 - 10^5$ аномальных атомов для того, чтобы их обнаружить с помощью РЛФ. В методе РЛИ расход вещества существенно выше.

Для иллюстрации на рис. 5 представлена возможная схема эксперимента по двухступенчатой лазерной иони-

зации. Задающим является лазер на парах меди, дающий световые вспышки шириной ~ 10 нс с частотой повторения 10-20 кГц. Его луч возбуждает два лазера на красителях. Оба луча коллинеарно направляются в резонансные ячейки, где пересекают атомные пучки. Один из них исследуемый, другой - контрольный. На область пересечения подается импульсное электрическое поле сразу после конца лазерной вспышки. Регистрация ионов осуществляется вторичным электронным умножителем. Электроника обеспечивает автоматическое сканирование по частоте и многоканальную запись сигнала. Схема опыта по РЛФ получается из этой переходом к одному лазеру на красителе и к фоторегистрации сигнала.

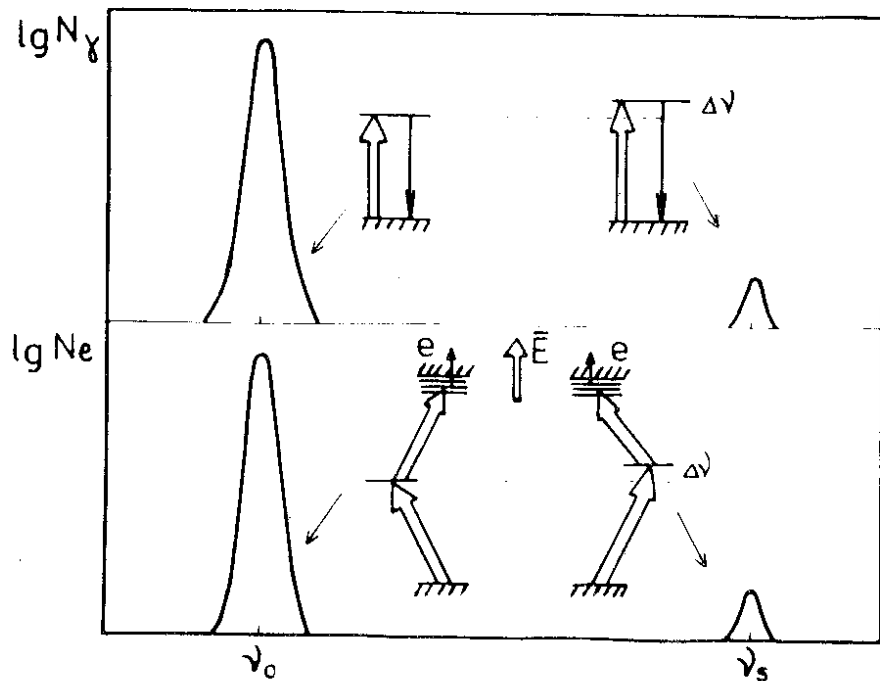


Рис.5а. Иллюстративная схема резонансной лазерной флуоресценции /вверху/ и резонансной лазерной ионизации.

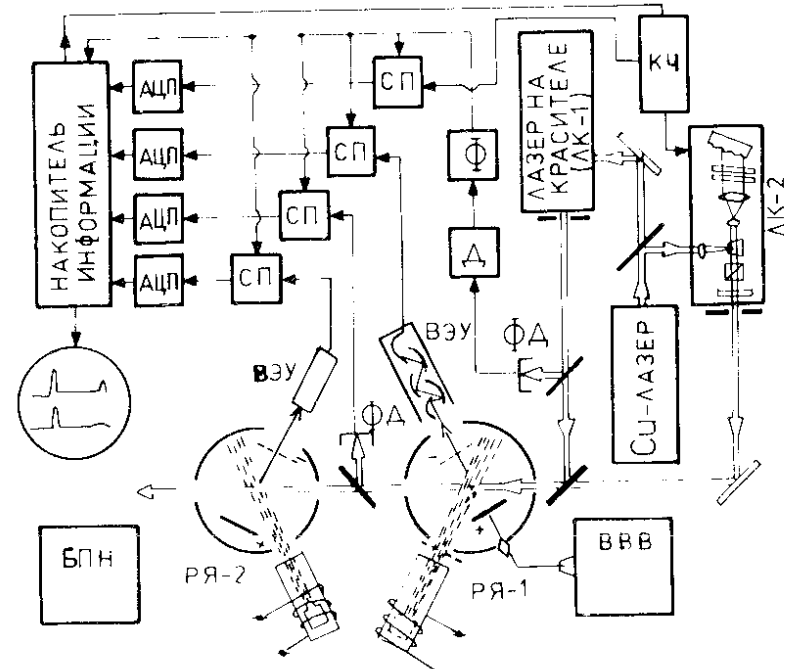


Рис.5б. Схема установки для лазерного поиска суперплотных ядер: КЧ - контроль частоты, ФД - фотодиод, Д, Ф, СП, АЦП - блоки электроники; ВВВ - высоковольтный генератор, БПН - питание атомных пучек, РЯ - резонансная ячейка.

2. О природе спонтанно делящихся изомеров /СДИ/

2.1. Основные сведения о явлении

Явление спонтанного деления изомеров было открыто в 1961 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в Дубне. Необычность явления заключалась в том, что вероятность спонтанного деления для изомерного состояния оказалась на 20-30 порядков выше, чем для основного. Давно известные изомеры тяжелых ядер не обладают таким свойством, т.е. здесь мы имеем дело с некоторым новым видом ядерной изомерии. СДИ образуются в ядерных реакциях с небольшими вероятностями /не более чем 10^{-3} от выхода основного состоя-

ния/. Это затрудняет их изучение, вместе с тем уже накоплен богатый экспериментальный материал об этом явлении. К настоящему времени известно уже более трех десятков таких изомеров. Рис. 6 демонстрирует систематику периодов полураспада $T_{1/2}$ для спонтанного деления ядер в основном состоянии и изомеров. Если для основного состояния ядер $T_{1/2}$ в среднем растет при уменьшении параметра делимости Z^2/A , то для изомеров это не так. Максимальный период полураспада СДИ - для ^{242m}Am , он равен 0,014 с. Энергия возбуждения для всех изомеров 2,0-3,0 МэВ.

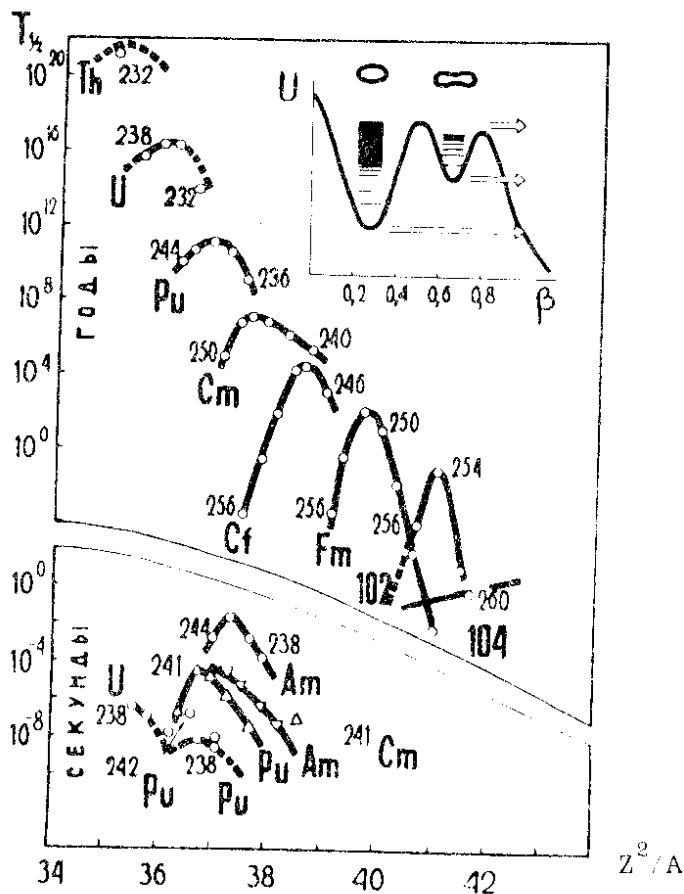


Рис. 6. Систематика периодов полураспада для спонтанного деления основных состояний тяжелых ядер и изомеров формы /внизу/.

Наиболее популярное объяснение природы СДИ дается в модели двугорбого барьера деления Струтинского, которая пояснена на рис. 6. Учет оболочечной структуры приводит к тому, что изменение энергии ядра с ростом деформации β отличается от плавного хода этой зависимости, предсказываемого капельной моделью: появляется второе устойчивое состояние при деформации $\beta_1 > \beta_0$. Этой деформации отвечает СДИ. Уменьшение высоты и ширины барьера для СДИ приводит к драматическому росту вероятности деления. Эта модель является широко признанной, хотя у нее имеются оппоненты. Большое количество разнообразных фактов находит объяснение в ее рамках. Имеются экспериментальные данные, указывающие на большую деформацию СДИ: сведения о структуре ротационной полосы изомера, временах жизни уровней этой полосы. Было бы важно получить прямое доказательство большой деформации СДИ. Это сделало бы несомненной справедливость модели двугорбого барьера. В противном случае ситуация оказалась бы менее ясной и, следовательно, более интересной.

2.2. Лазерная спектроскопия и СДИ

Сравнение деформаций в изомерном и основном состояниях можно было бы сделать путем измерения изомерного сдвига электронных уровней, который дает разницу в среднеквадратичных радиусах ядер. Гречухиным [12] сделаны оценки $\delta \cdot r^2$ для СДИ ^{242m}Am в различных предположениях о его форме. Для линий $\lambda_1 = 2938,9 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 3258,6 \text{ \AA}$ и параметров деформации $\beta_1/\text{СДИ} = 0,6$ и $\beta_0 = 0,3$ им получено $\Delta\nu = 10-20 / \text{см}^{-1}$. Для этого эксперимента может быть использован как метод РЛФ, так и метод РЛИ. Последний кажется более привлекательным: образующиеся в резонансе ионы СДИ можно собрать электрическим полем на детектор деления, что позволяет практически нацело подавить фон. Однако в настоящее время РЛИ для америция можно осуществить только в три степени, что существенно усложняет эксперимент. Таким образом, в первую очередь следует обдумать применение РЛФ.

Из-за малого времени жизни ^{242m}Am эксперимент должен быть проведен на пучке ускорителя. Возможная его схема показана на рис. 7 /для РЛФ/. Для получения атомарного пучка ^{242m}Am используется эффект отдачи в ядерной реакции и метод собирания ядер отдачи с помощью гелиевой струи. Ядра отдачи термализуются в гелии, который откачивается из мишенной камеры малого объема через тонкий капилляр. В эту камеру непрерывно подается He /давление сотни Тор/. Атомы ^{242}Am выносятся газом в следующую камеру, где давление не превышает 1 Тор. Затем пучок атомов отдачи, пройдя через коническую диафрагму, попадает в следующую камеру, где давление еще на несколько порядков меньше. Здесь организовано пересечение атомного и лазерного пучков. Основная часть газа-носителя отсекается диафрагмой. Из опыта применения методики газового собирания следует, что пучок свободных атомов, выбитых из мишени, можно получить только при использовании чистого гелия. Высокие же коэффициенты транспортировки атомов отдачи достигаются только в охлажденном гелии. Отсюда следует невозможность ис-

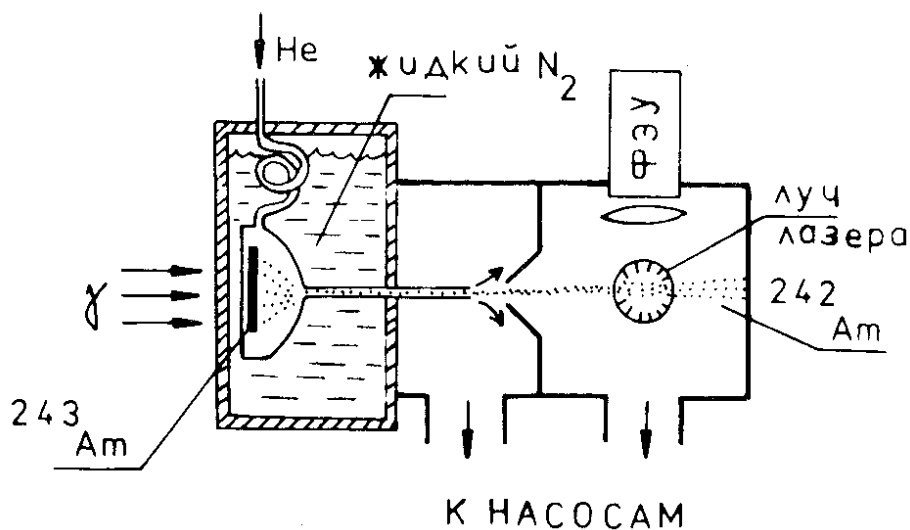


Рис. 7. Возможная схема опыта по измерению изомерного сдвига атомных переходов для спонтанно делящегося изомера ^{242m}Am .

пользования заряженных частиц для получения СДИ в этих опытах из-за неизбежного разогрева газа пучком. Это приводит к выбору фотоядерной реакции для получения изомера: $^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242m}\text{Am}$. Для этой реакции на современных электронных ускорителях / $E_e \approx 50 \text{ МэВ}$ / можно ожидать выхода СДИ $\sim 10 \text{ с}^{-1}$.

Автор выражает искреннюю благодарность чл.-корр. АН СССР В.П.Джелепову, проф. В.С.Летохову, В.И.Мишину, Ю.П.Донцову и коллегам по работе за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feenberg E., Primakoff H. *Phys.Rev.*, 1946, 70, p. 980.
2. Migdal A.V. *Rev.Mod.Phys.*, 1978, 50, p. 107.
3. Карнаухов В.А. *Изв. АН СССР*, 1977, 41, с. 1538.
4. Holt R.J. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p. 183.
5. Алешин В.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1976, 24, с. 114.
6. Frankel S., et al. *Phys.Rev.*, 1976, 13C, p. 737.
7. Николенко В.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1978, 27, с. 65.
8. Куликов А.В., Понтекорво Б.М. *ОИЯИ, Р1-10202*, Дубна, 1976.
9. Price P.V., Stevenson J. *Phys.Rev.Lett.* 1975, 34, p. 409.
10. Громов К.Я. и др. *Тезисы XXIX Сессии по ядерной спектроскопии и структуре ядра*. Рига, 1978.
11. Балыкин В.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 26, с. 492; Беков Г.И., Летохов В.С., Мишин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, 1978, 27, с. 52.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 ноября 1978 года.