

JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS
OF ELEMENTARY
PARTICLES
AND ATOMIC
NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970

VOL.30

PART 2

Six issues per year

DUBNA 1999

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

ЭЧАЯ

НАУЧНЫЙ ОБЗОРНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в декабре 1970 года

ТОМ 30

ВЫПУСК 2

Выходит 6 раз в год

ДУБНА 1999

Главный редактор

А.М.БАЛДИН

Редакционная коллегия:

В.Л.АКСЕНОВ

(зам. главного редактора),

П.Н.БОГОЛЮБОВ,

С.К.БРЕШИН,

В.В.БУРОВ

(зам. главного редактора),

В.В.ВОЛКОВ,

Ц.Д.ВЫЛОВ,

Ю.П.ГАНГРСКИЙ,

В.П.ДЖЕЛЕПОВ ,

П.И.ЗРУБИН,

И.С.ЗЛАТЕВ,

П.С.ИСАЕВ

(ответственный секретарь),

В.Г.КАДЫШЕВСКИЙ

(зам. главного редактора),

К.КАУН,

Д.КИШ,

Н.Я.КРОО,

О.Н.КРОХИН,

Р.М.ЛЕБЕДЕВ,

И.Н.МИХАЙЛОВ,

НГУЕН ВАН ХЪЕУ

(зам. главного редактора),

Ю.Ц.ОГАНЕСЯН,

Ю.П.ПОПОВ,

А.Н.СИСАКЯН,

А.Н.ТАВХЕЛИДЗЕ,

А.А.ТЯПКИН,

А.И.ХРЫНКЕВИЧ,

Ч.К.ШИМАНЕ

Редакторы Е.К.Аксенова, тел. (09621) 65-165

Э.В.Ивашкевич

© ОИЯИ, «Физика элементарных частиц и атомного ядра», 1999

К КАЧЕСТВЕННОЙ ТЕОРИИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ
ОДНО- И МНОГОКАНАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ
СИСТЕМ В ПОДХОДЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ
(их конструирование
с заданными спектральными параметрами)

Б.Н.Захарьев, В.М.Чабанов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
e-mail: zakharev@thsun1.jinrc.ru
homepage: <http://thsun1.jinr.ru/~zakharev>

Собраны новые результаты по простым универсальным алгоритмам управления спектрами, рассеянием, распадами. Рассматриваются предельные (наиболее информативные) случаи: разделение в пространстве и по энергии "неразделимых", на первый взгляд, состояний, близких по энергии и форме модулей волновых функций, и, наоборот, сближение уровней вплоть до их вырождения. Демонстрируется обогащение набора элементарных трансформаций при переходе к многоканальным системам (к векторной структуре спектральных параметров – рычагов управления связанными каналами). Так, с их помощью можно концентрировать волны в одном канале, "выкачивая" волны из других. Выяснилось, что солитоноподобные потенциальные ямы являются "переносчиками" не только одноканальных, но и парциальных канальных состояний при их сепарации от остальных состояний. Дается описание не имеющего аналога в одноканальном случае блока безотражательного взаимодействия. Рассматривается "парадоксальное" сосуществование противоположных свойств конфайнмента и прозрачности при одной и той же энергии и одном и том же взаимодействии.

New results are collected about the simple universal algorithms of spectral, scattering and decay control. The limiting (the most informative) cases are considered, including the separation of seemingly "non-separable" states being close in energy and the shape of modules of wave functions, and vice versa: bringing together the levels up to the degeneration. Enrichment of the complete set of elementary transformations when going to multichannel systems (to vector structure of spectral parameters – the levers of management of coupled channels) is demonstrated. So it is possible to concentrate waves in one channel by "pumping" them out from other channels. It became clear that soliton-like potential wells are the "carriers" not only of one-channel but also partial channel states while their separation from another states. The description is given of a reflectionless interaction having no analog in one-channel case. A paradoxical coexistence of confinement and transparency at the same energy and for the same interaction is considered.

ВВЕДЕНИЕ

Только из самых простых и доступных вещей должны выводиться самые сокровенные истины.

Под интуицией я разумею не веру в шаткое свидетельство чувств и не обманчивое суждение беспорядочного воображения, но понятие ясного и внимательного ума настолько прямое и отчетливое, что оно не оставляет никакого сомнения...

Рене Декарт

После нашего третьего обзора в ЭЧАЯ [1] из серии "Уроки квантовой интуиции" удалось выяснить много нового, да и на сделанное ранее наш взгляд несколько изменился.

Суть квантовой теории состоит в установлении связей характеристик взаимодействия с наблюдаемыми – спектральными данными. Научиться изменять по желанию наблюдаемые величины соответствующими вариациями взаимодействия – это хороший способ понять закономерности структуры микромира и процессов в нем. Этому может способствовать математический формализм обратной задачи и суперсимметрии (SUSYQ) [2–7]*. Действительно, в обратной задаче входными данными являются спектральные характеристики. Это делает ее удобной для исследования элементарных трансформаций взаимодействия при вариации отдельных наблюдаемых параметров. При этом обратную задачу нужно использовать не традиционно узко как численное приближенное восстановление потенциала конкретной системы, для которой имеются измеренные (с ошибками) данные рассеяния и спектры. Можно поставить задачу шире: вскрыть общие законы конструирования квантовых систем, не ограничивая себя реализованными природой примерами, составляющими лишь множество меры нуль среди всех допустимых объектов. В окружающем нас мире они представляют лишь редкие точки из континуума возможностей. Мы приобретаем теперь способность представить себе, по крайней мере теоретически, преобразования объектов разной природы друг в друга. Это делает их понимание более глубоким, единым и простым, наводя

*Следует оговориться, что под суперсимметрией в нерелятивистской квантовой механике понимается редукция к одномерному пространству соответствующего формализма для релятивистских систем.

между ними связующие мостики непрерывных переходов (континуум "траекторий" эволюции взаимодействий и волновых функций, см. наши книги и обзоры [8]).

Примером может служить преобразование свободного движения в систему с потенциальной ямой, имеющей заранее заданное расположение связанных состояний: с нижними уровнями как у осцилляторной, или прямоугольной, или линейной ям, см. рис.5.2 в [8], 1996. Другой пример – сгребание состояния рассеяния в связанное состояние, погруженное в непрерывный спектр, см. рисунки в [6, 8, 9]. То же относится к рождению новых и уничтожению имеющихся уровней энергии связанных состояний и т.п. [8].

Каждая квантовая система имеет как бы свой "паспорт" – спектральную функцию. Она указывает, при каких энергиях существуют физические состояния (дискретный, непрерывный, полосатый спектр) и сопоставляет каждому значению такой энергии свой спектральный весовой множитель (СВМ) c_ν или M_ν , связанный с пространственным распределением волн (их локализацией – "пропиской").

Качественная теория "квантового дизайна" для одномерных и одноканальных систем почти завершена: выяснено, какие потенциальные трансформации необходимы для желаемых изменений физических свойств. Выявлены элементарные составляющие – "кирпичики" таких трансформаций [1, 8–11]. Теперь задача состоит в том, чтобы распространить эти достижения на случай объектов с более сложным строением.

В первой части обзора мы рассмотрим одноканальные системы, а во второй – многоканальные с подчеркиванием их особенностей при сравнении с одноканальным случаем.

ОДНОКАНАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ

Мнимые добавки к уровням энергии. Рассмотрим превращение отдельных связанных состояний в распадающиеся в одномерном случае.

Оказывается, здесь годится обычное правило, сформулированное нами в [6, 8], только теперь применим его для мнимой части потенциального возмущения. Сдвиг вверх (вниз) лишь одного n -го уровня энергии связанного состояния, при бесконечном числе неподвижных остальных, производится добавлением n холмиков отталкивания (ямок притяжения) $\text{Im } \Delta V(x)$ к исходному потенциалу $V(x)$ в областях наибольшей чувствительности n -й волновой функции $\psi_n(x)$ к потенциальным возмущениям, именно – в средних частях n ее пучностей. А чтобы удержать от сдвигов остальные уровни, добавляются $n + 1$ компенсирующих ямок (холмиков) в области узлов $\psi_n(x)$. Примеры возмущений потенциалов и собственных функций при добавлении к значению избранного уровня мнимой единицы показаны на рис.1 для бесконечной прямоугольной ямы при $\overset{\circ}{E}_1 \rightarrow E_1 = \overset{\circ}{E}_1 + i$; $\overset{\circ}{E}_{j \neq 1} = E_{j \neq 1}$

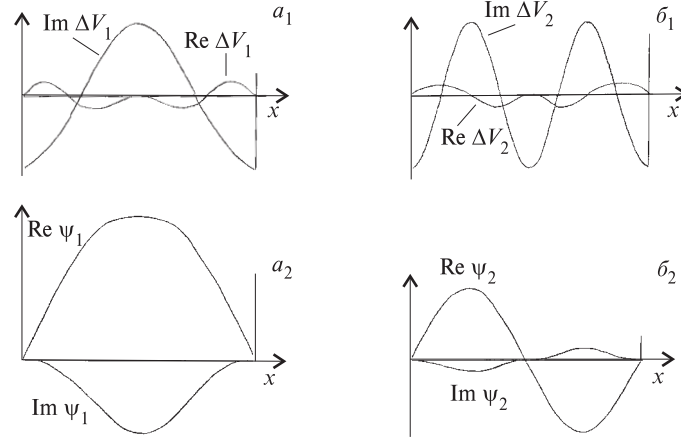


Рис. 1. Трансформация $\Delta V(x)$ бесконечной прямоугольной потенциальной ямы и волновых функций ψ_n при мнимой добавке к одному из уровней $\overset{\circ}{E}_n \rightarrow E + i$ связанных состояний (сдвиг в "мнимом направлении") без изменения спектральных параметров остальных состояний. Сдвиг осуществляется в основном мнимыми же добавками к потенциалу в соответствии с качественными правилами вещественных сдвигов: а) сдвиг на $+i$ основного состояния $\overset{\circ}{E}_1 \rightarrow E_1 + i$; б) сдвиг на $+i$ второго уровня $\overset{\circ}{E}_2 \rightarrow E_2 + i$

и $\overset{\circ}{E}_2 \rightarrow E_2 = \overset{\circ}{E}_2 + i$; $\overset{\circ}{E}_{j \neq 2} = E_{j \neq 2}$. Вещественная часть потенциального возмущения оказывается при этом сравнительно малой. Попробуйте объяснить ее форму (авторам это пока не удалось).

Как от мультиплета почти вырожденных состояний отделить одно. Напомним обычное правило. Возмущения $\Delta V(x)$ для сдвига одного связанного состояния в пространстве строятся из универсальных элементарных блоков: комбинаций из одного отталкивающего холмика и одной ямки для каждой пучности стоячей волны. Для n -го состояния требуется n таких элементарных "кирпичиков"-блоков (пар: барьерчик + ямка). Положение уровней на шкале энергий при этом не меняется в силу взаимной компенсации отталкивания и притяжения. При этом оказывается, что наименьшие значения $\inf [|\psi_n(x)|^2]$ избранного состояния остаются фиксированными в пространстве. В этих же точках наименьшие значения и у модуля возмущения. Было установлено, что при сдвиге по x одного состояния, без изменения спектральных параметров остальных, последние испытывают некоторую "отдачу" (слегка отклоняются в противоположную сторону – тенденция к дополнительной сепарации их от избранного состояния). В пределе можно таким образом удалять избранное состояние на бесконечность, что эквивалентно уничтожению соответствующего уровня энергии в спектре оставшейся системы [8]. И наоборот, породить

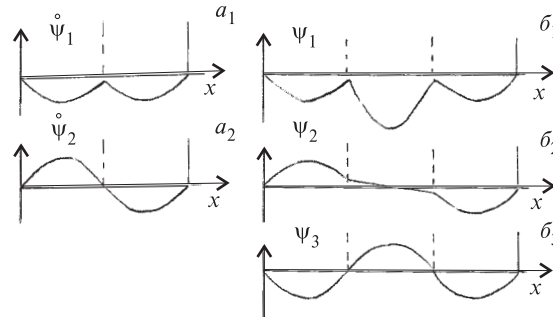


Рис. 2. Невозмущенные состояния в бесконечной прямоугольной яме, разделенной слабопроницаемыми δ -барьерами (штриховые линии), что приводит к группировке состояний в почти вырожденные мультиплеты: а) дублета основного и первого возбужденного состояний для двойной ямы; б) триплета для тройной ямы. Внутри парциальных ям невозмущенные волновые функции подобны для всех связанных состояний с точностью до знака. Только второе состояние триплета, имеющее узел в середине центральной ямы и принимающее на этом отрезке малые значения, имеет по отношению к другим состояниям "коэффициент пропорциональности", близкий к нулю

новый уровень можно, как бы притягивая состояние из бесконечности.

Рассмотрим теперь, как действует это простое правило в другом поучительном предельном случае очень близких уровней для обогащения наших качественных представлений о свойствах квантовых систем. При едва отличимой структуре максимумов (пучностей) и минимумов $|\psi_n(x)|^2$ почти вырожденных состояний, казалось бы, неясно, за что можно "зацепиться", чтобы отделить какое-либо из них в пространстве. Казалось бы, возникает противоречие: раньше разные состояния с разным числом пучностей стоячих волн мы сдвигали с помощью разного числа блоков (барьер + ямка). А у квазивырожденных состояний (в многоямных исходных системах) одинаковое количество пучностей. И каждая такая пучность похожа на соответствующие пучности других состояний с точностью до знака (рис.2). Сдвиг же любого из подобных друг другу состояний мультиплета требует близости формы потенциальных возмущений. В работе [14] мы поняли, за счет чего очень похожими преобразованиями исходного потенциала удастся сдвигать в сторону (по x) только одно из группы очень близких по энергии и по форме состояний, в то время как другие стоячие волны собственных функций перемещаются даже в противоположном (!) направлении, хотя можно было бы предположить одинаковое поведение для всех членов мультиплета при подобных трансформациях потенциала.

Используя точно решаемые модели с двумя и тремя ямами, мы убедимся, что "парадокс" допускает простое истолкование. При сепарации одного со-

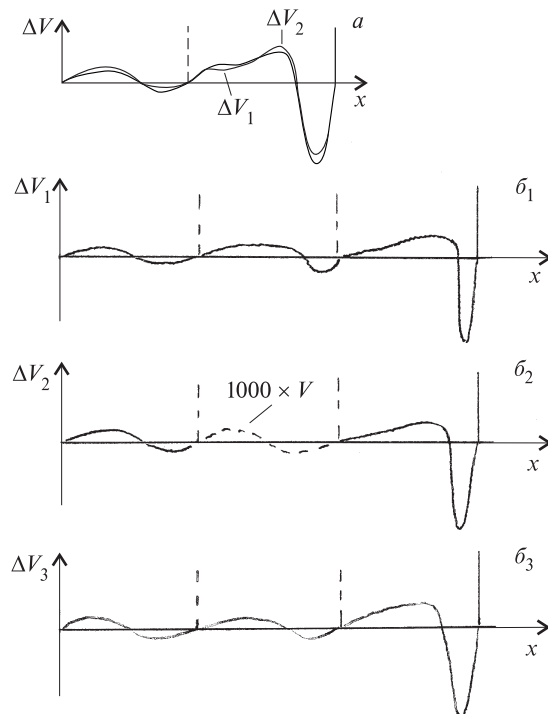


Рис. 3. Преобразования потенциалов ΔV_i из исходной прямоугольной ямы с перегородками в виде δ -барьеров (вертикальные штриховые линии), сдвигающие только избранное i -е состояние нижнего мультиплета к правой стенке потенциала в двухъямной (а) и трехъямной (б) системе. Эти потенциалы в парциальных отсеках представляют собой элементарные блоки (барьер-ямка). Малая центральная часть ΔV_2 на рис.б₂ умножена на 1000, чтобы сделать ее более заметной

стояния было обнаружено два типа механизмов сдвига стоячих волн. Имеется смещение внутри каждой парциальной ямы. Это отвечает приобретенной прежде интуиции: на каждую пучность приходится по барьеру с ямкой в потенциальном возмущении (рис.3). Это возмущение, действительно, трансформирует отдельные пучности, "сгребая" их у всех состояний мультиплета в одну сторону. Но на это преобразование функций накладывается *изменение амплитуд* отдельных пучностей. Для избранного состояния эти амплитуды растут в сторону желаемого сдвига, усиливая сдвиги отдельных пучностей, а для остальных состояний амплитуды растут в противоположную сторону, пересиливая более слабые парциальные сдвиги в пределах каждой пучности (рис.4).

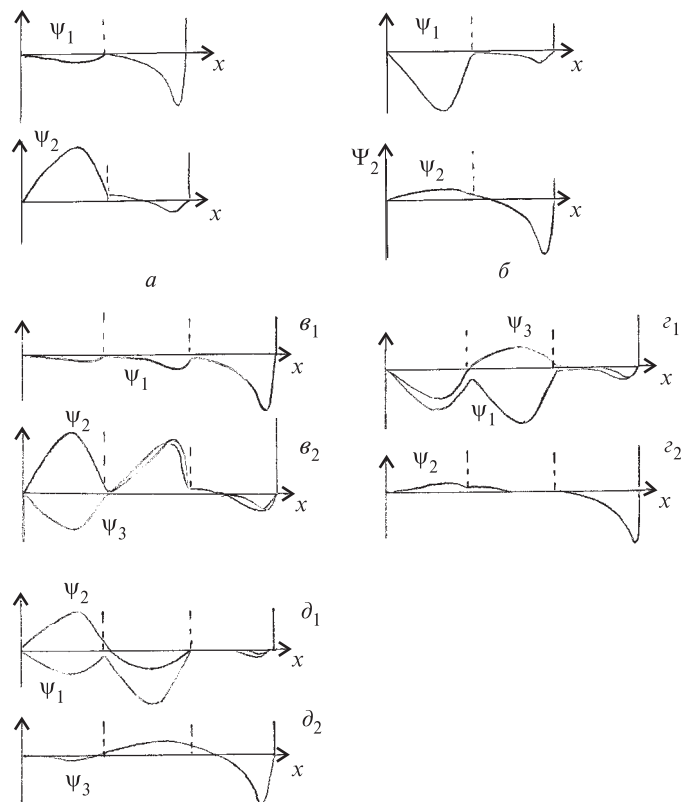


Рис. 4. Волновые функции (ненормированные), соответствующие потенциалам, показанным на рис.3 (пунктиром обозначены потенциальные перегородки): *а*) основное состояние дублета сдвинуто к правой стенке потенциала, при этом второе состояние смещено влево, *б*) второе состояние дублета сконцентрировано у правой стенки, первое состояние смещено влево; θ_1) основное состояние триплета сдвинуто вправо, при этом θ_2) второе и третье состояния триплета отклоняются влево; z_1) основное и третье состояния триплета отклоняются влево, когда z_2) второе состояние триплета сдвинуто вправо; d_1) основное и второе состояния триплета отклоняются влево, когда d_2) третье состояние триплета сдвинуто вправо. Внутри парциальных ямок волновые функции смещаются обычно вправо, но резонансная модуляция амплитуд выделяет правую ямку лишь для избранного состояния, а для остальных приводит к общему сдвигу (отклонению) в противоположном направлении

Столь разная "амплитудная модуляция" происходит из-за высокой чувствительности к малой разнице в энергии состояний мультиплета – *резонансного усиления* парциальных пучностей: для разных состояний резонансные

условия выполняются для разных парциальных частей функции в разной степени, что вызывает перераспределение интенсивности волн в них. То же самое явление обнаружено для другого предельного случая – “сгребания” состояния рассеяния в связанное.

Две ямы. В качестве начальной точно решаемой модели мы выберем бесконечную прямоугольную яму шириной $2a$, разделенную на две части слабопроницаемым $V\delta(x-a)$ -барьером. Значения $V = -2 \operatorname{ctg}(a)$ и $a = \pi - 0,1$ выбраны так, чтобы второе состояние имело узел в точке расположения δ -барьера и чтобы волновая функция была там непрерывна (см. рис.2). Волновые функции двух самых нижних, почти полностью вырожденных связанных состояний имеют вид

$$\overset{\circ}{\varphi}_1^l = -\sin(x); \quad \overset{\circ}{\varphi}_1^r(x) = -\sin(2a-x); \quad (1)$$

$$\overset{\circ}{\varphi}_2(x) = \frac{a}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right), \quad (2)$$

функции в левой и правой частях полной потенциальной ямы помечены l и r соответственно, а в другую часть ямы продолжают (анти)симметрично, см. рис.2,а. Они нормированы так, чтобы производная функции $\overset{\circ}{\varphi}_{1,2}^r(x)$ в точке $x = 2a$ была равна 1 (специальный вид “регулярных” решений). Производная в этой точке для ν -го связанного состояния $\overset{\circ}{\Psi} - \nu(x)$ со стандартной нормировкой может быть выбрана в качестве спектрального весового множителя.

На рис.3,а показаны преобразования потенциала, сдвигающие основное или более высокое состояние вправо. Они подобны, но эффект их действия на чуть различающиеся по энергии два низших состояния (рис.4,а,б) различен, хотя имеются некоторые общие особенности. Все стоячие волны внутри отдельной (левой или правой) ямы перемещаются вправо в соответствии с нашими обычными, выработанными ранее представлениями, но различная амплитудная модуляция пучностей стоячих волн обеспечивает общий сдвиг обоих состояний в противоположных направлениях. Это получается из-за влияния эффекта интерференции многократно отраженных волн (резонансная чувствительность к возмущению): в одной части ямы это вмешательство конструктивно и приводит к усилению волны, а в другой – деструктивно и ведет к ее ослаблению.

Три ямы. Рассмотрим случай исходной бесконечной прямоугольной ямы шириной $3a$ с двумя слабопроницаемыми барьерами-перегородками $V\delta(x-a)$ и $V\delta(x-2a)$, приводящими к сближению (почти вырождению) трех самых низких связанных состояний, см. рис.2,б.

Значения V и $a = \pi - 0,1$ выбраны так, чтобы третье состояние имело узлы на δ -барьерах, и волновая функция в этих точках была бы непрерывна (излом функции δ -барьером пропорционален величине функции в точке барьера и исчезает, если барьер расположен в узле функции).

Есть интересная особенность невозмущенной функции второго состояния $\overset{\circ}{\varphi}_2(x)$. К ней предъявляются, казалось бы, противоречивые требования: с одной стороны, эта функция должна иметь узел в середине ямы ($x = 3a/2$), но как член мультиплета квазивырожденных состояний она должна быть приближенно пропорциональна внутри отдельной средней ямы основному и третьему состоянию, которые имеют здесь не узлы, а пучности. Единственный способ заставить функцию $\overset{\circ}{\varphi}_2(x)$ удовлетворять обоим требованиям – это сделать ее малой в центральной яме, что приближенно можно интерпретировать как "пропорциональность с фактором, близким к нулю", функциям соседних состояний $\overset{\circ}{\varphi}_{1,3}(x)$, см. рис.2,б₂.

Преобразованные потенциалы и волновые функции определяются теми же самыми формулами, что и в случае с двумя ямами [14]. На рис.3,б показаны изменения прямоугольного потенциала, разделенного на три части двумя δ -барьерами, когда увеличивается только один из СВМ. Соответствующие преобразованные волновые функции показаны на рис.4,б,в,г,д.

Сравнение результатов для трех- и двухъямной систем подтверждает высказанные выше выводы.

Понятие о влиянии резонансного механизма на локализацию волн, с которым мы здесь встретились, должно быть полезным и для объяснения трансформаций состояний континуума, к рассмотрению которых мы переходим.

Преобразование состояний рассеяния в связанные состояния, погруженные в непрерывный спектр (ССНС). Такие ССНС рассматривались нами еще в [6, 8, 12]. Но теперь, на основании вышеизложенного, их появление можно объяснить как сгребание к началу координат функции в одной из точек непрерывного спектра $E = E_b$ (индекс b отвечает создаваемому связанному состоянию) [13]. Можно также дать интерпретацию происходящего с соседними состояниями континуума, см. пример на рис.5,а, где показана волновая функция для состояния рассеяния с энергией, близкой к E_b . Если для ССНС каждой пучности волновой функции отвечает блок ямка-барьер, то для соседних состояний узлы функции не только не будут в точности совпадать с концами блоков (ослабление сгребания), но на отдельных участках будет сильное расфазирование и там может происходить (локальное) сгребание волн в противоположном направлении, что приводит к биениям, заметным на рис.5,а. Имеется также конкуренция тенденций сгребания и модуляции амплитуд колебаний стоячих волн за счет конструктивной или деструктивной интерференции волн на разных участках оси x . Сами ССНС можно рассматривать как частный случай такой картины, где волна сгребается к началу координат со *всей* оси, имеется лишь *одна* пучность биения.

Сближение двух уровней ССНС приводит к расщеплению ССНС на две группы волн. Одна остается вблизи начала координат. Другая удаляется от нее (в пределе уходит на бесконечность), см. рис.5,б, что напоминает разрыв

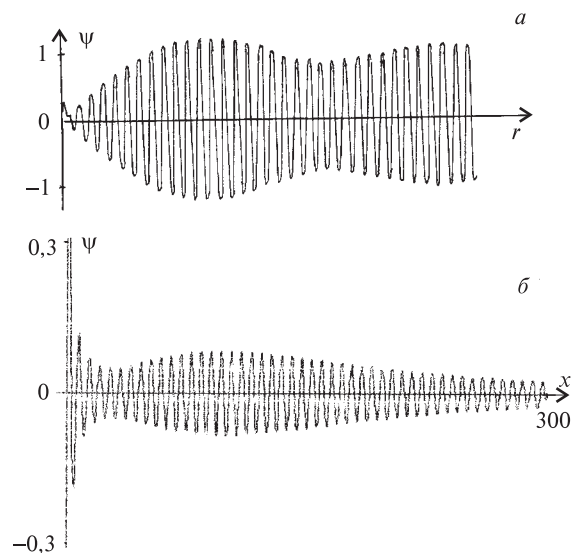


Рис. 5. а) Биения в волновой функции состояния рассеяния, близкого к связанному состоянию, погруженному в континуум (ССНС). Биения объясняются локальным периодическим рассогласованием фаз колебаний потенциала и функции (в отличие от ССНС). Сгребание влево происходит лишь на отдельных участках, а на соседних – даже в обратную сторону, что приводит к локальным усилениям амплитуды стоячей волны. На больших расстояниях биения ослабевают и функция выходит на невозмущенный режим колебаний без фазового сдвига (узлы функции при преобразовании не сдвигаются). б) "Разрыв" на две части волновой функции ССНС при сближении уровней энергий двух ССНС

обычных связанных состояний при их вырождении [17]. У потенциала же при этом заметны биения из-за "сложения" колебаний с близкими частотами (амплитуды спадают $\sim 1/x$).

Расщепление дублета. Эффект разрыва и *пространственного расталкивания* состояний при сближении соответствующих уровней энергии был открыт в [17]. Рассмотрим теперь обратный процесс удаления друг от друга близких уровней мультиплета. На рис.6 показаны изменения плоского дна прямоугольной потенциальной ямы со слабопроницаемой перегородкой посередине при опускании уровня основного состояния нижнего дублета и при сдвиге вверх уровня второго состояния. При этом остальные уровни остаются на месте. Оба возмущения $\Delta V_{1,2}(x)$ составлены из блоков (барьер-ямка, ямка-барьер), *сдвигающих* пучности волновых функций друг к другу.

Инверсия исходного потенциала при преобразовании SUSYQ (Дарбу). Замечательная суть SUSYQ состоит в том, что, факторизуя исходный гамиль-

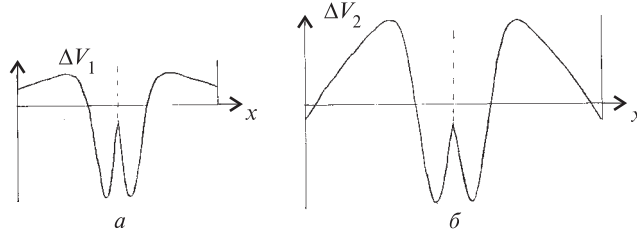


Рис. 6. Изменение дна прямоугольной потенциальной ямы со слабопроницаемой перегородкой в центре при расщеплении нижнего дублета E_1, E_2 связанных состояний: а) добавка к потенциалу, сдвигающая основное состояние E_1 вниз; б) возмущение потенциала, сдвигающее уровень второго состояния E_2 вверх

тониан H – дифференциальный оператор второго порядка – на дифференциальные операторы первого порядка A^+ , A^- , а потом переставляя $A^\pm$ местами, мы получаем, что потенциалы и волновые функции нового гамильтониана *очень просто* выражаются через V, ψ исходной системы [20,24,25,27,29].

Инверсия отдельных δ -потенциалов. Рассмотрим преобразование $\delta(x)$ -потенциала $V_0(x) = v_0\delta(x)$ при порождении связанного состояния с сохранением отражательных свойств системы. Мы применяем преобразование SUSYQ (Дарбу), которое **сохраняет** спектральную структуру, за исключением одного уровня связанного состояния, добавляемого или удаляемого из спектра системы при данном преобразовании [18,21,23]. Запишем исходный гамильтониан в факторизованном виде

$$H_- = \frac{d^2}{dx^2} + V_0(x) = A^+ A^- + \mathcal{E}, \quad \mathcal{E} < 0, \quad (3)$$

где $\mathcal{E}$ есть так называемая энергия факторизации, A^- имеет вид

$$A^- = -\frac{d}{dx} + W(x), \quad (4)$$

A^+ – его эрмитово сопряжение. $W(x)$ может быть получено из уравнения

$$A^- \psi^- = \left[-\frac{d}{dx} + W(x) \right] \psi^- = 0. \quad (5)$$

Здесь ψ^- является решением уравнения Шредингера для гамильтониана H при энергии $\mathcal{E}$ и

$$A^- = -\frac{d}{dx} + \frac{d}{dx} \ln \psi^-. \quad (6)$$

Для SUSYQ-партнера $H_1 \equiv A^- A^+ + \mathcal{E}$ имеем следующее выражение (это и есть собственно преобразование Дарбу):

$$H_1 = -\frac{d^2}{dx^2} + V_0 - 2\frac{d^2}{dx^2} \ln \psi^-. \quad (7)$$

Пусть ψ_E^- является собственной функцией H при энергии E . Тогда $\psi_E^+ \equiv A^- \psi_E^-$ есть решение уравнения Шредингера с H_1 при той же энергии:

$$H_1(A^- \psi_E^-) = A^- A^+(A^- \psi_E^-) + \mathcal{E}(A^- \psi_E^-) = A^- H \psi_E^- = E A^- \psi_E^-. \quad (8)$$

При энергии факторизации $\mathcal{E}$ функция ψ^+ получается путем решения дифференциального уравнения первого порядка

$$A^+ \psi^+ = \left[\frac{d}{dx} + \frac{d}{dx} \ln \psi^- \right] \psi^+ = 0, \quad (9)$$

что дает

$$\psi^+ = \frac{1}{\psi^-}. \quad (10)$$

Само решение $\psi^-(x)$ можно строить в виде произвольной комбинации линейно независимых решений исходного уравнения Шредингера $\psi_1^-(x)$ и $\psi_2^-(x)$ при энергии факторизации $\mathcal{E}$:

$$\psi^-(x) = \psi_1^-(x) + c\psi_2^-(x). \quad (11)$$

В частности, $\psi^-(x)$ можно выбрать безузловой и растущей асимптотически. Тогда $\psi^+(x)$ в силу (10) будет нормируемым (асимптотически затухающим) решением нового уравнения Шредингера, что означает порождение нового связанного состояния.

Из выражения для преобразованного потенциала можно явно увидеть эффект инверсии потенциального пика (ямы). Действительно,

$$\begin{aligned} V_1(x) &= V_0(x) - 2\frac{d^2}{dx^2} \ln \psi^-(x) = \\ &= -V_0(x) + 2\mathcal{E} + 2\left\{ \frac{[\psi^-(x)]'}{\psi^-(x)} \right\}^2, \end{aligned} \quad (12)$$

где мы воспользовались выражением для $[\psi^-(x)]''$, вытекающим непосредственно из уравнения Шредингера. Заметим, что член V_0 появляется в последнем равенстве со знаком минус. В нашем случае V_0 является δ -функцией, и поэтому остальные (конечные при всех x) члены не могут скомпенсировать переворот δ -барьера (ямы):

$$V_1(x) = -v_0\delta(x) + 2\mathcal{E} + 2\left\{ \frac{[\psi^-(x)]'}{\psi^-(x)} \right\}^2. \quad (13)$$

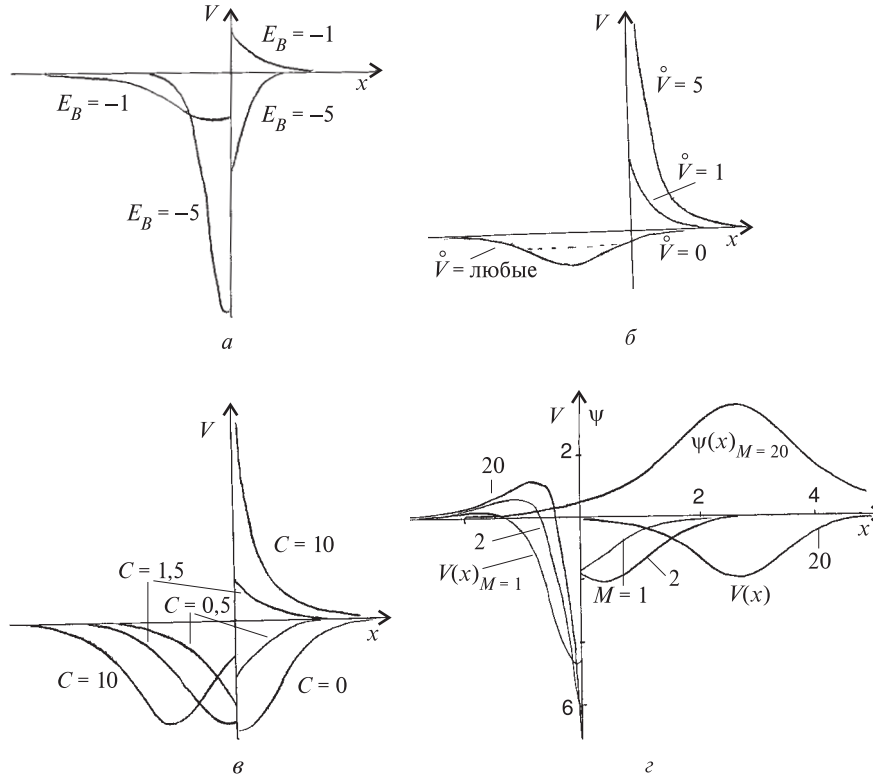


Рис. 7. Трансформация исходного δ -образного потенциального пика при порождении связанного состояния в зависимости от а) энергии связи порождаемого состояния, б) силы потенциального барьера $\bar{V}$ и в) спектрального параметра c , определяющего положение связанного состояния в пространстве. г) Потенциалы при двойном преобразовании SUSYQ без инверсии (порождение связанного состояния и сдвиг в пространстве)

Следует подчеркнуть, что формула (12) верна и в случае любого одномерного потенциала. Однако изменение знака может скрываться на фоне дополнительных членов.

Указанное преобразование не меняет модуля коэффициента отражения и прохождения. Действительно, пусть $\psi_E^-(x)$ есть решение исходного уравнения Шредингера при энергии E , удовлетворяющее асимптотическому условию

$$\psi_E^-(x) \sim \exp(-ikx) + r(k) \exp(ikx), \quad x \rightarrow \infty.$$

Тогда, согласно (6), (8), получаем выражение для асимптотики возмущенного

решения

$$\psi_E^+(x) = [\psi_E^-(x)]' + [\psi_\varepsilon^-(x)]' \psi_E^-(x) / \psi_\varepsilon^-(x),$$

где

$$\psi_\varepsilon^-(x) \sim \exp(\kappa x), \quad x \rightarrow \infty$$

и

$$\psi_E^-(x) \sim \exp(ikx) + \frac{\kappa - ik}{\kappa + ik} r(k) \exp(ikx), \quad x \rightarrow \infty.$$

Здесь решение нормировано на единичную амплитуду падающей волны. Таким образом, коэффициент отражения $r(k)$ остается неизменным по модулю, меняется только его фаза.

На рис.7 показано, как исходный δ -пик, помимо инверсии (переворота в δ -яму), дополняется потенциальными возмущениями при порождении связанного состояния в зависимости от энергии связи порождаемого состояния, силы потенциального барьера $\tilde{V}$ и спектрального параметра s , определяющего положение связанного состояния в пространстве. Показан также потенциал при двойном преобразовании SUSY, когда в результате двух инверсий δ -пик возвращается в свое исходное состояние (рис.7,з).

Прозрачные возмущения периодических потенциалов. Обратная задача для периодических потенциалов рассматривалась в прошлом разными авторами, см. ссылки в [8]. Для периодических потенциалов характерен полосатый спектр с зонами проводимости (разрешенными зонами), по которым распространяются блоховские волны. Решения в запрещенных зонах-лакунах экспоненциально растут ("разбалтываются"). Создадим связанное состояние в нижней запрещенной зоне периодического потенциала, сохраняя зонную структуру. Однако чисто солитонобразные потенциальные возмущения не могут в этом случае быть прозрачными, как это отмечалось выше, так как возникает локальное опускание нижних границ запрещенных зон в разрешенные зоны. Такие прогибы действуют как эффективные потенциальные барьеры, "сवेशивающиеся сверху" и дающие сильное отражение [8].

Рассмотрим два случая исходных периодических потенциалов [15]: так называемую гребенку Дирака – сумму периодически расположенных δ -барьеров (или ям)

$$V_0(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} v_0 \delta(x - na) \quad (14)$$

и периодический потенциал вида

$$V_0(x) = v_n \cos(\pi x)^{2n}, \quad (15)$$

где n есть целое число, а величина v_n выбрана для нормировки потенциала таким образом, чтобы в пределе $n \rightarrow \infty$ этот потенциал переходил в гребенку Дирака с $v_0 = 1$.

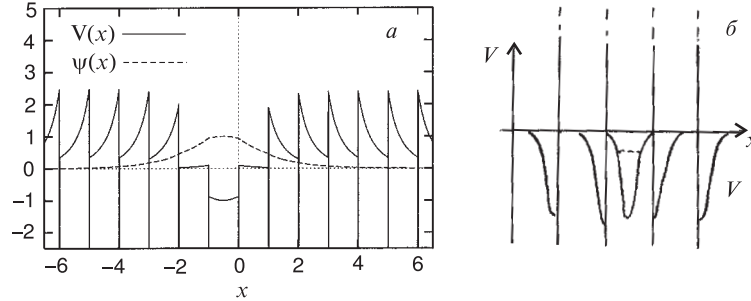


Рис. 8. Трансформация с использованием SUSY-преобразования: а) гребенки Дирака при порождении связанного состояния в нижней запрещенной зоне, сопровождающаяся инверсией δ -пигов и появлением компенсирующих конечных потенциальных пиков для сохранения спектральных параметров системы; б) периодических δ -ям, превращающихся в гребенку Дирака и компенсирующих потенциальные ямки конечной глубины

Для порождения связанного состояния в нижней запрещенной зоне периодического потенциала применим преобразование Дарбу (SUSYQ), не нарушающее характеристик остального спектра. Действительно, если энергия E принадлежит разрешенной зоне, т.е. ψ_E^- не растет на асимптотике экспоненциально, то не будет расходиться и новое решение $A^-\psi_E^-$, так как функция $W(x)$, стоящая в операторе A^- , конечна при больших $|x|$. Другими словами, преобразование Дарбу не смещает границы энергетических лакун, хотя преобразованный потенциал уже не является периодическим.

На рис.8,а показаны эффекты преобразования SUSYQ, порождающего связанное состояние в нижней запрещенной зоне для гребенки Дирака, состоящей из потенциальных δ -барьеров (пигов). Сила потенциала взята $v_0 = 1$ и энергия связанного состояния выбрана $\mathcal{E} = -1$ в (безразмерных единицах).

Здесь " δ -барьеры" переходят в " δ -ямы". Острые конечные пики в потенциале появляются, чтобы поднять на прежние места спектральные полосы, опускающиеся при инверсии гребенки. Ямка между средними пиками обеспечивает появление связанного состояния.

Преобразование периодических δ -ям с $v_0 = -0,5$ показано на рис.8,б при выборе энергии связанного состояния $\mathcal{E} = -1$. Появляющиеся конечные потенциальные ямки опускают зоны, поднятые вверх при перевороте δ -ям, на их прежние места, а средняя ямка обеспечивает появление заданного связанного состояния.

На рис.9 показан случай периодических потенциалов, задаваемых формулой (15) с разными значениями n . На рис.9,а показана трансформация исходного потенциала с $n = 1$ и $\mathcal{E} = -1$. Здесь также происходит пере-

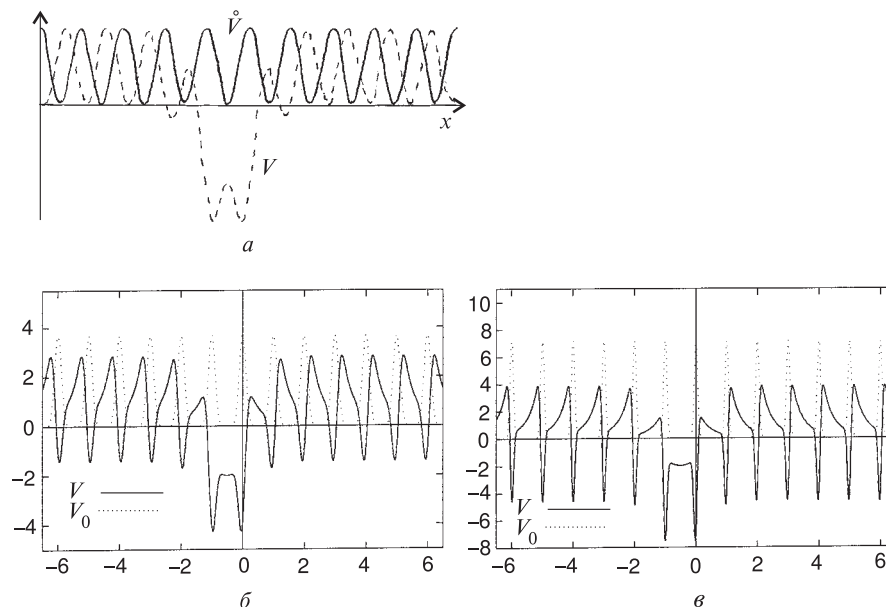


Рис. 9. Трансформация гладкого периодического потенциала (15), происходящая при порождении связанного состояния в нижней запрещенной зоне в зависимости от параметра, приближающего его к гребенке Дирака: а) $n = 1$; б) $n = 8$; в) $n = 32$. Волновые функции соответствующих связанных состояний обозначены штриховой линией

ворот потенциала, хотя это не столь четко видно (сдвиг по "фазе" исходного периодического потенциала). На рис.9,б,в представлены результаты с $n = 8$, $n = 32$. Рост величины n приближает потенциал к гребенке Дирака (ср. с рис.8,а).

На рис.7–9 можно заметить элементы трансформации потенциала ΔV , сгребавшие к центру нижние состояния (как на рис.6) при отщеплении уровня связанного состояния от непрерывного спектра. Это тенденция, противоположная разрыву и расталкиванию отдельных частей состояний при сближении уровней [17], см. также рис.5,б.

Отметим попутно, что связанные состояния под каждой из разрешенных зон могут порождаться и в подходе обычной прямой задачи при произвольно малом притягивающем возмущении потенциала, как это имеет место в случае свободного движения на всей оси. По аналогии можно ожидать, что связанное состояние может возникнуть **над** каждой разрешенной зоной при сколь угодно малой отталкивающей добавке к потенциалу и тем самым создающей "перевернутые потенциальные ямки", вдавленные внутрь запрещенных зон.

До сих пор мы изменяли лишь отдельные спектральные параметры. Но оказывается, что при вариации отдельных "нефизических" спектральных характеристик можно изменять бесконечное (!) число физических параметров в рамках точно (!) решаемых моделей обратной задачи и SUSYQ, что обогащает арсенал алгоритмов квантового проектирования (дизайна).

Новые степени свободы спектрального управления физическими системами (изменение "нефизических" спектральных параметров). Данному оператору Шредингера отвечают определенные граничные условия. Эти условия можно накладывать в соответствии с физическими требованиями. Но имеется еще бесчисленное множество ("математических") способов задания поведения решений на концах (или асимптотиках) области движения волн. И в каждом таком случае имеется свой набор спектральных параметров, однозначно фиксирующих форму потенциала $V(x)$. Вариация отдельных "математических" параметров приводит к изменению потенциала, которого, как правило, можно добиться только путем изменения бесконечного числа параметров физических. По теореме о двух спектрах* (например, одного физического и одного нефизического, см. [6] и ссылки там) два набора собственных значений без весовых факторов тоже фиксируют вид $V(x)$. При этом изменение одного собственного значения в двух наборах при фиксированном положении остальных (что описывается точными моделями [31]) приводит к изменению всех (!) весовых факторов (в такой постановке задачи они не фиксированы). Порождение нефизических состояний возможно и с помощью преобразований SUSYQ (Дарбу) [18, 32]. Таким образом, резко расширяется класс точно решаемых квантовых моделей, представляющих большую ценность благодаря удобству пользования ими.

Интересным примером может служить случай симметричных преобразований осцилляторного потенциала $V(x)$, когда уровни связанных состояний на всей оси x (один спектр) одновременно представляют собой **два** спектра задачи на полуоси. Состояния, волновые функции которых не обращаются в нуль в центре ямы, являются нефизическими состояниями для половины потенциала (на полуоси).

Рождение ненормируемых состояний. Рассмотрим рождение нефизических "уровней" в случае исходных δ -барьера (или ямы) $V\delta(x)$, расположенного в точке $x = 0$:

$$-\psi''(x) + V\delta(x)\psi(x) = E\psi(x). \quad (16)$$

*Теорема была доказана Г.Боргом для конечного отрезка, ее обобщили на бесконечные интервалы авторы работы [30]. Интересно было бы установить, возможно ли обобщить ее на случай, когда нефизические состояния ненормируемы и имеют экспоненциальный рост на больших расстояниях.

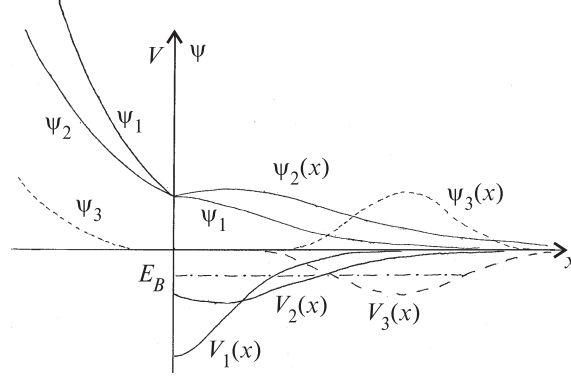


Рис. 10. Деформация δ -образной потенциальной ямы: $-V\delta(x) \rightarrow V\delta(x) + V_1(x) \rightarrow V\delta(x) + V_2(x) \rightarrow V\delta(x) + V_3(x)$ при рождении ненормируемого (нефизического) состояния с $E = \mathcal{E}$ все ближе к единственному связанному состоянию с $E = E_b$. Однородные граничные условия для нефизического состояния выбраны на обеих асимптотиках так, чтобы это решение было чисто спадающим вправо как $\exp(-\kappa_1 x)$ (коэффициенты при $\exp(\kappa_1 x)$ выбраны равными нулю). Чем ближе E к E_b , тем дальше *вправо* удаляется яма, в которой в основном локализуется связанное состояние. Эта *яма-переносчик* связанного состояния постепенно приобретает солитоноподобный вид при сближении $E = \mathcal{E}$ с E_b и затем практически не меняется. При этом в яме все более похожими становятся справа физическое $\psi_b(x)$ и нефизическое $\psi_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3}(x)$ состояния (слева $\psi_{1,2,3}(x)$ отклоняется от $\psi_b(x)$, экспоненциально возрастая). При таких SUSYQ-преобразованиях остаются неизменными коэффициенты отражения (прохождения) для состояний непрерывного спектра (ср. с результатами [8], где мы впервые продемонстрировали *инверсию знака исходных δ -ям и пиков* при SUSYQ-преобразовании)

Выберем энергию ниже физического спектра $E = \mathcal{E}$ как "энергию факторизации" гамильтониана (3) на более простые операторы первого порядка A^+ , A^- (5), (9), где

$$\begin{aligned} \psi(x \leq 0) &= \exp(\kappa_1 x), \\ \psi(x \geq 0) &= b_1 \exp(-\kappa_1 x) + c_1 \exp(\kappa_1 x), \\ \kappa_1 &= \sqrt{-\mathcal{E}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Будем интерпретировать преобразование SUSYQ (см. детали формализма в [18]) как порождение нефизического состояния с $E_{\text{нф}} = \mathcal{E}$:

$$\psi_{\text{нф}}(\mathcal{E}, x) = \frac{1}{\psi(\mathcal{E}, x)}; \quad (18)$$

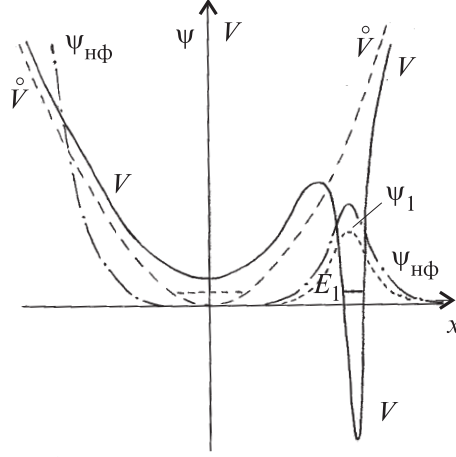


Рис. 11. Деформация осцилляторной потенциальной ямы при рождении нефизического состояния с $E = E_{\text{нф}}$ под основным связанным состоянием с $E = E_1$. Нефизическое состояние выбрано спадающим справа. Этот рисунок дополняет приведенный в [18]. В нашем случае более отчетливо видно, что чем ближе $E_{\text{нф}}$ к E_1 , тем более становятся похожими основное $\psi_1(x)$ и нефизическое $\psi_{\text{нф}}(x)$ состояния справа, удаляясь при этом вправо в типичной потенциальной ямке-переносчике (слева $\psi_{\text{нф}}(x)$ отклоняется от $\psi_1(x)$, экспоненциально возрастая). Остальные уровни как физического, так и нефизического спектра остаются на месте (на энергетической шкале) и относительно мало сдвигаются по оси

то есть

$$\begin{aligned} \psi_{\text{нф}}(x \leq 0) &= \exp(-\kappa_1(x)); \\ \psi_{\text{нф}}(x \geq 0) &= \frac{1}{b_1 \exp(-\kappa_1 x) + c_1 \exp(\kappa_1 x)}, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$b_1 = \frac{v_0}{2\kappa_1}; \quad c_1 = 1 - \frac{v_0}{1\kappa_1}. \quad (20)$$

Потенциал в преобразованном гамильтониане (12) показан на рис.10 (обратите внимание на инверсию знака исходного дельта-потенциала).

Чем ближе по энергии нефизическое состояние к физическому, тем более похожи друг на друга соответствующие волновые функции как решения одного и того же уравнения Шредингера (с одним и тем же потенциалом) и с одинаковыми граничными условиями с одной стороны при почти одной и той же энергии. Физическое состояние вместе с близкой к нему частью нефизической функции удаляются специальной вспомогательной потенциальной

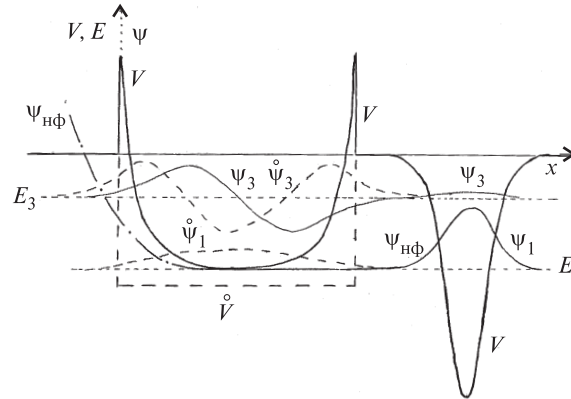


Рис. 12. Деформация прямоугольной потенциальной ямы конечной глубины при рождении нефизического состояния с $E = E_{\text{нф}}$ под основным связанным состоянием с $E = E_1$. Нефизическое состояние, как и в предыдущих примерах, выбрано спадающим справа

ямкой-переносчиком в сторону от области основной локализации исходного физического состояния.

Поведение формы потенциала при приближении значения энергии порождаемого нефизического состояния к физическому напоминает явление "аннигиляции" [32] при вырождении двух физических состояний*. В пределе $\mathcal{E} \rightarrow E_b$ физическое состояние уносится на бесконечность (как бы эффективно исчезает из спектра потенциала, оставшегося на месте исходной δ -ямы).

На рис.11 показана трансформация осцилляторной ямы при порождении нефизического состояния под основным физическим состоянием $E_{\text{нф}} \rightarrow E_1$. Впервые небольшие трансформации такого типа были показаны в работе Сукумара [18], но там не говорилось об интерпретации полученной картины как порождении нефизического состояния и не было так отчетливо видно удаление общей части нефизического и физического состояний как угодно далеко в сторону при сближении $E_{\text{нф}} \rightarrow E_1$.

Аналогичная картина получается и для исходной конечной прямоугольной ямы глубиной $\bar{V}$ (см. рис.12). Из приведенных рисунков следует, что при рассмотренных преобразованиях в пределе исходная симметричная яма сжимается, дно ее приподнимается без нарушения симметрии (если не учитывать потенциал-переносчик, сдвигающий связанное состояние). Правда, еще

*Этого не происходит при сближении двух нефизических состояний с одинаковыми граничными условиями (возможно, оттого, что нет ортогональности таких состояний).

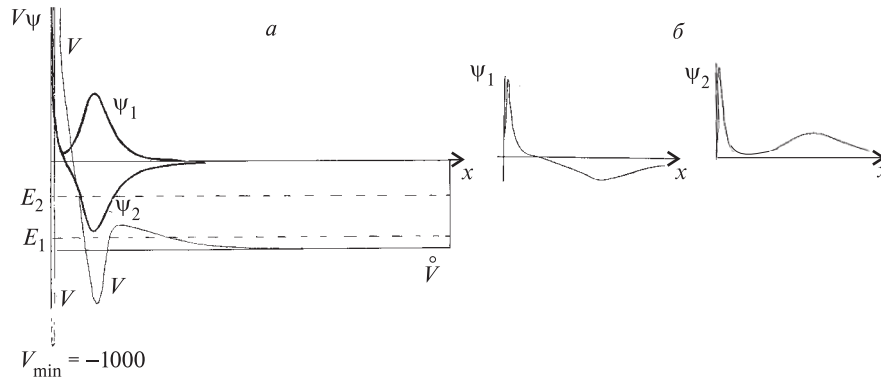


Рис. 13. а) Сгребание двух связанных состояний с E_1 , E_2 исходной прямоугольной ямы при одновременном увеличении их СВМ. В узкой и глубокой яме, образовавшейся в начале координат за высоким узким барьером в потенциале V , связанным состояниям Ψ_1 , Ψ_2 становится тесно, и они расщепляются, как при вырождении [17] (эффективное вырождение, хотя в данном случае уровни не сближались). В окрестности $x = 0$ остаются пучности одинакового знака, а подобные пучности разного знака вытесняются за барьер. б) Сгребание двух ССНС при $E_1 = 1$, $E_2 = 4$ при увеличении СВМ до $c_1 = c_2 = 1000$

предстоит ясно сформулировать качественные правила изменения при этом спектральных весовых факторов всех физических состояний в зависимости от энергии.

Что мешает двум связанным состояниям сконцентрироваться в узкой пространственной области. При сгребании в начало координат двух состояний прямоугольной ямы обнаруживаются рудименты эффекта аннигиляции (расталкивания) состояний при вырождении [17]. Уровни исходной достаточно широкой ямы, хотя и остаются на месте (не сближаются), но в узкой яме, отделенной от остального пространства сгребющим барьером, им становится как бы тесно. В суженной яме им полагалось бы располагаться дальше друг от друга по энергии. Это приводит к "разрыву" сближаемых состояний на две части, как при эффективном вырождении (см. рис.13,а). Поэтому слева в узкой яме вблизи $x = 0$ остается лишь часть функций, а остальная вытесняется во внешнюю область. Части разорванных функций, как и при аннигиляции [17], сближаются по форме (с точностью до знака).

Аналогичная картина получается и для двух ССНС, прижимаемых к началу координат $x = 0$ (см. рис.13,б). Сравнивая рис.5,б и 13,б, видим общее – разрыв состояний дублета (в первом случае – при сближении состояний по энергии, во втором – при впрессовывании их в начало координат). Разница в том, что на рис.5,а спектральные весовые векторы (СВВ) на несколько порядков меньше, и картина более размытая по $x = 0$ (фрагменты, на которые

разрываются состояния, содержат очень много пучностей, в то время как на рис.13,б в каждом фрагменте по одной пучности волновой функции).

МНОГОКАНАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Многоканальные уравнения являются мощным и универсальным средством описания сложных квантовых объектов. Системы таких уравнений составляют основу единой теории квантовых реакций Фешбаха и ее обобщения на процессы с перераспределением частиц [33, 34], что делает ее более единой*.

Многоканальная система связанных одномерных уравнений Шредингера имеет вид

$$-\psi_i''(x) + \sum_j V_{ij}(x)\psi_j(x) = E_i\psi_i(x), \quad (21)$$

где, в отличие от *скалярного* одноканального случая, $\psi_j(x)$ являются компонентами *векторной* волновой функции, вместо потенциала $V(x)$ имеется *матрица* взаимодействия $V_{ij}(x)$, а компоненты $E_i = E - \epsilon_i$ энергетического вектора различаются пороговыми энергиями ϵ_i . Вместо скалярных спектральных весовых множителей (СВМ) c_λ здесь рычагами управления являются спектральные весовые векторы (СВВ) с компонентами $c_{\lambda,i} = \psi_i'(x=0)$, что обогащает возможности преобразования квантовых систем.

Естественно, что сильная связь каналов позволяет волнам легко переходить из канала в канал, подобно перетеканию жидкости в сообщающихся сосудах.

В одноканальном случае с увеличением СВМ соответствующая стоячая волна связанного состояния концентрируется вблизи начала координат и в пределе впрессовывается в точку начала координат, прижатая бесконечным барьером [8]. Было обнаружено [16], что для многих каналов в пределе $|c_i| \rightarrow \infty$ для i -й парциальной волны все компоненты $\psi_{k \neq i, \lambda}(x)$ (а не только i -я) полностью "перекачиваются" в избранный i -й канал, где они впрессовываются в точку начала координат (см. рис.14). Так что при этом происходит "сгребание" волн не только в конфигурационном пространстве, как в одноканальном случае, но и в дискретном пространстве канальной переменной i . Рисунок 14 демонстрирует это истинно многоканальное явление на примере двух связанных каналов на ограниченном отрезке в x -пространстве между непроницаемыми потенциальными стенками.

*Правда, поистине единой теория стала бы при дополнении ее формализмом многоканальной обратной задачи, находящимся в стадии развития [35].

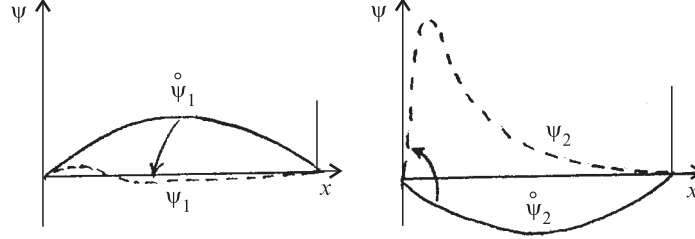


Рис. 14. Увеличение компоненты c_2 СВВ второго канала при неизменной c_1 и других спектральных параметрах: "выкачивание" волн из первого канала во второй в двухканальной системе при сгребании парциальной волны второго канала к началу координат. Элементы исходной матрицы взаимодействия – прямоугольные ямы

Точные формулы, которые мы используем здесь и далее даны в [9, 16, 35]. Например, при порождении одного связанного состояния они имеют вид

$$\psi_i(x, E) = \frac{\sum_j c_j \mathring{\Phi}_{ij}(x, E)}{1 + \sum_k \int_0^r [\sum_j c_j \mathring{\Phi}_{kj}(y, E)]^2 dy}, \quad (22)$$

$$\Phi_{ij}(x) = \frac{\mathring{\Phi}_{ij}(x, E)}{1 + \sum_k \int_0^r [\sum_j c_j \mathring{\Phi}_{kj}(y, E)]^2 dy}, \quad (23)$$

$$V_{ij}(x) = -2 \frac{d}{dx} \frac{c_i \mathring{\Phi}_{ii}(x, E) c_j \mathring{\Phi}_{jj}(x, E)}{1 + \sum_k \int_0^r [\sum_j c_j \mathring{\Phi}_{kj}(y, E)]^2 dy}, \quad (24)$$

где $\mathring{\Phi}_{ij}(x, E)$ – матрица регулярных решений уравнения Шредингера с исходной матрицей $\mathring{V}_{ij}(x)$, удовлетворяющая граничным условиям в начале координат:

$$\mathring{\Phi}_{ij}(0, E) = 0, \quad \frac{d}{dx} \mathring{\Phi}_{ij}(x=0, E) = \delta_{ij}.$$

Рычагами пространственных сдвигов отдельных состояний могут служить не только производные функций в начале координат $c_{\lambda, i} = \psi'_i(x=0)$. Так, при движении волн на полуоси $0 \leq x \leq \infty$ в подходе обратной задачи можно вместо $c_{\lambda, i}$ менять факторы $M_{\lambda, i}$ при спадающих экспонентах в асимптотическом поведении волн связанных состояний в парциальных каналах. В одноканальных задачах увеличение фактора M_λ эквивалентно уменьшению c_λ , а в пределе $c_\lambda \rightarrow 0$ или $M_\lambda \rightarrow \infty$ связанное состояние с энергией E_λ либо уносится на бесконечность в потенциальной ямке-переносчике [8], либо

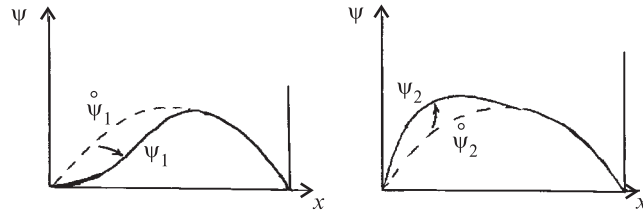


Рис. 15. Обращение в нуль производной волновой функции первого канала в начале координат, где $\psi_1(0) = 0$, не приводит к тождественному исчезновению $\psi_1(x)$, как в одноканальном случае. Функция лишь частично переходит во второй канал, откуда возвращается при $x > 0$

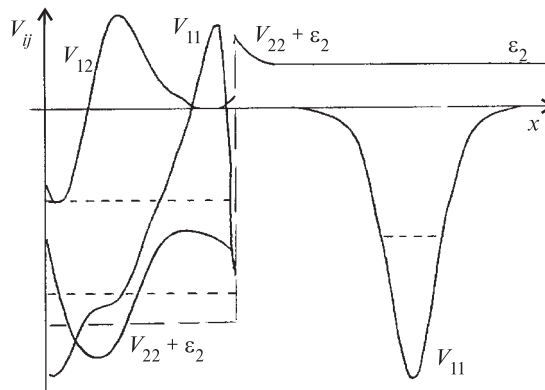


Рис. 16. При увеличении множителя M_1 при экспоненциально спадающем хвосте первой компоненты второго связанного состояния остальные компоненты переходят в первый канал и удаляются в солитонообразной яме $V_{11}(x)$. Элементы исходной матрицы взаимодействия – прямоугольные ямы конечной глубины (ср. со случаем увеличения всего вектора M на рис.17 для одинаковых и разных порогов)

впрессовывается в непроницаемую потенциальную стенку, ограничивающую движение волн, как в бесконечной прямоугольной яме. Многоканальной же особенностью является то, что в пределе $c_{\lambda,i} \rightarrow 0$ соответствующая парциальная волна не исчезает в канале λ (не уходит на бесконечность и не впессовывается в стенку, если таковая стоит на пути), но, используя связь каналов, частично переходит в другие каналы и частично сдвигается вблизи начала координат, а дальше может вернуться в исходный канал (см. рис.15). Теперь одновременное зануление функции и ее первой производной в одной точке не приводит к занулению ее на всем интервале движения, как в одноканальном случае, так как она может подпитываться из других каналов за

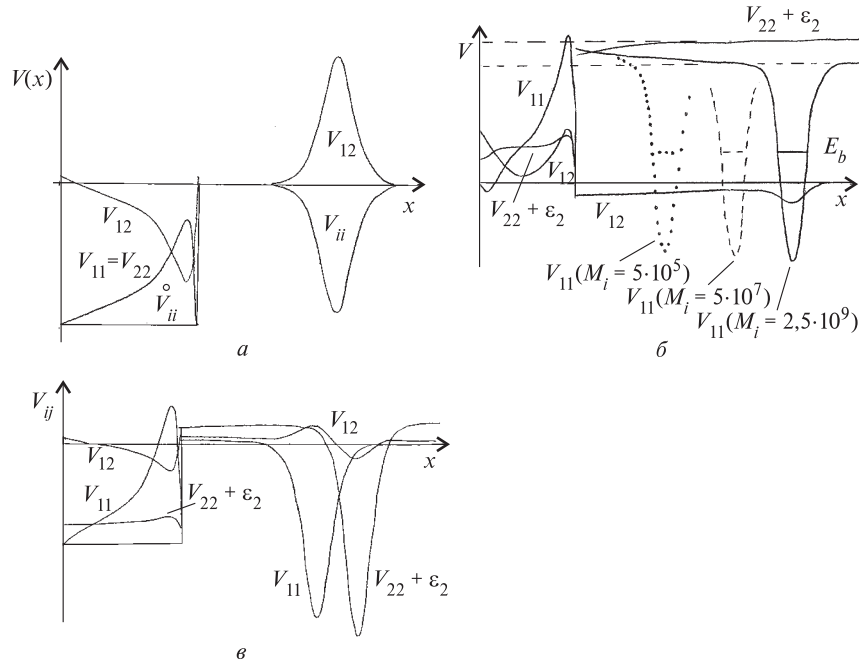


Рис. 17. Эволюция исходной прямоугольной матрицы взаимодействия при отделении одного связанного состояния от других "вытягиванием или выдавливанием" (одновременным увеличением весовых факторов асимптотических хвостов обеих компонент связанного состояния или уменьшением всех компонент его СВВ). а) При одинаковых порогах это осуществляется блоком-переносчиком матрицы взаимодействия с солитонообразными матричными элементами ($M_1 = -M_2 = 10^6$). б) При разных порогах не исчезают "тяги"-перемычки между ямами, уносящими связанное состояние, и остальной матрицей взаимодействия (нет полного разделения на два расходящихся блока). $M_1 = M_2 = 5 \cdot 10^5; 5 \cdot 10^7; 2,5 \cdot 10^9$. в) То же при одновременном уменьшении $c_1 = 1, 25 \cdot 10^{-5}, c_2 = 10^{-5}$

счет связей с ними. Если же $M_{\lambda,i} \rightarrow \infty$, то все парциальные волны данного состояния концентрируются в канале i и уносятся на бесконечность ямкой переносчиком ("ловушкой"), что эффективно эквивалентно устранению данного связанного состояния из исходной системы. Для исходного короткодействующего гамильтониана форма такого переносчика солитонообразная*, как и в одноканальном случае (см. рис.16). В одноканальном случае изменение

*Это верно, когда имеется непрерывный спектр и нужно сохранить свойства рассеяния при преобразовании связанного состояния.

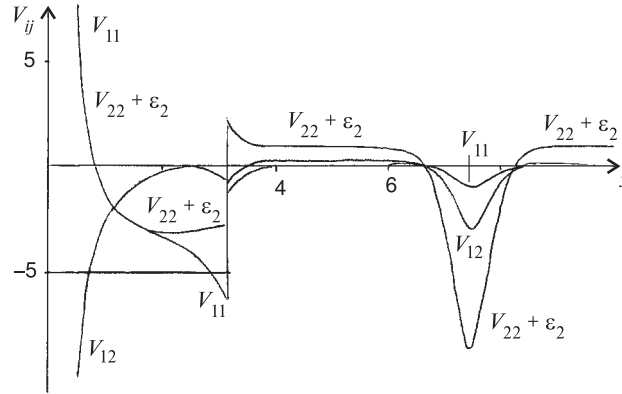


Рис. 18. Трансформация исходной прямоугольной двухканальной матрицы взаимодействия при одновременном увеличении обеих компонент СВВ (сгребании их к началу координат $c_1 = c_2 = 10^4$). В системе с разными порогами что-то заставляет матрицу $V_{ij}(x)$ испытывать "отдачу": вправо отделяется некоторый блок, в котором функция не "живет". Этот блок связан с основной частью $V_{ij}(x)$ перемиками, подобными тем, что возникали на рис.17,б,в при отделении одного многоканального состояния со всеми отличными от нуля парциальными компонентами

СВМ единственного связанного состояния с одного края интервала интегрирования (доступного движению волн) не меняет альтернативных СВМ и с другого конца для остальных связанных состояний. В многоканальном случае изменение СВВ с одного края меняет все СВВ с другого.

Мы ожидали, что если увеличивать весь весовой вектор $\mathbf{M}$, умножая его скалярно на большое число, то избранное связанное состояние будет удаляться из исходной системы в отдельном прозрачном блоке [12], являющемся многоканальным аналогом солитонобразного потенциала. Это верно в случае одинаковых порогов ϵ_i (рис.17,а). Однако в общем случае оказалось, что матрица взаимодействия при этом не распадается на две составляющие, между которыми $V_{ij}(x)$ практически исчезает и в которых жили бы пространственно разделенные избранное и все остальные связанные состояния. Пример такого разделения связанных состояний без исчезновения элементов матрицы взаимодействия в промежуточной области, как это всегда было в одноканальном случае, показан на рис.17,б. А на рис.17,в показано подобное поведение матрицы взаимодействия при одновременном уменьшении всех компонент СВВ.

Аналогичное неожиданное поведение многоканальной квантовой системы (с разными порогами ϵ_i) мы наблюдали и при умножении на большой скалярный фактор СВВ c_λ . Что-то мешает векторному связанному состоянию просто вдавиться в начало координат, как в одноканальном случае. На рис.18

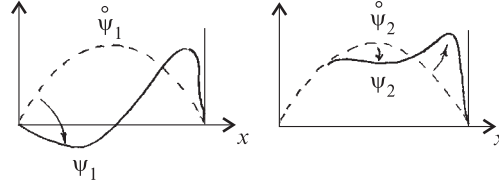


Рис. 19. Появление узлов в парциальных канальных функциях при эволюции квантовой системы, вызванной изменением знака компоненты СВВ первого канала c_1 , см. также рис.14. В одноканальном случае действует закон сохранения числа узлов при изменении СВМ

показана "отдача" матрицы взаимодействия: от нее отделяется в сторону возрастания x блок, связанный с частью $V_{ij}(x)$ относительно небольшими, но заметными перемычками (ср. с рис.17). В процессе вариации компонент СВВ могут пропадать и появляться узлы волновых канальных функций (рис.19) (в одноканальном случае узлы сохранялись при изменении СВМ).

Можно рассмотреть также трансформации многоканальных связанных состояний, погруженных в непрерывный спектр (ССНС). При увеличении только одной i -й компоненты спектрального весового вектора $c_{\lambda,i} = \psi'_i(0, E_\lambda)$ все другие канальные волновые функции $\psi_{j \neq i}(x, E_\lambda)$ также будут переходить в i -й канал. Возникло понимание возможности управлять скоростью спадания ССНС. В [6] были приведены примеры экспоненциально спадающих $V_{ij}(x)$ и $\psi_i(x)$ для ССНС ниже порога самого закрытого канала. Позднее было замечено, что в специальных случаях ССНС между порогами затухание может быть $\sim 1/x$. Объясняется это так. Матрица регулярных решений экспоненциально возрастает при больших x . Решения, отвечающие рассеянию с энергией между порогами, строятся как линейные комбинации столбцов матрицы регулярных решений с коэффициентами, обеспечивающими экспоненциальное затухание в закрытых каналах (не нарушая соотношения спектральных весовых компонент для закрытых каналов исходных физических состояний рассеяния). Оказалось, что создание ССНС с компонентами $c_{\lambda,i}$ СВВ, отвечающими тем же пропорциям (сгребание состояний рассеяния в ССНС со скалярным изменением компонент СВВ), приводит к спаданию $V_{ij}(x)$ и $\psi_{\lambda,i}(x)$ на асимптотике как $\sim 1/x$. Это связано с линейным ростом интеграла в знаменателе в формулах типа (24) из-за уходящих на бесконечность, не растущих асимптотик волн рассеяния. Любое нарушение указанных пропорций не дает сокращения экспоненциального роста в этих знаменателях. Тогда получается экспоненциальное спадание $V_{ij}(x)$ и $\psi_{\lambda,i}(x)$. Тем самым у нас имеется возможность управлять скоростью спадания потенциалов и функций, отвечающих ССНС.

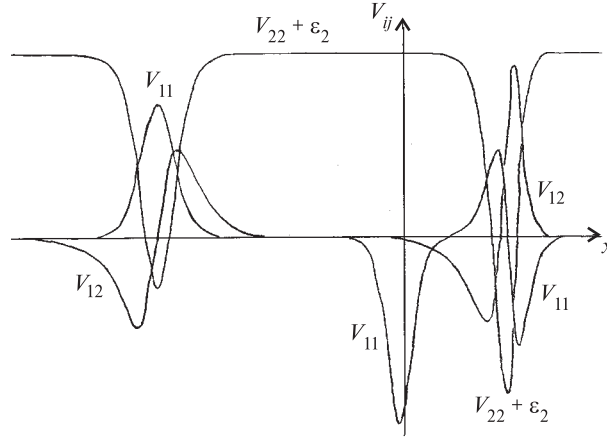


Рис. 20. Порождение двух близких ($E_1 = -0, 5$; $E_2 = -0, 5001$) связанных состояний с линейно независимыми СВВ. Исходная система отвечает свободному движению в несвязанных каналах с порогами, отличающимися на ε . Слева отделился прозрачный блок, не содержащий связанных состояний

В одноканальном случае мы открыли [17] явление эффективной "аннигиляции" (разрыва и расталкивания) связанных состояний в пределе сближения

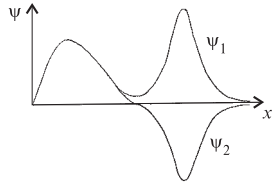


Рис. 21. Парциальные функции одного из близких по энергии связанных состояний двухканальной системы при сближении СВВ дублета, но при фиксированном положении уровней. С увеличением степени линейной зависимости СВВ расщепление состояний усиливается: правые пучности уходят все дальше вправо

соответствующих уровней энергии. В случае нескольких (M) каналов возможно сосуществование вырожденных состояний при условии их линейной независимости (или их СВВ). Расталкиваться должны лишь линейно зависимые состояния. Нас, однако, удивило, что для каналов с разными порогами в эволюции матрицы взаимодействия $V_{ij}(x)$ при сближении уровней энергии двух связанных состояний с независимыми СВВ происходит пространственное отделение некоторого блока матрицы взаимодействия, как показано на рис.20. Такой блок уходит на бесконечность в пределе вырождения, является прозрачным, что напоминает одноканальную "аннигиляцию" [16], но не уносит с собой никакого связанного состояния. Последние целиком остаются в основной части матрицы взаимодействия. Объяснение этого эффекта остается открытой проблемой. Мы еще обсудим свойства этого блока, когда покажем порождение его с помощью процедуры SUSYQ.

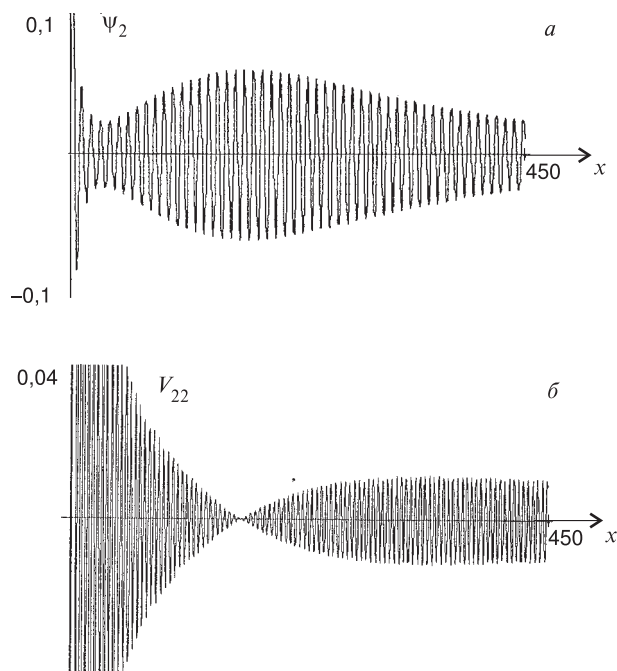


Рис. 22. Расщепление связанных состояний, погруженных в непрерывный спектр при их порождении с близкими энергиями. Символически показаны лишь отдельные компоненты волновых функций и матрицы взаимодействия (рисунок сжат по x , чтобы показать модуляцию осцилляций функций и потенциалов)

Интересно, что рудименты пространственного разрыва функций (подготовки к "аннигиляции") можно наблюдать не только при сближении уровней, но и при сближении СВВ двух близких соседних состояний с фиксированными уровнями (без их сближения) – см. рис.21, о подобном явлении мы упоминали в [8], но тогда не знали его правильного объяснения.

Как и в одноканальном случае, состояния с линейно зависими СВВ будут сопротивляться сгребанию к началу координат (концентрации в узкой пространственной области).

При сближении по энергии двух ССНС с одинаковыми СВВ происходит расщепление состояний, как показано на рис.22 (ср. с явлением эффективной "аннигиляции", открытым в одноканальном случае [17]).

Как и в одноканальном случае, вблизи (по энергии) с ССНС решения с тем же отношением компонент СВВ наблюдаются биения в канальных функциях рассеяния, но с разными частотами биений.

Сосуществование связанных состояний и рассеяния при одной и той же энергии. "Парадокс" объединения свойств-антиподов (способность взаимодействия осуществлять конфайнмент волн в связанное состояние и быть в то же время прозрачным) и его разрешение проливает дополнительный свет на фундаментальные особенности многоканальных квантовых систем.

Не следует путать с рассматриваемым случаем и хорошо изученные квазисвязанные состояния, которые имеют одновременно черты связанных состояний (длительная задержка и накопление волн в мишени) и рассеяния.

Парадокса не будет, если отделить ограниченную в пространстве область с помощью непроницаемого (бесконечного) потенциального барьера, что приведет к появлению (параллельных) спектральных ветвей: дискретной для связанных состояний внутри построенной ловушки и непрерывной для состояний рассеяния вне барьера. Это тривиальный пример связанных состояний, погруженных в континуум. Здесь нет перекрытия областей связанных состояний и рассеяния, и соответствующие волны находятся в разделенных областях и испытывают воздействие разных частей внешнего поля.

То же получается и при расщепленных каналах: спектр системы складывается из независимых спектральных ветвей отдельных каналов. Тогда связанное состояние в одном (например, закрытом) канале может сосуществовать с рассеянием в не связанном с ним другом канале при той же энергии. Это не удивительно, поскольку и здесь состояния разной природы формируются разными взаимодействиями.

Но замечательно, что и при сильной связи открытых каналов специальные комбинации независимых волн способны застревать в области взаимодействия (конфайнмент ССНС), в то время как другие волны могут без особых препятствий входить в область локализации ССНС и выходить из нее в процессе рассеяния даже без строгого разделения соответствующих волн в конфигурационном или канальном пространстве. Мы установили [38], что одна и та же матрица взаимодействия способна как полностью удерживать волну (конфайнмент), так и иметь решения, отвечающие волнам, заходящим в область взаимодействия и покидающим ее и даже быть прозрачным взаимодействием, как будет объяснено ниже. При этом соответствующие волновые функции получаются как различные линейные комбинации набора независимых решений системы уравнений. В одной комбинации межканальное влияние волн полностью подавляет рассеяние, а в других – нет.

В случае исходного свободного движения преобразованная матрица регулярных решений $\Phi(x)$ при энергии ССНС имеет вид

$$\Phi_{lp}(x) = \frac{1}{k_l} \left(\sin(k_l x) \delta_{lp} - \frac{c_l c_p \sin(2k_l x) \left(\frac{x}{2} - \frac{\sin(2k_p x)}{4k_p} \right)}{1 + c_1^2 \left(\frac{x}{2} - \frac{\sin(2k_1 x)}{4k_1} \right) + c_2^2 \left(\frac{x}{2} - \frac{\sin(2k_2 x)}{4k_2} \right)} \right), \quad (25)$$

где $k_i = \sqrt{E_i}$. В этих решениях имеются как спадающие ($\sim \frac{1}{x}$) члены,

так и другие, отвечающие свободному распространению волн на асимптотике $x \rightarrow \infty$:

$$\Phi_{lp}(x) \rightarrow \frac{1}{k_l} \sin(k_l x) \delta_{lp} - \frac{c_l c_p}{c_1^2 + c_2^2} \sin(k_l x) + O\left(\frac{1}{x}\right), \quad (26)$$

причем столбцы матрицы регулярных решений $\Phi(x)$ становятся линейно зависимыми на асимптотике и могут быть взаимно уничтожены в комбинации, отвечающей ССНС. В любой другой линейной комбинации они дают решения рассеяния.

Если построить при одной энергии столько независимых ССНС (выше всех порогов), сколько имеется каналов в системе, то рассеяния при этой энергии уже не будет (в случае M каналов может быть n связанных и $M - n$ состояний рассеяния при одной энергии). Для трех и более каналов можно построить между двумя верхними порогами связанные состояния (ССНС), экспоненциально быстро затухающие с ростом x и сосуществующие с рассеянием. Это достигается нарушением пропорции в линейной комбинации регулярных решений для исходного гамильтониана, в которой растущие компоненты волновых функций закрытых каналов взаимно сокращаются. Тогда наличие растущих экспонент в знаменателе выражений типа (27) обеспечивает короткий радиус взаимодействия и связанных состояний. Этого нельзя добиться при энергии выше всех порогов, где возможно существование лишь связанных состояний*, спадающих как $\sim 1/x$.

Рассмотренный предельный случай при слабом возмущении матрицы взаимодействия переходит в сосуществование при одной энергии двух существенно различных *собственно-канальных* состояний. Одного – резонансного со скачком собственного фазового сдвига вблизи исходного ССНС, и другого – безрезонансного.

На рис.23 показаны некоторые из типичных элементов (компонент) векторных решений для связанных состояний, рассеяния, а также матрицы взаимодействия

$$V_{ij}(x) = -2 \frac{d}{dx} \frac{c_i c_j \frac{1}{k_i} \sin(k_i x) \frac{1}{k_j} \sin(k_j x)}{1 + \sum_m \int_0^x c_m^2 \frac{1}{k_m^2} \sin(k_m y)^2 dy}. \quad (27)$$

Выражения для Φ_{ij} и V_{ij} могут быть проверены прямой подстановкой в (21).

* Между верхними порогами имеется $(M - 1)$ независимых решений, не имеющих экспоненциально растущих компонент в закрытом канале. Если открыт только один канал, возможно существование лишь одного физического состояния при каждом значении энергии.

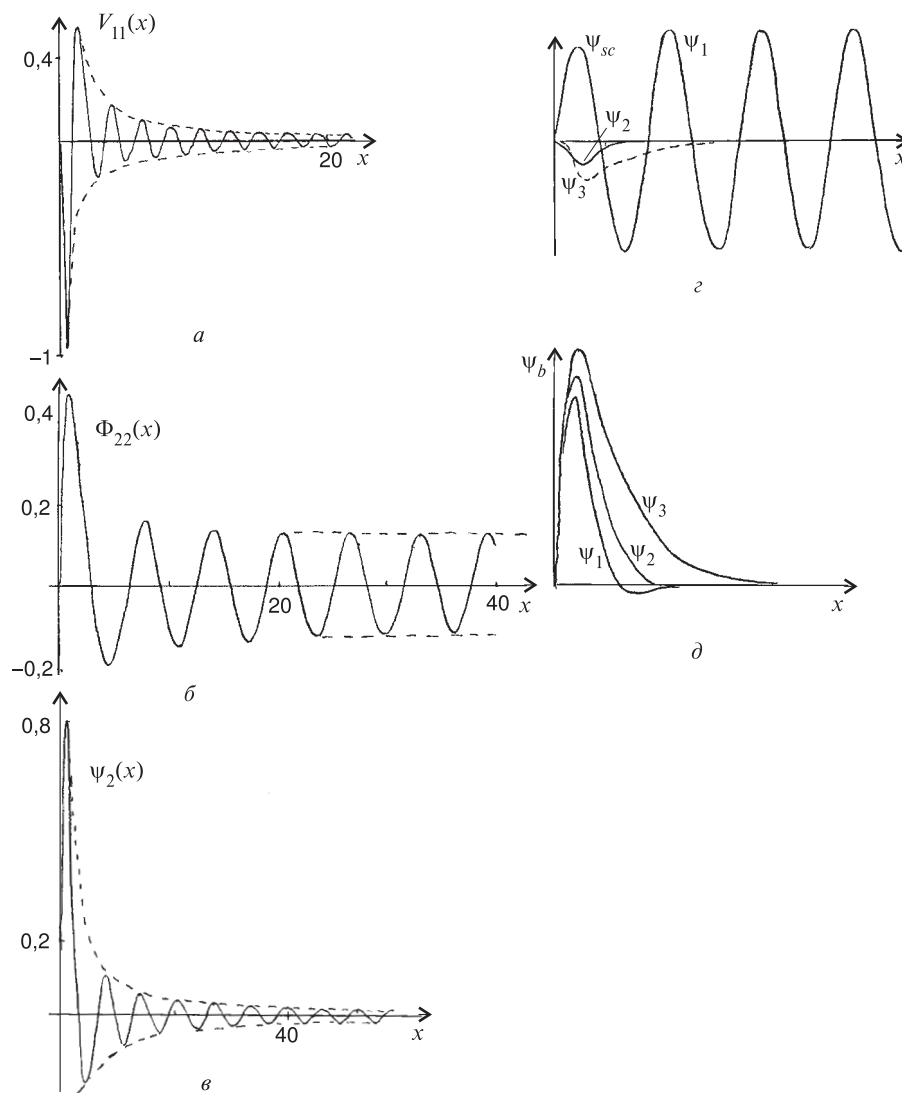


Рис. 23. Отдельные типичные элементы волновых функций и матриц взаимодействия в случае сосуществования связанных состояний в непрерывном спектре при одной и той же энергии. *а,б,в*) ССНС выше порогов двухканальной системы, осцилляции $V_{ij}(x)$, $\Psi_i(x)$, $\Phi_{ij}(x)$ затухают как $\sim 1/x$; *з,д*) ССНС трехканальной системы ниже порога третьего канала – случай экспоненциального затухания с x функций ССНС и потенциалов

Итак, в одноканальном случае при энергии связанного состояния, погруженного в континуум (в потенциалах Неймана–Вигнера), рассеяние отсутствует, а многоканальные связанные и несвязанные состояния могут сосуществовать в одной и той же спектральной точке.

Прозрачные системы. По аналогии с одноканальным случаем можно было ожидать, что безотражательные матрицы взаимодействия строятся из солитонобразных потенциальных ям. Действительно, это верно при одинаковых порогах каналов. Но для разных порогов, в отличие от одноканального случая, где безотражательные потенциалы обязательно имели связанное состояние, имеются абсолютно прозрачные многоканальные матрицы взаимодействия с чисто непрерывным спектром. Они были получены с помощью SUSYQ-преобразования.

Преобразование SUSYQ в многоканальном случае. Выше уже рассматривалось преобразование SUSYQ для одноканального случая. Дадим теперь обобщение этого формализма на многоканальный случай [16,19,21,22,26].

Гамильтониан в уравнении (21) на всей оси представляется в факторизованном виде

$$\hat{H}_- = \hat{A}^+ \hat{A}^- + \mathcal{E}, \quad \mathcal{E} < \epsilon_i, \quad (28)$$

это матричное обобщение уравнения (3), где "шляпки" используются для обозначения матриц, а $\mathcal{E}$ – так называемая энергия факторизации. Оператор $\hat{A}^-$ имеет вид

$$\hat{A}^- = -\frac{d}{dx} + \hat{W}(x), \quad (29)$$

где $\hat{W}(x)$ есть матричная функция, вид которой не является, вообще говоря, однозначным, и конкретный ее выбор дает определенное преобразование потенциала. Оператор $\hat{A}^+ = \frac{d}{dx} + \{\hat{W}(x)\}^\dagger$ является эрмитовым сопряжением оператора $\hat{A}^-$. Для определенности рассмотрим случай только двух каналов и с исходной матрицей потенциалов $V_{ij}(x)$, равной тождественно нулю на всей оси. Пусть $\hat{\Psi}(x) - (2 \times 2)$ -матричное решение уравнения Шредингера при энергии $\mathcal{E}$ (т.е. $\hat{H}_- \hat{\Psi}(x) = \mathcal{E} \hat{\Psi}(x)$). Каждый столбец этой матрицы в отдельности есть решение уравнения Шредингера, и, стало быть, может быть представлен в виде линейной комбинации, вообще говоря, четырех линейно независимых решений уравнения Шредингера при данной энергии. В нашем случае (свободное движение) это приводит к тому, что каждый матричный элемент $\hat{\Psi}(x)$ можно представить в виде комбинации растущих и убывающих экспонент:

$$\hat{\Psi}_{ij}(x) = \alpha_{ij} e^{-\kappa_i x} + \beta_{ij} e^{\kappa_i x}, \quad (30)$$

где индекс i нумерует строки матрицы (т.е. каналы) и $\kappa_i = \sqrt{\epsilon_i - \mathcal{E}}$. Таким образом, выбор $\hat{\Psi}(x)$ сводится в нашем случае к должному выбору коэффициентов α_{ij} и β_{ij} . В частности, мы можем взять $\hat{\Psi}(x)$ в следующем виде:

$$\hat{\Psi}(x) = \begin{pmatrix} m_1 e^{-\kappa_1 x} & c_1 e^{\kappa_1 x} \\ m_2 e^{-\kappa_2 x} & c_2 e^{\kappa_2 x} \end{pmatrix}, \quad (31)$$

где мы положили $\alpha_{11} \equiv m_1$, $\alpha_{12} = 0$, $\alpha_{21} \equiv m_2$, $\alpha_{22} = 0$, $\beta_{11} = 0$, $\beta_{12} \equiv c_1$, $\beta_{21} = 0$, $\beta_{22} \equiv c_2$.

Теперь мы легко можем получить $\hat{W}(x)$ из уравнения

$$\hat{A}^- \hat{\Psi}(x) = 0, \quad (32)$$

прямо следующего из определения решения матрицы $\hat{\Psi}(x)$ и выбора гамильтониана (28). Нетрудно получить, что

$$\hat{W}(x) = \hat{\Psi}'(x) \hat{\Psi}(x)^{-1}. \quad (33)$$

Используя (31), мы переписываем это выражение в следующем виде:

$$\begin{aligned} \hat{W}(x) &= \frac{1}{\det \hat{\Psi}(x)} \begin{pmatrix} -\kappa_1 m_1 e^{-\kappa_1 x} & \kappa_1 c_1 e^{\kappa_1 x} \\ -\kappa_2 m_2 e^{-\kappa_2 x} & \kappa_2 c_2 e^{\kappa_2 x} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_2 e^{\kappa_2 x} & -c_1 e^{\kappa_1 x} \\ -m_2 e^{-\kappa_2 x} & m_1 e^{-\kappa_1 x} \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \frac{-\kappa_1 [m_1 c_2 e^{(\kappa_2 - \kappa_1)x} + m_2 c_1 e^{(\kappa_1 - \kappa_2)x}]}{m_1 c_2 e^{(\kappa_2 - \kappa_1)x} - m_2 c_1 e^{(\kappa_1 - \kappa_2)x}} & \frac{2\kappa_1 c_1 m_1}{m_1 c_2 e^{(\kappa_2 - \kappa_1)x} - m_2 c_1 e^{(\kappa_1 - \kappa_2)x}} \\ \frac{-2\kappa_2 c_2 m_2}{m_1 c_2 e^{(\kappa_2 - \kappa_1)x} - m_2 c_1 e^{(\kappa_1 - \kappa_2)x}} & \frac{\kappa_2 [m_2 c_1 e^{(\kappa_1 - \kappa_2)x} + m_1 c_2 e^{(\kappa_2 - \kappa_1)x}]}{m_1 c_2 e^{(\kappa_2 - \kappa_1)x} - m_2 c_1 e^{(\kappa_1 - \kappa_2)x}} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (34)$$

Следующий шаг состоит в том, чтобы наложить ограничения на коэффициенты в $\hat{\Psi}(x)$, чтобы матрица $\hat{W}(x)$ была эрмитовой (в нашем случае просто симметрической). Иначе факторизация на операторы $\hat{A}^-$ в виде (29) и эрмитово сопряжение $\hat{A}^+$ будет возможна только для гамильтониана, включающего оператор $\frac{d}{dx}$ первой производной по координате. Действительно, пусть $\hat{W}$ не самосопряженная матрица, тогда

$$\begin{aligned} \hat{H}_- &= \hat{A}^+ \hat{A}^- + \mathcal{E} = \left(\frac{d}{dx} + \{\hat{W}(x)\}^\dagger \right) \left(-\frac{d}{dx} + \hat{W}(x) \right) + \mathcal{E} = \\ &= -\frac{d^2}{dx^2} + \hat{W}'(x) + \hat{W}(x) \frac{d}{dx} - \{\hat{W}(x)\}^\dagger \frac{d}{dx} + \{\hat{W}(x)\}^\dagger \hat{W}(x) + \mathcal{E}. \end{aligned} \quad (35)$$

Вид (33) для матрицы $\hat{W}$ не гарантирует, вообще говоря, ее эрмитовости. Однако

$$\hat{\Psi}^\dagger (\hat{W}^\dagger - \hat{W}) \hat{\Psi} = \hat{\Psi}^\dagger \{ \hat{\Psi}^{-1\dagger} \hat{\Psi}'^\dagger - \hat{\Psi}' \hat{\Psi}^{-1} \} \hat{\Psi} = \hat{\Psi}'^\dagger \hat{\Psi} - \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi}' = \hat{C},$$

где $\hat{C}$ – постоянная матрица. Доказательство последнего утверждения аналогично выводу закона сохранения потока. И мы можем занулить эту постоянную матрицу (и тем самым сделать $\hat{W}$ симметрической матрицей) просто должным заданием параметров в (31). В нашем частном случае это приводит к следующему условию: $c_2 = -c_1 m_1 \kappa_1 / \kappa_2 m_2$. Тогда c_1 сокращается в числителе и знаменателе:

$$\begin{aligned}\hat{W}_{11}(x) &= \frac{m_2^2 \kappa_1 \kappa_2 \exp[(\kappa_1 - \kappa_2)x] - m_1^2 \kappa_1^2 \exp[(\kappa_2 - \kappa_1)x]}{m_1^2 \kappa_1 \exp[(\kappa_2 - \kappa_1)x] + m_2^2 \kappa_2 \exp[(\kappa_1 - \kappa_2)x]}, \\ \hat{W}_{12}(x) = \hat{W}_{21}(x) &= -\frac{2\kappa_1 m_1 \kappa_2 m_2}{m_1^2 \kappa_1 \exp[(\kappa_2 - \kappa_1)x] + m_2^2 \kappa_2 \exp[(\kappa_1 - \kappa_2)x]}, \\ \hat{W}_{22}(x) &= \frac{m_1^2 \kappa_1 \kappa_2 \exp[(\kappa_2 - \kappa_1)x] - m_2^2 \kappa_2^2 \exp[(\kappa_1 - \kappa_2)x]}{m_1^2 \kappa_1 \exp[(\kappa_2 - \kappa_1)x] + m_2^2 \kappa_2 \exp[(\kappa_1 - \kappa_2)x]}.\end{aligned}\quad (36)$$

Само преобразование SUSYQ (или преобразование Дарбу) состоит в перестановке операторов $\hat{A}^-$ и $\hat{A}^+$ в (28). Таким образом, мы получаем трансформированный гамильтониан (или суперсимметричный партнер $\hat{H}_-$)

$$\hat{H}_+ = \hat{A}^- \hat{A}^+ + \mathcal{E} = \hat{H}_- - 2\hat{W}'(x). \quad (37)$$

Решения типа вектор-столбца уравнения Шредингера с $\hat{H}_+$ имеют вид *:

$$\hat{\Psi}_+(x, E) = \hat{A}^- \hat{\Psi}_-(x, E). \quad (38)$$

Видно, что преобразование (38) не изменяет характеристик непрерывного спектра: матрица коэффициентов отражения остается неизменной и равной нулю тождественно – прозрачность при всех энергиях непрерывного спектра. В отличие от одноканального случая, матрица $\hat{\Psi}(x)^{-1}$ уже не является решением уравнения Шредингера при $E = \mathcal{E}$. Тем не менее можно построить новые линейно независимые решения при энергии $E = \mathcal{E}$, действуя, как в формуле (38), оператором $\hat{A}^-$ на четыре линейно независимых решения уравнения Шредингера для исходного неизмененного гамильтониана $\hat{H}_-$ при той же энергии. Здесь надо уточнить, однако, что операция $\hat{A}^- \hat{\Psi}_-(x, \mathcal{E})$ даст нам сначала только два линейно независимых решения, ибо решения $\hat{\Psi}_+(x, \mathcal{E}) = \hat{A}^- \hat{\Psi}_-(x, \mathcal{E})$ являются и решениями уравнения

$$\hat{A}^+ \hat{\Psi}_+(x, \mathcal{E}) = 0, \quad (39)$$

* Доказательство не выписывается, поскольку оно полностью совпадает по форме с аналогичным доказательством при одноканальном преобразовании SUSYQ, которое уже рассматривалось в этой статье на примере δ -потенциалов и которому посвящена уже весьма обширная библиография.

поскольку это уравнение обращается в тождество, если использовать определение матричной функции $\hat{\Psi}_+(x, \mathcal{E})$ и тождество $\hat{A}^+ \hat{A}^- = \hat{H}_- - \mathcal{E}$. Но данное уравнение – символически записанная система однородных дифференциальных уравнений **первого** порядка и, стало быть, имеет фундаментальную систему двух линейно независимых решений. Можно сразу привести формулы для этих двух линейно независимых столбцов-решений $\hat{\Psi}_+(x, \mathcal{E})$ системы (39), объединив их в матрицу $\hat{\Psi}_+(x, \mathcal{E})$ для компактификации записи:

$$\hat{\Psi}_+(x, \mathcal{E}) = \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T, \quad (40)$$

где символ T означает транспонирование. Действительно,

$$\begin{aligned} \hat{A}^+ \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T &= \left\{ \frac{d}{dx} + \hat{W}(x) \right\} \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T = \\ &= -\{\hat{\Psi}(x)^{-1} \hat{\Psi}(x)' \hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T + \hat{W}(x) \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T = \\ &= -\{\hat{\Psi}(x)' \hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T + \hat{W}(x) \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T = \\ &= -\{\hat{W}(x)\}^T \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T + \hat{W}(x) \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T = 0, \end{aligned} \quad (41)$$

где мы воспользовались симметричностью матрицы $\hat{W}(x)$ и формулой (33) и, кроме того, применили известное выражение для дифференцирования обратной матрицы $\{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}' = -\hat{\Psi}(x)^{-1} \hat{\Psi}(x)' \hat{\Psi}(x)^{-1}$. Так что отличие от одноканального случая, когда новое решение при энергии $\mathcal{E}$ получалось просто оборачиванием $\psi_+(x) = \psi(x)^{-1}$ исходного решения, состоит в выполнении дополнительной тривиальной процедуры.

Формула для остальных линейно независимых решений $\hat{\Psi}_+^\#(x, \mathcal{E})$, записанная сразу в общем матричном виде, имеет вид

$$\hat{\Psi}_+^\#(x, \mathcal{E}) = \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T \int_x^x \{\hat{\Psi}(y)\}^T \hat{\Psi}(y) dy. \quad (42)$$

Действительно, вторая пара линейно независимых решений, объединенная в матрицу $\hat{\Psi}_+^\#(x, \mathcal{E})$, может быть определена как решение неоднородного дифференциального уравнения

$$\hat{A}^+ \hat{\Psi}_+^\#(x, \mathcal{E}) = \hat{\Psi}(x), \quad (43)$$

если заметить, что, подействовав оператором $\hat{A}^-$ на обе части этого равенства, мы получим выражение $(\hat{H}_+ - \mathcal{E}) \hat{\Psi}_+^\#(x, \mathcal{E}) = 0$, т.е. эти решения удовлетворяют уравнению Шредингера (21) с гамильтонианом $\hat{H}_+$. От решений $\hat{\Psi}_+(x, \mathcal{E})$ решения $\hat{\Psi}_+^\#(x, \mathcal{E})$ отличаются тем, что последние удовлетворяют неоднородному дифференциальному уравнению, точнее, системе уравнений (43), тогда как $\hat{\Psi}_+(x, \mathcal{E})$ есть матрица решений системы однородных уравнений (39). Это доказывает, что решения $\hat{\Psi}_+^\#(x, \mathcal{E})$ действительно являются

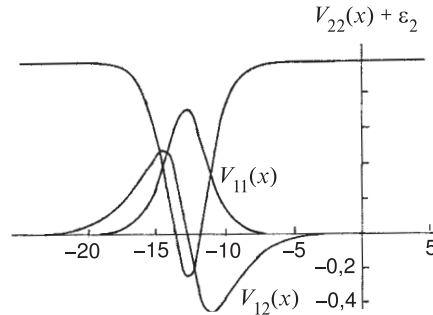


Рис. 24. Абсолютно прозрачная двухканальная матрица взаимодействия, не имеющая аналога в одноканальном случае: в ней нет связанных состояний. Такой потенциальный блок отделяется в $V_{ij}(x)$ при порождении двух связанных состояний с близкими энергиями (см. рис.20). Он входит как составной элемент в более сложные двух- и трехканальные (см. рис.25) прозрачные матрицы со связанным состоянием

новыми линейно независимыми решениями уравнения Шредингера. Наконец, решение уравнения (43) будем искать в виде

$$\hat{\Psi}_+^\#(x, \mathcal{E}) = \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T \hat{C}(x), \quad (44)$$

т.е. варьируя мультипликативную произвольную "постоянную", так же, как и в случае обычного, не матричного, дифференциального уравнения первого порядка. Подставляя (44) в (43), находим $\hat{C}(x)$:

$$\hat{C}(x) = \int_{-\infty}^x \{\hat{\Psi}(y)\}^T \hat{\Psi}(y) dy,$$

что доказывает (42). Нетрудно убедиться также в правильности формулы (42) и прямой подстановкой (42) в уравнение Шредингера (21) с гамильтонианом H_+ (37).

Оказывается, что выбор $\hat{\Psi}(x)$ (31) соответствует тому случаю, когда невозможно построить такую линейную комбинацию полученных решений вектор-столбцов, которая, подобно связанному состоянию, экспоненциально затухала бы на асимптотике. Другими словами, данное преобразование не приводит к появлению связанного состояния при энергии $\mathcal{E}$. Так что мы имеем нетривиальное двухканальное преобразование потенциалов, не изменяющее непрерывный спектр, но и не порождающее физическое связанное состояние.

На рис.24 показана прозрачная матрица взаимодействий $V_{ij}(x)$, отвечающая формулам (37),(31). Интересно, что эта матрица взаимодействий является как часть прозрачной матрицы со связанным состоянием, открытой

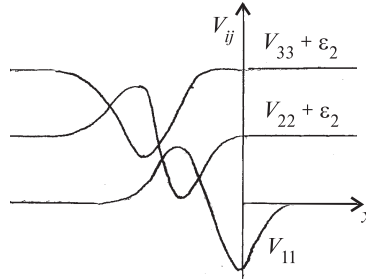


Рис. 25. Диагональные элементы абсолютно прозрачной трехканальной матрицы взаимодействия с разными порогами и связанным состоянием, локализованным в правой солитонобразной ямке в $V_{11}(x)$. Обратите внимание на элементы, подобные изображенным на рис.24

в [12] (см. рис.18 в [1], на котором дополнительная солитонобразная яма в первом канале справа обеспечивает существование связанного состояния в системе). Здесь, как и в прозрачном потенциальном блоке со связанным состоянием [1,12,16], имеется потенциальный барьер. И несмотря на то, что он вызывает отражение, он необходим для полной прозрачности: для взаимного подавления этих отраженных волн и волн с противоположной фазой, идущих из второго канала. Он, в частности, входит составляющей в трех- и более канальные прозрачные матрицы, показанные впервые в [12], как элементы ”застежки-молнии” (рис.25).

Как уже отмечалось выше, такой прозрачный блок без связанных состояний отделялся от матрицы взаимодействия при сближении уровней двух состояний с независимыми СВВ (см. рис.20).

В M -канальном подходе SUSYQ возможно *порождение сразу двух (или даже M) состояний* с помощью одного простейшего преобразования.

Действительно, только что рассмотренный пример – это не единственный случай всех возможных преобразований, определяемых выбором коэффициентов α_{ij} и β_{ij} . Можно, например, взять все эти коэффициенты (с обязательно накладываемым ограничением, связанным с матричной симметричностью $\hat{W}(x)$ и неравенством нулю определителя $\hat{\Psi}(x)$ при всех x) не равными нулю и одного знака в каждом из матричных элементов $\hat{\Psi}(x)$ (но необязательно во всей матрице). После такого преобразования SUSYQ получаем безотражательную систему с двумя вырожденными связанными состояниями при энергии факторизации $\mathcal{E}$ (рис.26).

Другими словами, одно преобразование SUSYQ создало сразу **два(!)** связанных состояния, хотя и вырожденных. В том, что это так, нетрудно убедиться, действуя оператором $\hat{A}^-$ на четыре линейно независимых решения-

столбца невозмущенной системы уравнений Шредингера, которыми могут быть

$$\hat{\Psi}_{-}^{(1)}(x, \mathcal{E}) = \begin{pmatrix} e^{\kappa_1 x} \\ 0 \end{pmatrix}, \hat{\Psi}_{-}^{(2)}(x, \mathcal{E}) = \begin{pmatrix} e^{-\kappa_1 x} \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\hat{\Psi}_{-}^{(3)}(x, \mathcal{E}) = \begin{pmatrix} 0 \\ e^{\kappa_2 x} \end{pmatrix}, \hat{\Psi}_{-}^{(4)}(x, \mathcal{E}) = \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-\kappa_2 x} \end{pmatrix}.$$

Новые решения $\hat{\Psi}_{+}^{(\nu)}(x, \mathcal{E})$, $\nu = 1, \dots, 4$, полученные по формуле (38), все асимптотически (на $\pm\infty$) экспоненциально затухают. При этом они не являются теперь линейно независимыми решениями новой системы уравнений Шредингера. Можно показать, что из набора $\hat{\Psi}_{+}^{(\nu)}(x, \mathcal{E})$ можно выбрать каждый раз не более двух линейно независимых решений, из которых можно построить, составляя соответствующие линейные суперпозиции, два взаимно ортогональных и нормированных на единицу решения, т.е. волновые функции вырожденных по энергии связанных состояний. Следует подчеркнуть, что такое вырождение в принципе возможно для многоканальных систем, если только волновые функции обладают линейно независимыми спектральными весовыми векторами, т.е. факторами (каждый на свой канал), стоящими перед спадающими экспонентами – асимптотиками канальных волновых функций связанных состояний.

Рассмотрим еще одну важную особенность многоканальных систем. Для быстро затухающих на асимптотике матриц взаимодействия $V_{ij}(x)$, казалось бы, следовало ожидать фактического расщепления каналов при больших $|x|$ и в случае разных канальных порогов $\mathcal{E}$, решения в парциальных каналах должны были бы переходить в свободные решения. Однако убывающие матричные элементы, связывающие каналы, способны ускорять затухание решений в одних каналах за счет "откачивания" из них волн в другие каналы.

Так, оказалась возможной инверсия скорости экспоненциального (спадающего) роста на асимптотике канальных функций с разных сторон прозрачного блока при порождении одного связанного состояния. Это возможно при различных порогах $\mathcal{E}$. Если, с одной стороны, модуль показателя экспоненты больше в более закрытом канале (нормальная ситуация), то с другой

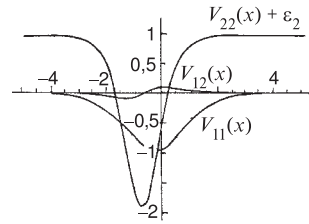


Рис. 26. Абсолютно прозрачная матрица взаимодействия с двумя вырожденными связанными состояниями. Ее можно рассматривать как предельный случай, когда соответствующий прозрачный блок, типа изображенного на рис.24, удалился на бесконечность $x \rightarrow -\infty$. На рис.20 представлен промежуточный случай неполного вырождения связанных состояний, когда блок без связанного состояния удалился на конечное расстояние

– наоборот. При порождении двух связанных состояний две такие инверсии восстанавливают нормальную ситуацию.

Как уже отмечалось в [1], если на прозрачный блок падает волна с одной стороны в каком-то одном канале, то она в области интенсивного влияния матрицы взаимодействия будет разбросана по другим каналам, но затем полностью должна собраться с другой стороны мишени в начальном канале. Даже волны, заброшенные в открытые каналы, где, казалось бы, ничто не мешает волнам уходить на бесконечность, должны вернуться в канал, откуда появились (демонстрируя экспоненциальное затухание в открытом канале за счет не подбарьерности, а отсасывания посредством канальной связи, которая сама экспоненциально затухает).

В случае прозрачных систем на всей оси x , включая и предельный случай свободного движения, имеется "виртуальный уровень" при $E = 0$, который становится реальным при сколь угодно малом добавочном притяжении.

Отметим еще способность сколь угодно малой, но знакопостоянной добавки к связи каналов ΔV_{12} порождать связанное состояние в случае исходной системы свободного движения в расцепленных каналах или прозрачной матрицы взаимодействия.

Прозрачная матрица без связанного состояния характеризуется энергетическим параметром $\mathcal{E}, m_1, m_2$ (нефизического состояния с заданным ростом на асимптотике, порождаемого SUSYQ-преобразованием).

Продemonстрируем теперь формулу для двухкратного преобразования SUSYQ. Речь идет о том, что с уже преобразованной по SUSYQ системой (см. ф-лу (39) и прочие относящиеся к ней равенства) проводится еще одно преобразование SUSYQ по той же схеме, что и выше. Так, в качестве $\hat{\Psi}(x)$ берется комбинация матричных решений, полученных на первом шаге:

$$\hat{\hat{\Psi}}(x) = \{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T + c\{\hat{\Psi}(x)^{-1}\}^T \int^x \{\hat{\Psi}(y)\}^T \hat{\Psi}(y) dy, \quad (45)$$

где c – произвольная константа. С такой функцией $\hat{\hat{V}}(x)$ на втором шаге имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{\hat{V}}(x) &= \hat{V}(x) - 2 \frac{d}{dx} \hat{W}(x) = \\ &= \hat{\hat{V}}(x) - 2 \frac{d}{dx} (\hat{\Psi}'(x) \{\hat{\Psi}(x)\}^{-1} + \hat{\hat{\Psi}}'(x) \{\hat{\hat{\Psi}}(x)\}^{-1}) = \\ &= \hat{\hat{V}}(x) - 2 \frac{d}{dx} \{c \hat{\Psi}(x) \{1 + c \int^x [\hat{\Psi}(y)]^T \hat{\Psi}(y) dy\}^{-1} \hat{\Psi}(x)^T\}. \end{aligned} \quad (46)$$

Получаем, что при выборе

$$\hat{\Psi}(x) = \begin{pmatrix} \frac{m_1}{\sqrt{c}} e^{-\kappa_1 x} & 0 \\ \frac{m_2}{\sqrt{c}} e^{-\kappa_2 x} & 0 \end{pmatrix}$$

(46) переходит в точности в формулу $V_{ij}(x) = -2 \frac{d}{dx} K_{ij}(x, x)$, где K определяется выражением, которое было получено в подходе обратной задачи (порождение уровня). Таким образом, обратная задача – это частный случай формулы (46), и преобразование суперсимметрии (одно- и двукратное) дает нам **более широкий класс** точно решаемых моделей как для многоканальных систем, так и для случая ординарного одномерного уравнения Шредингера. Подчеркнем, что рассмотренный выше формализм верен и в общем случае произвольного числа каналов.

Как и в одноканальном случае [15], при спектрально-эквивалентных преобразованиях обратной задачи (SUSYQ) возможна инверсия матрицы взаимодействия (с рождением и уничтожением связанных состояний).

Недавно мы построили два таких блока, подобных изображенному на рис.24 и отвечающих двум энергиям факторизации (рождению разных ненормируемых "нефизических" состояний). Оказалось, что при сближении энергий факторизации эти блоки удаляются друг от друга, не меняя при этом своей формы, как показано на рис.27. Этот не разгаданный пока сюрприз многоканальных систем тоже напоминает процесс расталкивания солитонных ям при сближении уровней физических состояний [17].

В общем случае построить связанное состояние на полуоси в подходе Марченко нельзя даже в одноканальном случае, так как требование не менять фазы рассеяния $\delta(k)$ (параметры непрерывного спектра, задаваемые на

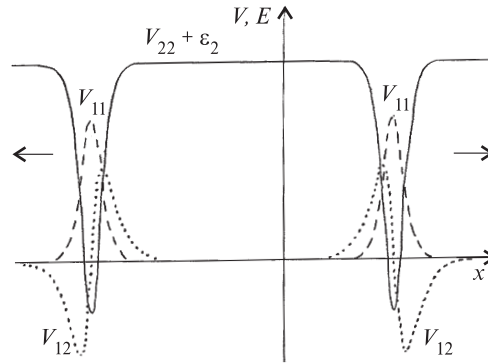


Рис. 27. Двойное преобразование SUSYQ свободной двухканальной системы с близкими энергиями факторизации, соответствующими рождению "нефизических" состояний. Наблюдается расталкивание прозрачных блоков матрицы взаимодействия

бесконечности) входит в противоречие с теоремой Левинсона, требующей изменения при этом фазы для нулевой энергии $\delta(0)$ на π . Другими словами, построение уровня требует углубления потенциальной ямы, что приводит к фазовому сдвигу. Однако если имеется центробежный барьер с $l = 2$, дающий $\delta(0) = l\pi/2 = \pi$, то построение связанного состояния убирает этот барьер, а $\delta(0)$ остается неизменной: исчезновение барьера уменьшает $\delta(0)$ на π , а появление уровня связанного состояния увеличивает $\delta(0)$ на π , так что эти изменения полностью компенсируют друг друга [21]. В многоканальном случае для возможности породить уровень в подходе Марченко требуется центробежный барьер хотя бы в одном канале.

Межканальное движение. Благодаря возможности движения волн между каналами, а не только по пространственной координате, оказывается, существует новый резонансный механизм (квазисвязанное состояние – стоячая волна по канальной переменной) [36].

Интересно, что периодичность матрицы взаимодействия по канальной переменной (для бесконечного числа каналов с одинаковыми порогами) приводит к полосатому спектру (это выяснилось благодаря вопросу студента Янченко на лекции в МФТИ).

Классические точно решаемые многочастичные модели. В работе [37] (см. также ссылки в ней) было показано, что решению уравнения Шредингера отвечает решение классической задачи. Мы воспользуемся теперь открытыми нами в подходе обратной задачи и SUSYQ многоканальными квантовыми моделями и по аналогии бесплатно получим соответствующие обширные классы точно решаемых одномерных, но уже многочастичных (!) классических моделей.

Заменим в системе (21) канальную функцию $\psi_i(x)$ и ее координату x на координату i -й классической частицы и время $x_i(t)$. Тогда вторая производная $\psi_i(x)$ заменится на ускорение $\ddot{x}_i$, элементы потенциальной матрицы $V_{ij}(x)$ перестанут быть потенциалами и превратятся в функции от времени, станут составляющими сил, зависящих и от координат, и от времени. Вся же система (21) превратится в систему уравнений для нескольких классических частиц, где ускорения частиц будут определяться силами – остальными членами в уравнениях

$$\ddot{x}_i = \sum_j V_{ij}(t)x_j(t) - E_i x_i(t). \quad (47)$$

Здесь параметры E_i уже не играют роль канальных энергий, а просто входят в определение действующих в системе сил. Таким образом, каждому точному решению многоканальной квантовой задачи (а их у нас полный набор!) будет соответствовать точное решение многочастичной классической задачи с силами, зависящими от времени. Асимптотические и граничные условия

квантовых задач будут определять начальные и конечные условия соответствующих классических решений. Интересно, что для классических решений рассеяния нужно использовать нефизические квантовые решения, растущие на асимптотиках линейно (при $E_i = 0$). Эти результаты, полученные в последний момент, будут подробнее описаны в специальной публикации.

Мы установили ряд новых многоканальных закономерностей, но впереди предстоит еще открыть столько удивительных свойств, явлений, прежде чем будет достигнута полнота картины качественных преобразований сложных систем (увлекательнейшая задача – существенно обогатить арсенал наших квантовых представлений).

Авторы благодарны И.В.Амирханову за стимулирующие дискуссии. Один из авторов (Чабанов В.М.) благодарен фонду INTAS за поддержку, осуществляемую в рамках программы исследований Международного центра фундаментальной физики в Москве (ICFPM).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Захарьев Б.Н., Чабанов В.М.** — ЭЧАЯ, 1994, т.25, с.1561.
2. **Левитан Б.М.** — Обратные задачи Штурма–Лиувилля. М.: Наука, 1984.
3. **Марченко В.А.** — Операторы Штурма–Лиувилля и их приложения. Киев: Наукова думка, 1977;
Marchenko V.A. — Sturm-Liouville Operators and Applications. Birkhauser, Basel, 1986.
4. **Шадан К., Сабатье П.** — Обратная задача в квантовой теории рассеяния. М.: Мир, 1980; 2-е англ. изд.
Chadan K., Sabatier P. — Inverse Problems in Quantum Scattering Theory. Springer, Heidelberg, 1989.
5. **Ньютон Р.Г.** — Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969; **Newton R.G.** — Scattering Theory of Waves and Particles, 2nd ed. NY, Springer, 1982.
6. **Захарьев Б.Н., Сузько А.А.** — Потенциалы и квантовое рассеяние. Прямая и обратная задачи. М.: Энергоатомиздат, 1985;
Zakhariev B.N., Suzko A.A. — Direct and Inverse Problems. Heidelberg, Springer, 1990.
7. **Cooper F., Khare A., Sukhatme U.** — Phys. Rep., 1995, v.251, No.5,6, p.268.
8. **Захарьев Б.Н.** — Уроки квантовой интуиции. Дубна: ОИЯИ, 1996; Новая квантовая азбука (в картинках). Ижевск: Удм.ГУ, 1997; "Шредингера оператора спектр", Физическая энциклопедия. М., 1998, т.5; "Новая ситуация в квантовой механике (о возможностях управления спектрами, рассеянием, распадами)", Соросовский образоват. журн., 1996, No. 7; JINR Rapid Commun. 6[45]-90, 1990.
9. **Chabanov V.M., Zakhariev B.N.** — Inverse Problems (topical review), 1997, v.13., R47-R79.
10. **Захарьев Б.Н., Костов Н., Плеханов Е.Б.** — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.914.
11. **Захарьев Б.Н.** — ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.1387.
12. **Chabanov V.M., Zakhariev B.N.** — Phys.Rev., 1994, v. A50, No.8, p.3948.
13. **Chabanov V.M., Zakhariev B.N., Sofianos S.A.** — Ann. der Phys., 1997, v.6, p.136.

14. **Zakhariev B.N., Mineev M.A.** — J. Mosc. Phys. Soc. 1997, v.7, No.3, p.227–236; Препринт ОИЯИ Р4-96-280, Дубна, 1996.
15. **Chabanov V.M., Zakhariev B.N., Sofianos S.A., Braun M.** — In: Lecture Notes in Physics, Inverse and Algebraic Quantum Scattering, Springer, 1997, p.197.
16. **Chabanov V.M., Zakhariev B.N.** — In: Lecture Notes in Physics, Inverse and Algebraic Quantum Scattering, 1997, Springer, p.30.
17. **Chabanov V.M. et al.** — Phys. Rev., 1995, v.A52, R3389; In: Proc. Intern. Conf. "New Frontiers...", Monteroduni, Italy, 1996. Hadronic Press, 1996, v.2, pp.159,171.
18. **Sukumar C.V.** — J. Phys., 1985, v.A18, pp.2917,2937; 1985, v.L57, p.697; 1986, v.A19, p.2297; 1987, v.A20, p.2461.
19. **Andrianov A.A., Cannata F., Ioffe M.V., Nishnianidze D.N.** — J. Phys., 1997, v.A30, No.14, p.5037;
Fukui T. — Phys. Lett., 1993, v.A178, p.1.
20. **Berezovoy V.P., Pashnev A.I.** — Z. Phys. C. 1991, v.51, p.525;
Березовой В.П., Пашнев А.И. — ТМФ, 1987, т.70, с.146; 1988, т.74, с.392.
21. **Baye D.** — J. Phys., 1987, v.A.20, p.5529; Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.2738; In: Proc. Inverse Problems. Bad Honnef 1993. Springer, 1994, p.127.
22. **Amado R.D., Cannata F., Dedonder J.-P.** — Phys. Rev., 1988, v.A37, p.2277; Phys. Rev. Lett., 1988, v.A38, p.3797; v.61, p.2901.
23. **Andrianov A.A., Borisov N.V., Ioffe M.V.** — Zh. Eksp. Theor. Fiz., 1984, v.39, p.78 (Sov. J. Exp. Theor. Phys., 1984, v.39, p.93); Sov. J. Theor. Math. Phys., 1984, v.61, pp.17,183; Phys. Lett., 1995, v.A201, p.103; Int. J. Mod. Phys., 1995, v.18, p.2643 (Sov. J. Theor. Math. Phys., 1987, v.72, p.97); Phys.Lett., 1984, v.A105, p.19; Pis'ma Zh. Eksp. Theor. Fiz., 1984, v.39, p.78 (Lett. Sov. J. Exp. Theor. Phys., 1984, v.39, No.1).
24. **Andrianov A.A., Ioffe M.V., Spiridonov V.P.** — Phys. Lett., 1993, v.A174, p.273.
25. **Baye D., Sparenberg J.-M.** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.73, p.2789; J. Phys., 1995, v.A28, p.5079.
26. **Cannata F., Ioffe M.V.** — Phys. Lett. B, 1992, v.278, p.399.
27. **Pursey D.L.** — Phys. Rev., 1986, v.D33, p.431; Phys. Rev. D, 1986, v.33, p.1048; Phys. Rev., 1986, v.D33, p.2267; Phys. Rev., 1987, v.D36, p.1103.
28. **Weber T.A., Pursey D.L.** — Phys. Rev., 1994, v.A 50, p.4478; Phys. Rev., 1995, v.A52, pp.3923,3932,4255.
29. **Witten E.** — Nucl. Phys. B, 1981, v.185, p.513.
30. **Gesztesy F., Simon B., Teschl G.** — To be published in Advances in Math. Sci. Buslaev V., Solomyax M. (eds), Am. Math. Soc., Providence, 1999.
31. **Iliev I.D., Khristov E.Kh., Kirchev K.P.** — Spectral Methods in Soliton Equations. Longman, NY, 1994.
32. **Захарьев Б.Н., Чабанов В.Н., Торчинов В.В.** — Сообщение ОИЯИ Р4-98-645, Дубна, 1998.
33. **Жигунов В.П., Захарьев Б.Н.** — Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния. М.: Атомиздат, 1974.
34. **Efimenko T.G., Zhigunov V.P., Zakhariev B.N.** — Ann. Phys. (N.Y.), 1968, v.47, p.275.
35. **Amirkhanov I.V., Puzynin I.V., Puzynina T.P., Zakhariev B.N.** — In: Proc. of the Int. Conf., Dubna, 6-10 September 1988, ed. by P.Exner and P.Sheba. World Scientific, Singapore/New Jersey/London/Hong Kong, 1989, p.353.
36. **Zakhariev B.N., Zastavenko L.G.** — Phys. Rev., 1989, v.A39, p.5528.
37. **Mielnik B., Reyes M.A.** — J. Phys., 1986, v.A29, p.6009.
38. **Chabanov V.M., Zakhariev B.N.** — JINR Commun., E4-98-298, Dubna, 1998.

ПРОЯВЛЕНИЕ НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

И.Н.Изосимов

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

Приведены экспериментальные и теоретические данные, свидетельствующие о проявлении нестатистических эффектов при возбуждении и распаде высоковозбужденных ядерных состояний и резонансов составного ядра. Проанализированы нестатистические эффекты, проявляющиеся при распаде, запаздывающих процессах, ядерных реакциях с протонами низких энергий. Обсуждаются причины проявления нестатистических эффектов.

A review is given of the experimental and theoretical studies evidencing the non-statistical character for excitation and decay of high-exciting nuclear states and compound nuclear resonances. It was analyzed non-statistical effects in decays, delay processes, nuclear reactions with low-energy protons. The causes of non-statistical effects are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования распадов и структуры средних и тяжелых ядер при энергиях возбуждения свыше 2–3 МэВ играют важную роль в развитии наших представлений об атомном ядре. При увеличении энергии возбуждения плотность уровней в ядре быстро нарастает, и волновая функция ядерных состояний может иметь достаточно сложную структуру, поскольку даже небольшое остаточное взаимодействие может вызвать смешивание близлежащих состояний. Поэтому, как правило, предполагают, что структура рассматриваемых состояний очень сложна, и коэффициенты разложения волновой функции по простейшим конфигурациям подчиняются статистическим закономерностям. В такой статистической модели довольно просто проводятся вычисления характеристик различных ядерных процессов. В частности, распределение ширины переходов описывается формулой Портера — Томаса [1], силовая функция β -переходов $S_\beta(E)$ плавно зависит от энергии [2], корреляции между различными парциальными ширинами отсутствуют [3], отношения амплитуд распада по различным спиновым каналам подчиняются распределению Коши [4].

Нестатистические эффекты тесно связаны с симметрией ядерного взаимодействия [5]. Одни из первых и особенно ярких нестатистических эффектов при распадах высоковозбужденных уровней ядер наблюдались для изобар-аналоговых резонансов, что связано с изоспиновой симметрией ядерных сил [6]. Действительно, изоспин изобар-аналогового резонанса (аналога) на единицу больше, чем изоспин близлежащих уровней, что препятствует смешиванию аналога с уровнями сложной структуры. При энергиях возбуждения ядер свыше 2–3 МэВ наблюдается большое число других состояний и резонансов — неаналоговых. Возможны два варианта их интерпретации: статистический и нестатистический. В первом случае считается, что это статистические состояния, во втором — что это структуры типа гигантского резонанса, связанные с распределением возбуждений простого типа (например, протон (π) — частица (p)–(πp) — нейтронная (n) дырка (h)–(nh), связанные в момент 1^+ по уровням составного ядра. Во втором случае физическая интерпретация экспериментов должна отличаться от статистического подхода.

Так, например, если бы ядерные силы были спиново- и изоспиново-инвариантны (т.е. спин-изоспиновая группа $SU(4)$ была бы группой симметрии), то для ряда неаналоговых резонансов и состояний мы должны наблюдать нестатистические эффекты. Однако поскольку ядерное взаимодействие обнаруживает довольно сильную зависимость от спина, то $SU(4)$ [7,8] может быть лишь группой приближенной симметрии, и нестатистические эффекты, связанные со спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрией, будут менее ярко выражены по сравнению с изобар-аналоговыми резонансами (изоспиновая $SU(2)$ -симметрия сильного взаимодействия). Поэтому встает вопрос о выделении и наблюдении нестатистических эффектов при возбуждении и распаде ядерных состояний и резонансов, определении степени смешивания простой компоненты с уровнями составного ядра, интерпретации структуры состояний на микроскопическом уровне.

В статистической модели волновая функция записывается в виде

$$\Psi_{\text{st}} = \sum_k C_k \varphi_k, \quad \sum_k |C_k|^2 = 1 \quad (1)$$

где φ_k — волновые функции «простых» конфигураций, C_k — случайные числа $n \gg 1$. Для нестатистического подхода характерно выделение определенной конфигурации φ_0 в волновой функции Ψ_{nst} [9]:

$$\Psi_{\text{nst}} = C_0 \varphi_0 + \sum_k C_k \varphi_k, \quad |C_0| \gg |C_k|, \quad (2)$$

$$|C_0|^2 + \sum_k |C_k|^2 = 1$$

В работах [4,5,9—15] обнаружены отклонения от статистической теории, проявляющиеся в реакциях $(p, p'\gamma)$, (p, γ) , β^- - и β^+ (EC)-распадах, запаздывающих процессах, не связанные с возбуждением или распадом изобар-аналоговых состояний.

В обзоре рассмотрены исследованные в последнее время проявления нестатистических эффектов при β^- - и β^+ (EC)-распадах, запаздывающих процессах, ядерных реакциях. Экспериментально обнаруженные новые нестатистические эффекты связываются с элементарными модами ядерных возбуждений типа $[\pi p \otimes nh]_{\pi}$ и $[np \otimes \pi h]_{\pi}$.

1. ПРОЯВЛЕНИЕ НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ПРИ β -РАСПАДЕ

1.1. Силовые функции β -переходов. Силовая функция переходов $S_{\beta}(E)$ является одной из важнейших характеристик атомного ядра [5,14] и представляет собой распределение квадратов модулей матричных элементов β -распадного типа по энергиям возбуждения ядра E . При энергиях возбуждения E до величины Q_{β} (полной энергии распада) $S_{\beta}(E)$ определяет характер β -распада и период полураспада $T_{1/2}$ радиоактивного ядра по ветке β -распада. При больших энергиях возбуждения, не достижимых при β -распаде, $S_{\beta}(E)$ определяет сечения различных ядерных реакций, зависящих от матричных элементов β -распадного типа.

Силовая функция $S_{\beta}(E)$ определяет распределение по энергии ядра E элементарных возбуждений и их комбинаций типа протон-частица (πp) — нейтронная дырка (νh), связанных в момент J^{π} : $[\pi p \otimes \nu h]_{J^{\pi}}$ и нейтрон-частица (νp) — протонная дырка, связанных в момент J^{π} : $[\nu p \otimes \pi h]_{J^{\pi}}$. Силовая функция β -переходов Гамова — Теллера описывает возбуждения $[\pi p \otimes \nu h]_{\pi}$ или $[\nu p \otimes \pi h]_{\pi}$.

При β -распаде $S_{\beta}(E)$ связана с плотностью вероятности заселения уровней дочернего ядра $I(E)$:

$$S_{\beta}(E) = \frac{I(E)}{T_{1/2} f(Q_{\beta} - E)}, \quad (3)$$

где $f(Q_{\beta} - E)$ — функция Ферми [16], $(Q_{\beta} - E)$ — энергия β -перехода.

Для процессов, зависящих от матричных элементов типа Гамова — Теллера (GT):

$$S_{\beta}(E) = \frac{1}{D(g_v^2 / g_a^2)} B'(GT, E), \quad (4)$$

где $D = \frac{2\pi^3 \ln 2}{g_v^2 m_e^5 c^4}$, $D = (6260 \pm 60) \text{ с}$, g_v и g_a — векторная и аксиально-векторная константы β -распада [1,6]:

$$B'_\mp(\text{GT}, E) = \frac{1}{2I_i + 1} \left| \left\langle I_f \left| \sum_k t_\mp(k) \sigma_\mu(k) \right| I_i \right\rangle \right|^2, \quad (5)$$

$$B'_\mp(\text{GT}, E) = \frac{4\pi}{g_a^2} B_\mp(\text{GT}, E), \quad (6)$$

где I_i и I_f — спины начального и конечного состояний, $t_\pm$ и σ_μ — изоспиновый и спиновый операторы [5]. Вычисленное по какой-либо модели распределение $B'(\text{GT}, E)$ позволяет найти $S_\beta(E)$ и $T_{1/2}$:

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \int_0^Q S_\beta(E) f(Q_\beta - E) dE. \quad (7)$$

1.2. Статистический и нестатистический подходы к анализу силовых функций β -переходов. До недавнего времени господствовала статистическая точка зрения на силовые функции β -переходов [2]. При β -распаде заселяются довольно простые конфигурации в дочернем ядре. При энергии возбуждения в дочернем ядре в несколько МэВ простые состояния могут сильно смешиваться с состояниями более сложной структуры. Если такое смешивание велико, то $S_\beta(E)$ может описываться статистической моделью. Согласно представлениям статистической модели силовая функция β -распада является плавной функцией от энергии возбуждения. Как правило, в статистических расчетах используют $S_\beta(E) = \text{const}$ или $S_\beta(E) \sim \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней дочернего ядра.

Затем появились экспериментальные данные, указывающие на сильную энергетическую зависимость $S_\beta(E)$ разрешенных β -переходов. Сильное торможение β -переходов Гамова — Теллера на низковозбужденные состояния ядер привело к представлениям о существовании гигантского резонанса Гамова — Теллера [17,18], расположенного вблизи соответствующего аналогового резонанса. В области энергий ниже этого гигантского резонанса тянется «шлейф», энергетическая структура которого привлекает особое внимание (рис.1). Установлено, что для ядер s , d -оболочек основную роль в формировании резонансной структуры «шлейфа» резонанса Гамова — Теллера играют антианалоговые состояния [19]. Для ядер $f_{7/2}$ -оболочки на первый план выступают состояния типа поляризации остова [20] (рис.1). Экспериментальная

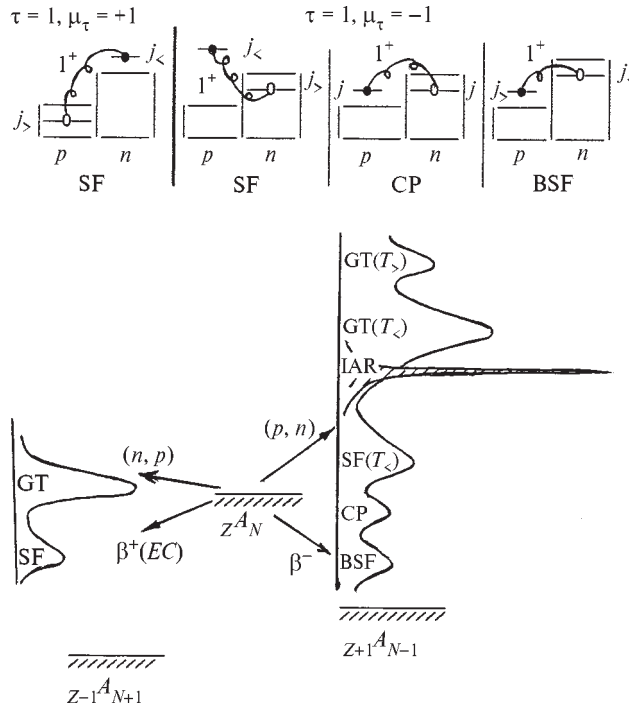


Рис. 1. Схема силовых функций β -переходов Ферми (заштрихованная область) и β -переходов Гамова — Теллера. Силовая функция β -переходов Ферми сконцентрирована в изобар-аналоговом резонансе (IAR). Указаны компоненты резонанса Гамова — Теллера с различным значением изоспина (GT($T_>$), GT($T_<$)) и конфигурации, формирующие силовую функцию β -переходов Гамова — Теллера. BSF — конфигурации типа «обратный спин-флип», CP — конфигурации типа «поляризация остова», SF — конфигурации типа «спин-флип». (•) обозначает частицу, (◦) — дырку. Изовекторные возбуждения характеризуются изоспином τ и проекцией изоспина μ_τ

информация об этих состояниях получена при исследовании $M1\gamma$ -распада аналоговых резонансов [21]. При изучении $S_\beta(E)$ в ядрах $^{236,238}\text{Pa}$ было установлено, что для ряда тяжелых ядер при описании β -распада важную роль играют состояния типа «обратный спин-флип» [5,14] (рис.1).

Данные о резонансе Гамова — Теллера получены при изучении прямых (p,n) -реакций [22,23]. Интерпретация пиков в спектрах нейтронов из прямых (p,n) -реакций, основанная на нестатистическом подходе к описанию зарядово-обменных возбуждений, позволила правильно описать экспериментальные данные по положениям и интенсивностям пиков в спектрах нейтронов [5,24,25].

Исследование спектров запаздывающих нейтронов с высоким разрешением [26] показало, что при β -распаде избирательно заселяется небольшое число уровней дочернего ядра, т.е. $S_\beta(E)$ имеет резонансный, нестатистический характер.

Прямые измерения вероятностей заселения уровней при β -распаде методом полного поглощения γ -лучей [27,28] показали наличие энергетической структуры $S_\beta(E)$.

Приведенные выше данные свидетельствуют о немонотонной (нестатистической) зависимости $S_\beta(E)$ от энергии возбуждения ядра E .

С точки зрения нестатистического подхода структура $S_\beta(E)$ определяется изовекторными частями эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия, а также смешиванием «простых» возбуждений с состояниями более сложной структуры.

Для анализа резонансной структуры $S_\beta(E)$ полезно иметь представление об элементарных модах ядерных возбуждений [29]. Зарядово-обменные элементарные возбуждения, формирующие структуру $S_\beta(E)$, составляют особый класс элементарных мод (рис.1). Они характеризуются изоспином $\tau=1$ и проекцией изоспина $\mu_\tau = \pm 1$. Иными словами, эти элементарные возбуждения находятся не в тех ядрах, где расположено основное (материнское) состояние, а в соседних (дочерних). Обычные элементарные возбуждения ($\mu_\tau = 0$), например, низколежащие фоновые состояния или мультипольные гигантские резонансы, находятся в том же ядре, где и основное состояние.

С точки зрения микроскопического подхода к образованию коллективных состояний зарядово-обменные резонансы представляют собой суперпозицию частично-дырочных возбуждений различных сортов, например, протон-частица и нейтронная дырка. Резонанс Гамова — Теллера представляет собой когерентную суперпозицию конфигураций типа протон-частица — нейтронная дырка, связанных в момент t^+ .

Схема состояний, существенных при анализе силовых функций переходов Гамова — Теллера, представлена на рис.1. Материнское состояние (для простоты это четно-четное ядро с $N > Z$) имеет изоспин T_0 и проекцию изоспина $T_z = T_0$. Семейство частично-дырочных зарядово-обменных возбуждений типа $[\pi p \otimes \nu h]_J$ расположено в соседнем ядре, основное состояние которого имеет изоспин $T = T_0 - 1$ и проекцию изоспина $T_z = T_0 - 1$. Это возбуждения с $\tau=1$, $\mu_\tau = -1$. В другом соседнем ядре расположены состояния со структурой $[\nu p \otimes \pi h]_J$. Это ядро имеет изоспин основного состояния

$T=T_0+1$ и $T_Z=T_0+1$ а характеристика элементарного возбуждения $\tau=1, \mu_\tau=+1$. Возбуждения с $\tau=0, \mu_\tau=0$ находятся в материнском ядре.

Для β -переходов типа Ферми в простой модели [6] существует только одно состояние, вбирающее всю силу перехода. Это аналоговое состояние IAS со спином 0^+ , изоспином $T=T_0$ и $T_Z=T_0-1$ образующееся как когерентная суперпозиция конфигураций $[\pi p \otimes \nu h]_{0^+}$. Типичная силовая функция для β -переходов Ферми также изображена на рис.1.

Для β^- -переходов Гамова — Теллера ситуация более сложная. Основную силу β -переходов несет резонанс Гамова — Теллера $J^\pi=1^+, T=T_0-1, T_Z=T_0-1$ ($\tau=1, \mu_\tau=-1$). Это состояние образуется как когерентная суперпозиция всевозможных конфигураций $[\pi p \otimes \nu h]_{1^+}$, имеет значительный вклад от конфигураций типа «спин-флип», т.е. $[\pi p \otimes \nu h]_{1^+}, j_p=\ell-1/2, j_n=\ell+1/2$ и расположено вблизи аналогового резонанса. При меньших энергиях расположены состояния типа поляризации остова: $[\pi p \otimes \nu h]_{1^+}, j_p=j_n$. При еще более низких энергиях расположены состояния типа «обратный спин-флип»: $[\pi p \otimes \nu h]_{1^+}, j_p=\ell+1/2, j_n=\ell-1/2$. Изоспин состояний типа поляризация остова и обратный спин-флип имеет нормальное значение, т.е. $T=T_0-1$ и $T_Z=T_0-1$. Поскольку конфигурация типа спин-флип не обладает определенным изоспином, имеется $T_>$ ($T=T_0, T_Z=T_0-1$)-компонента резонанса Гамова — Теллера, расположенная выше основного ($T_<$) резонанса [5,24]. При β^+ (EC)-распаде имеется [5] только одно значение изоспина для конфигураций $[\nu p \otimes \pi h]_{1^+}$. Наиболее коллективное состояние $J=1^+$, образующееся из возбуждений типа $[\nu p \otimes \pi h]_{1^+}$, имеет $T=T_0+1, T_Z=T_0+1$ ($\tau=1, \mu_\tau=1$) и также называется резонансом Гамова — Теллера с $\mu_\tau=+1$. Его энергия может сильно меняться от ядра к ядру.

С точки зрения феноменологического подхода резонанс Гамова — Теллера ($\tau=1, \mu_\tau=-1$), $M1$ ($\tau=1, \mu_\tau=0$) гигантский резонанс и резонанс Гамова — Теллера ($\tau=1, \mu_\tau=+1$) представляют собой изобарический триплет 1^+ -состояний. Однако с микроскопической точки зрения эти состояния нельзя назвать изобарическим триплетом, так как конфигурации, образующие эти состояния, не всегда переходят одна в другую, из-за принципа Паули, под действием операторов T_+ и T_- [5,24,25].

Представления о нестатистической структуре силовых функций $S_\beta(E)$ оказались существенными для самых различных областей ядерной физики [5].

1.3. Расчет силовых функций β -переходов. Проблема микроскопического описания силовых функций β -переходов тесно связана с задачами анализа астрофизических и термоядерных процессов, с анализом величин $\log ft$ для β -переходов между низколежащими состояниями, описанием запаздывающих процессов, анализом $M\gamma$ -распада аналоговых резонансов и изучением свойств резонанса Гамова — Теллера.

Подавление β -переходов Ферми $0^+ \Rightarrow 0^+$ связано с существованием коллективного состояния — изотопического аналога основного состояния материнского ядра, вбирающего в себя основную силу β -переходов Ферми и расположенного выше основного состояния материнского ядра [30] (рис. 1). С микроскопической точки зрения коллективизация аналога связана с существованием остаточного взаимодействия

$$V_{\tau\tau} = \frac{1}{2} G_\tau (\tau_1 \tau_2). \quad (8)$$

Аналогично тому, как подавление β -переходов Ферми (оператор $\beta_F^\pm = \sum_k \tau_\pm(k)$) можно объяснить, учитывая остаточное взаимодействие $V_{\tau\tau}$, для объяснения подавления переходов Гамова — Теллера (оператор $\beta_{GT}^\pm = \sum_k \tau_\pm(k) \sigma(k)$) [14,31,32] было введено остаточное взаимодействие

$$V_{\tau\tau\sigma\sigma} = \frac{1}{2} G_{\tau\sigma} (\tau_1 \tau_2) (\sigma_1 \sigma_2). \quad (9)$$

Используемые в настоящее время модели расчета $S_\beta(E)$ можно разделить на два класса [33,34]. К первому относятся модели, в которых игнорируется конкретная оболочечная структура ядра, но приближенно учитывается затухание гигантских резонансов, связанное с конфигурациями $[\pi\rho \otimes \nu h]_\mp$ и $[\nu\rho \otimes \pi h]_\mp$. Наиболее используемые модели следующие.

1. Гросс-теория [35,36], в которой все формирующие $S_\beta(E)$ частично-дырочные конфигурации считаются вырожденными по энергии.

2. Схематическая модель [37,38], в которой все частично-дырочные переходы разбиты на группы по энергии в зависимости от переворота спина, и основные соотношения получены методом квазиклассического суммирования в теории конечных ферми-систем (ТКФС).

Такие модели обладают важным преимуществом: они позволяют аналитически описать характеристики резонансов в зависимости от параметров, но не могут претендовать на детальное описание явлений.

Вторая группа включает модели, использующие реалистический базис оболочечных конфигураций и параметризованное в том или ином виде эффективное взаимодействие квазичастиц. Наиболее часто используются следующие модели.

1) Модели [5,14,39,40], в которых в рамках приближения Тамма — Данкова или приближения случайных фаз проводится диагонализация гамильтониана модели оболочек на частично-дырочном базисе без учета одночастичного континуума и связи простых конфигураций со сложными, что приводит к появлению δ -пигов в $S_{\beta}(E)$. Данный тип моделей с успехом был применен для расчета $S_{\beta}(E)$ в области средних и тяжелых ядер [14,31]. Остаточное спин-изоспиновое взаимодействие приводит к тому, что появляется состояние, в волновую функцию которого базисные частично-дырочные конфигурации входят когерентно (т.е. с одинаковым знаком), и данное состояние отождествляется с резонансом Гамова — Теллера. Учет релаксации резонансов производится путем уширения δ -пигов с помощью распределений Гаусса или Брейта — Вигнера [5,41,42].

2) Модели [43,44], в которых описание $S_{\beta}(E)$ ведется в рамках оболочечной модели с учетом частично-дырочного континуума и эффективных нуклон-нуклонных взаимодействий в каналах частиц-частица и частица-дырка. Значения ширин максимумов, обусловленные только наличием вероятности вылета нуклона в континуум ($\Gamma \cong 100$ кэВ [34,45]), оказываются намного меньше наблюдаемых (~ 1 МэВ [5,28]), что приводит к необходимости включения в частично-дырочный пропагатор комплексной добавки к энергии, чтобы удовлетворительно описать энергетические ширины пиков в зарядово-обменных процессах.

3) Квазичастично-фононная модель [28,46], основанная на диагонализации гамильтониана на базисе, включающем как частично-дырочные ($1p, 1h$), так и ($2p, 2h$)-конфигурации, что позволяет эффективно учесть релаксацию пиков в $S_{\beta}(E)$, т.е. оценить их ширину [47]. Пренебрежение одночастичным континуумом в данной модели несколько сужает сферу ее применимости и затрудняет исследование ряда ядерных реакций.

4) Оптико-оболочечная модель [34,48] учитывает оболочечную структуру ядра, эффекты одночастичного континуума, связь частично-дырочных конфигураций, формирующих резонансы в $S_{\beta}(E)$, с многочастичными конфигурациями. Связь частично-дырочных конфигураций с многочастичными описывается в рамках определенным образом параметризованной оптической модели. Затухание квазичастиц анализируется в терминах мнимой части оптического потенциала.

Следует отметить, что существующие модели расчета $S_\beta(E)$ не претендуют на полное и исчерпывающее описание β -распада. Однако с их помощью можно довольно хорошо описывать положения и относительные интенсивности пиков в $S_\beta(E)$, что, например, вполне достаточно для описания запаздывающих процессов. Несомненно, что новые экспериментальные данные по $S_\beta(E)$ стимулируют дальнейшее развитие микроскопических подходов к расчетам силовых функций. Пути совершенствования расчетов могут состоять в использовании тех или иных вариантов базиса $(1p, 1h)$ и последовательном учете связи этих конфигураций с многочастичными, а также в использовании тех или иных вариантов эффективного взаимодействия.

Одни из первых микроскопических расчетов $S_\beta(E)$ для β -переходов Гамова — Теллера в ряде ядер, с учетом оболочечных эффектов, были сделаны с использованием метода Тамма — Данкова (TDA-модель) [5, 14]. Остановимся несколько подробнее на TDA-модели, поскольку как сама модель, так и основные принципы, заложенные в нее, используются во многих современных исследованиях [49, 50]. Гамильтониан системы представлялся в виде суммы одночастичной части (H_{sp}) модели оболочек и зарядово-обменных остаточных взаимодействий:

$$H = H_{sp} + V, \quad (10)$$

где остаточные взаимодействия имеют вид (см. (8), (9)):

$$\begin{aligned} V &= V_{\tau\tau} + V_{\tau\tau\sigma\sigma}, \\ G_{\tau\tau} &= (10 \div 15) G_{\tau\sigma}. \end{aligned} \quad (11)$$

В качестве базисных функций выбирают состояния, получающиеся из материнского состояния $|\Psi_0\rangle$ под действием оператора β -распада. Тогда матричные элементы взаимодействия V представляются в факторизованном виде:

$$\langle f | V | f' \rangle = \frac{G}{2} V_f V_{f'}, \quad (12)$$

где V_f пропорциональны [5] амплитудам β -переходов на базисные состояния $|f\rangle$, имеющие энергию возбуждения E_f .

Так, для β -распада Гамова — Теллера N -нечетного ядра базисные состояния включают одночастичные протонные $|j_{p1}\rangle$ состояния и трехквартичные состояния $|[j_{n1} \otimes (j_p \otimes j_{n-})]_J\rangle$ со спином $J = j_{n1}, j_{n1} \pm 1$

Для β -распада Z -нечетного ядра с нечетным протоном в состоянии $|j_{p1}\rangle$ базисные состояния включают одночастичные нейтронные $|j_{n1}\rangle$ и трехквazi-частичные $|[j_{p1} \otimes (j_n \otimes j_{p^-})]_+ \rangle$, $J=j_{p1}, j_{p1} \pm 1$

Диагонализация матрицы:

$$H_{ff'} = E_f \delta_{ff'} + G_{\tau\sigma} V_f V_{f'}, \quad (13)$$

дает энергии и волновые функции состояний дочернего ядра, заселяемых при β -переходах Гамова — Теллера, и позволяет определить $S_\beta(E)$ и $T_{1/2}$ [5,14].

В характере силовых функций β^+ - и β^- -распадов имеется принципиальное отличие. В силовых функциях β^- -распада основной максимум расположен вблизи аналога. В силовых функциях β^+ -распада положение максимума нельзя связывать с положением аналога, т.к. в ядрах с $T_Z > 0$ ($N > Z$) нет аналогового состояния по отношению к β^+ -распаду. Главное отличие состоит в том, что энергии возбуждения базисных состояний отсчитываются от основного состояния дочернего ядра, и результаты расчетов для β^+ -распада более чувствительны к выбору среднего поля и учету различных корреляций [5].

В последние годы широкое распространение для расчета $S_\beta(E)$ получили модели с использованием QRPA-приближения [51,52]. В подходах, использующих приближение QRPA, волновые функции строятся на основе той или иной одночастичной модели со спариванием и остаточным взаимодействием зарядово-обменного типа, которое трактуется в приближении случайных фаз [39,40,51].

Типичное значение константы остаточного взаимодействия Гамова — Теллера составляет [5,14,39,51]: $G_{\tau\sigma} = (40 \div 50)/A \cdot \text{МэВ}$.

Положению резонанса Гамова — Теллера для ядер в области ^{208}Pb в QRPA-модели соответствует константа остаточного взаимодействия [5] $G_{\tau\sigma} = 46/A \cdot \text{МэВ}$. Изменение расчетного значения положения резонанса Гамова — Теллера составляет 12% при изменении $G_{\tau\sigma}$ на 40% [52]. Положение остальных резонансов в $S_\beta(E)$ менее чувствительно к выбору константы $G_{\tau\sigma}$.

Сделаем несколько комментариев о силовых функциях β^- - и β^+ -переходов. Силовые функции S_β для β^- - и β^+ -переходов качественно различны, что проявляется прежде всего в полной сумме β^+ - и β^- -переходов. Для β^- -переходов Гамова — Теллера существует правило сумм [18,29]:

$$S_- - S_+ = 3(N - Z), \quad (14)$$

где

$$S_{\pm} = \sum_i B_{\pm}(GT, E_i), \quad (15)$$

а величина $B_{\pm}$ связана с S_{β} соотношениями (4) — (6).

Величины $S_{\pm}$ называют интегральной силой возбуждений Гамова — Теллера в каналах β^{-} - или β^{+} -распадов. Правило сумм (14) модельно-независимо в пространстве нуклонных степеней свободы, т.е. оно должно выполняться в присутствии различных нуклонных корреляций, но может модифицироваться при учете ненуклонных степеней свободы (кварков, барионных резонансов и т.д.). Из (14) следует, что в ядрах с $N > Z$ полная сумма β^{-} -переходов существенно больше, чем β^{+} -переходов. Однако это не означает, что $\log ft$ β^{-} - и β^{+} -переходов должны сильно различаться, поскольку в энергетически разрешенное окно ($E < Q_{\beta}$) попадают далеко не все состояния, дающие вклад в $S_{\pm}$ (рис. 1). Так, более 90% полной силы β^{-} -переходов Гамова — Теллера сосредоточено в резонансе Гамова — Теллера, который по энергии возбуждения находится выше Q_{β} , а значит, силы S_{+} и S_{-} в области низких энергий возбуждения могут быть сравнимы [5].

В $S_{\beta}(E)$ для β^{-} -переходов основной максимум расположен в области аналогового состояния (рис. 1). Основной максимум в $S_{\beta}(E)$ для $\beta^{+}(EC)$ -распада может довольно сильно изменять свое положение при переходе от ядра к ядру. Однако, если основной максимум в $S_{\beta^{-}}$ ($\mu_{\tau} = -1$) в принципе недостижим при β^{-} -распаде ядер с $N > Z$, то резонанс Гамова — Теллера с $\mu_{\tau} = +1$ в определенных ядрах может опускаться ниже Q_{β} [50] и проявляться при $\beta^{+}(EC)$ -распадах. В ядрах с $Z > N$ ситуация с β^{+} - и β^{-} -распадами меняется местами.

Различия в $S_{\beta^{+}}$ и $S_{\beta^{-}}$ мало сказываются на вероятностях β^{+} - и β^{-} -переходов в ядрах вблизи полосы стабильности. Эти различия проявляются более сильно при удалении от полосы β -стабильности и возрастании полной энергии и β -распада Q_{β} .

1.4. Функция Ферми. Кратко остановимся на расчетах функций Ферми, которые необходимы при анализе экспериментальных данных и проведении сравнения теории с экспериментом (3).

Вероятность β -распада в единицу времени записывается как [16]:

$$W_{\beta} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{\beta}|^2 \frac{dk_e dk_v}{(2\pi)^6} \delta(E_0 - \epsilon_e - E_v), \quad (16)$$

где E_0 — полная энергия β -распада, H_{fi} — матричный элемент β -перехода из начального состояния (i) в конечное состояние (f), k_e, E_e — волновой вектор и энергия электрона, k_ν, E_ν — волновой вектор и энергия антинейтрино. Матричный элемент $|H_{fi}|$ содержит произведение ядерного матричного элемента $|M_{fi}|$ и плотности состояний для электрона и антинейтрино. В результате имеем распределение электронов по энергии [16,53]:

$$\frac{dW_{fi}}{d\varepsilon} = \frac{m_e c^2}{\pi^3} \frac{\Gamma^2}{3} \rho(\varepsilon, Z, R) |M_{fi}|^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}, \quad (17)$$

где $\varepsilon = \frac{E_e}{m_e c^2}$, $\varepsilon_0 = \frac{E_0}{m_e c^2}$, $B \equiv \frac{2\pi^3 \ln 2}{m_e c^2 \Gamma^2} = 4131 \text{ с}$, функция $\rho(Z, R, \varepsilon)$ описывает влияние электрического поля атома на распределение β -частиц по энергиям. В случае разрешенных β -переходов влияние поля атома на распределение β -частиц по энергиям описывается функцией Ферми, на которую должен быть умножен β -спектр, вычисленный при $Z=0$. Полная вероятность β -распада [5,52]:

$$W_{fi} = \frac{m_e c^2}{2\pi^3} \frac{\Gamma^2}{3} |M_{fi}|^2 f(Z, R, \varepsilon_0), \quad (18)$$

где

$$f(Z, R, \varepsilon_0) = \int_1^{\varepsilon_0} \rho(Z, \varepsilon, R) (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} d\varepsilon \quad (19)$$

— интегральная функция Ферми. Для функций Ферми составлены обширные таблицы [16,54].

Период полураспада

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\sum W_{fi}} = \frac{\ln 2}{m_0 c^2} \frac{2\pi^3 \ln 2}{\Gamma^2} \left\{ \sum |M_{fi}|^2 f(Z, R, \varepsilon_0) \right\}^{-1} = \left\{ \sum S_\beta(E_f) \mathcal{F}(Z, R, \varepsilon_0) \right\}^{-1}, \quad (20)$$

где $S_\beta(E) = \frac{|M_{fi}|^2}{B}$, $B \equiv 4213 \text{ с} \equiv D \frac{g_v^2}{g_a^2} \equiv \frac{2\pi^3 \ln 2}{m_0 c^2 \Gamma^2}$, $D \equiv \frac{2\pi^3 \ln 2}{g_v^2 m_0^2 c^4}$ [5,52],

см. также формулу (4).

Вышеприведенные формулы применимы как для β^- , так и для β^+ -распадов. Для электронного захвата формулы несколько модифицируются [16,53]:

$$E_0^{EC} = E_0^{\beta^+} + 2m_0 c^2 - B_e, \quad (21)$$

где E_0^{EC} — полная энергия электронного захвата, B_e — энергия связи электрона, т.е. электронный захват может иметь место, когда β^+ -распад энергетически запрещен. Соотношение между β^+ -распадом и электронным захватом зависит от энергии перехода.

Вероятность электронного захвата с K -оболочки:

$$dW_{fi}^{(k)} = \frac{2\pi}{(2\pi)^3} |H_{fi}^{(k)}|^2 \frac{dk_v}{\delta(E_0 - E_v)}, \quad (22)$$

$$W_{fi}^{(k)} = \frac{m_e C^2 \Gamma^2}{\pi} \left(\frac{\Gamma}{m_e C} \right)^2 \rho_k(Z, \epsilon, P) |M_{fi}|^2 \epsilon_v^2, \quad (23)$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\sum (W_{fi}^\beta + W_{fi}^{(k)})}. \quad (24)$$

Для более точного описания ряда процессов (например, запаздывающего деления) часто важно учитывать электронный захват с L -оболочки:

$$W_{fi}^{k+L_i} = \frac{m_e C^2 \Gamma^2}{\pi} |M_{fi}|^2 \frac{1}{4\pi} (g_{-1,k}^2 q_k^2 - g_{-1,L_1}^2 q_{L_1}^2), \quad (25)$$

$$W_f^{k+L_i} = \frac{m_e C^2 \Gamma^2}{2\pi^3} |M_{fi}|^2 f_{fi}^{k+L_i}(Z, R, \epsilon), \quad (26)$$

$$f_{fi}^{k+L_i}(Z, R, \epsilon) = \frac{\pi}{2} (g_{-1,k}^2 q_k^2 - g_{-1,L_1}^2 q_{L_1}^2), \quad (27)$$

где q_x — энергия, уносимая нейтрино. Для функций f и g составлены разнообразные таблицы [16,54].

При расчетах функций g и f используется самосогласованный потенциал Хартри — Фока — Слэтера для поля, создаваемого атомными электронами, учитываются эффекты экранирования и конечных размеров ядра. Различные варианты расчета интегральной функции Ферми $f(\epsilon, Z, R)$ отличаются, как правило, на несколько процентов и лишь в экзотических случаях (большие $Q_\beta > 10$ МэВ и большие $Z > 80$) различия могут достигать до 20%.

Для разрешенных переходов интегральную функцию Ферми для β^- - и β^+ -переходов удобно разбить на два множителя:

$$f(E, Z, R) = \Phi(E) F_0(E, Z, R), \quad (28)$$

где

$$\Phi(E) = (E^2 - 1)^{1/2} (2E^4 + 9E^2 - 8) / 60 + E \ln[E + (E^2 - 1)^{1/2}], \quad (29)$$

E — полная энергия β -частицы, включая массу покоя в единицах $m_e c^2$. Функция $\Phi(E)$ довольно резко зависит от энергии и вычисляется аналитически, а функция $F_0(E, Z, R)$ рассчитывается численно, но слабо зависит от энергии и удобна для интерполяции. В таблицах часто приводят именно функцию $F_0(E, Z, R)$.

1.5. Экспериментальные исследования структуры силовых функций β -переходов и сравнение с теоретическими расчетами. Информацию о структуре силовых функций β -переходов можно получать из спектров полного поглощения γ -лучей, сопровождающих β -распад [5,55], из исследований испускания запаздывающих нейтронов, протонов, α -частиц [5,56-59] и изучения $M1\gamma$ -распадов аналоговых резонансов [21].

Одни из первых экспериментальных проявлений резонансной структуры $S_\beta(E)$ были получены при исследовании $M1\gamma$ -распада аналоговых резонансов [21]. Используется соотношение между величиной $B(M1\sigma)$ для γ -переходов с аналогового состояния и величиной ft соответствующего β -перехода (рис.2). Изовекторная часть оператора $M1\gamma$ -перехода:

$$M(M1) = (3/4\pi)^{1/2} \frac{e}{2MC} (-4,7\sigma_\mu + \ell_\mu) \chi_z. \quad (30)$$

В случае, когда вклад орбитальной части в $M1\gamma$ -переход мал и им можно пренебречь, приведенную вероятность $M1\gamma$ -перехода обозначают как $B(M1\sigma)$. Аналоговое состояние не содержит значительных примесей состояний с другими значениями изоспина, и γ -переход чистый изовекторный, тогда можно написать [6]:

$$ft = \frac{11000}{(T_0 + 1/2)B(M1\sigma)}, \quad (31)$$

$$B(M1\sigma) \approx B(M1).$$

Типичные распределения величины $B(M1)$ для $M1\gamma$ -распада аналогов в области $A \approx 50$ приведены на рис.2 [6,60]. Распределения $(BM1)$ носят явно нестатистический (резонансный) характер, что согласно (3),(31) указывает на нестатистический характер $S_\beta(E)$. Модельные расчеты γ -распада аналоговых резонансов правильно описывают основные качественные характеристики γ -распада и положения максимумов в $S_\beta(E)$. Однако для абсолютных значений интенсивностей переходов могут наблюдаться расхождения между расчетом и экспериментом в несколько раз [60].

Если энергия уровня i , заселяемого β -переходом, превышает энергию отделения протона или α -частицы, при распаде данного уровня могут испускаться запаздывающие протоны или α -частицы [58]. Энергия запаздывающих частиц определяется соотношением (рис.3):

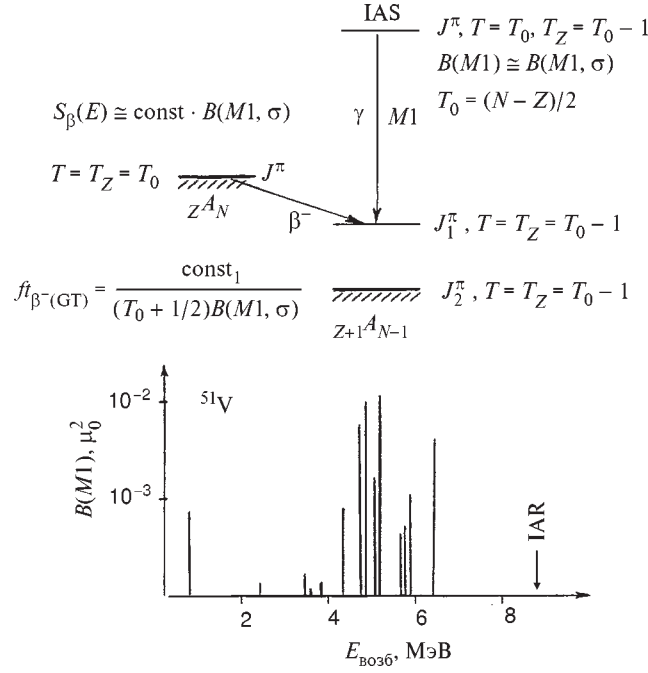


Рис. 2. Соотношения между приведенными вероятностями для $M1\gamma$ -переходов с аналогового состояния $B(M1)$, величинами ft и $S_\beta(E)$ для β^- -распада Гамова — Теллера. $B(M1, \sigma)$ обозначает приведенную вероятность $M1\gamma$ -перехода в случае, когда можно пренебречь вкладом « ℓ -части» в операторе $M1\gamma$ -перехода. Показано типичное экспериментальное распределение для $M1\gamma$ -распада аналогов в области $A=51$

$$E_i = B_x + E_f + \frac{A}{A - M_x} E_x, \quad x \equiv \begin{cases} p \\ \alpha \end{cases}, \quad M_p = 1, \quad M_\alpha = 4, \quad (32)$$

где B_x — энергия связи частицы x в дочернем ядре, E_x — энергия частицы, E_i, E_f — энергии начального и конечного состояний после испускания частицы. К настоящему времени обнаружено несколько сотен излучателей запаздывающих протонов и α -частиц [61, 62]. Испускание запаздывающих протонов может происходить после β^+ (EC)-распада нейтронодефицитных ядер. Испускание же α -частиц возможно как после β^+ (EC)-распада нейтронодефицитных ядер ($^{114}\text{Cs} \rightarrow ^{120}\text{Cs}$), так и после β^- -распада нейтроноизбыточных ядер ($^{212}\text{Bi}, ^{214}\text{Bi}, ^{16}\text{N}$) [62]. Рассмотрим связь формы спектра запаздывающих протонов с S_β [58]:

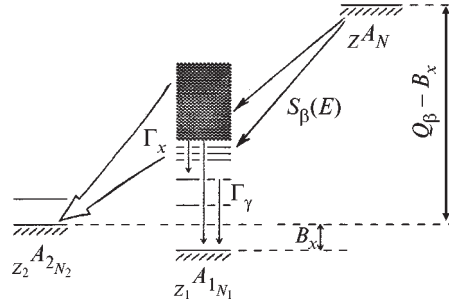


Рис.3. Энергетические соотношения при испускании запаздывающих частиц

$$I_p(E_p) = \sum I_\beta(E_i) \Gamma_p^{if} / \Gamma^i, \quad (33)$$

где I_x — интенсивность испускания соответствующей частицы, Γ_p — протонная ширина, Γ — полная ширина, причем

$$I_\beta = \text{const} \cdot S_\beta(E_i) f(Q_\beta - E_i). \quad (34)$$

Если считать, что ширины Γ_p / Γ^i некоррелированы с вероятностями β -переходов и ширины Γ_p и Γ^i можно рассчитывать по статистической модели [63], то

$$I_p(E_p) = \text{const} \cdot S_\beta(E_i) f(Q_\beta - E_i) G(E_p), \quad (35)$$

где $G(E_i) = \langle \Gamma_p(E_p) / \Gamma(E_i) \rangle$ — среднестатистическое значение отношения $\Gamma_p(E_p) / \Gamma(E_i)$. Функция f в (31) убывает по степенному закону при $E_p \rightarrow Q_\beta$, а функция $G(E_p)$ убывает экспоненциально при $E_i \rightarrow B_p$, и спектр запаздывающих протонов имеет характерную форму колокола с шириной 2—3 МэВ [58]. Поэтому по спектрам запаздывающих протонов можно судить о довольно узком интервале $S_\beta(E)$. Аналогичный вид имеет спектр запаздывающих α -частиц, но его максимум сдвинут в сторону меньших энергий из-за различий в энергиях отделения и кулоновских барьерах.

Таким образом,

$$S_\beta(E_i) = \text{const} \cdot I_x(E_i) / R(E_i). \quad (36)$$

Функция $R(E)$ сильно зависит от параметров модели расчета $\langle \Gamma_x(E) / \Gamma(E) \rangle$, но это выражение можно использовать как качественную оценку $S_\beta(E)$. Если резонанс в $S_\beta(E)$ попадает в интервал от B_x до Q_β , то это должно существенным образом отразиться на форме спектра запаздывающих частиц. Первые проявления резонансной структуры $S_\beta(E)$ в спектрах запаздывающих протонов были обнаружены в работах [58,64]. Как правило, чувствительность спектров запаздывающих протонов или α -частиц к выбору

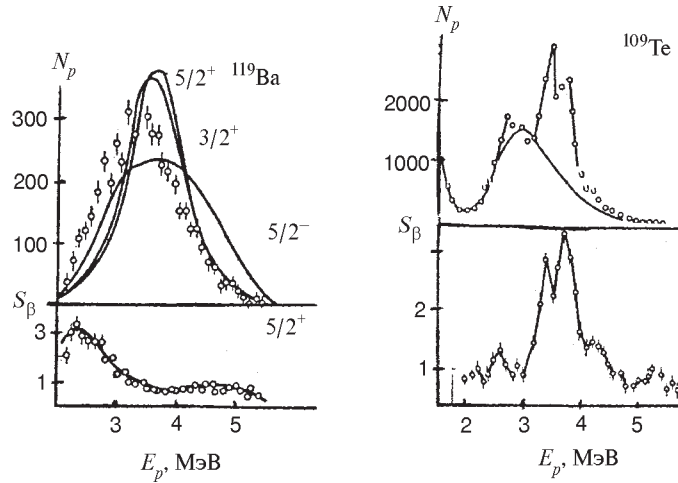


Рис. 4. Спектр запаздывающих протонов ^{119}Ba и ^{109}Te . Сплошная линия — расчет спектра по статистической модели при различных квантовых числах основного состояния ^{119}Ba . На нижних рисунках приведены силовые функции β^- -переходов, соответствующие спектрам запаздывающих протонов

$S_\beta(E)$ не очень велика, и соответствующим выбором параметров модели для расчета $\langle \Gamma_x / \Gamma \rangle$ можно добиться неплохого согласия с экспериментом [58], то есть чувствительность эксперимента к форме $S_\beta(E)$ и модели расчета $\langle \Gamma_x / \Gamma \rangle$ примерно одинакова. Однако для ряда ядер никакими изменениями параметров модели расчета Γ_x и Γ описать экспериментальные данные без учета резонансной структуры $S_\beta(E)$ не удастся [5,58]. На рис.4 приведен спектр запаздывающих протонов для ^{109}Te и расчеты с различными формами $S_\beta(E)$. Из рис.4 следует, что только с учетом резонансной структуры $S_\beta(E)$ можно описать спектры запаздывающих протонов ^{109}Te . С аналогичной ситуацией мы сталкиваемся для ^{121}Ba и ^{114}Cs [5,58].

Исследования спектров запаздывающих нейтронов позволяют получить более детальную информацию о структуре $S_\beta(E)$, чем исследования запаздывающих протонов или α -частиц, вследствие отсутствия кулоновского барьера. Вероятности испускания запаздывающих нейтронов при β^- -распаде нейтроноизбыточных ядер оказываются значительно выше, чем вероятности испускания протонов и α -частиц после $\beta^+(EC)$ -распада нейтронодефицитных ядер при тех же значениях величины $(E_i - B_x)$ (рис.3). Отсутствие кулоновского барьера позволяет получать информацию о $S_\beta(E)$ в более широком энергетическом интервале, а именно практически от значений энергии связи нейтрона в дочернем ядре B_n до Q_β .

Проявления резонансной структуры силовых функций $S_\beta(E)$ в спектрах запаздывающих нейтронов наблюдались для многих ядер [26,65].

Для ядер с достаточно большим нейтронным избытком при β^- -распаде заселяются состояния типа «обратный спин-флип» и «поляризации остова», которые, как отмечается в [5], и могут проявляться в спектрах запаздывающих нейтронов. К настоящему времени идентифицировано несколько сотен излучателей запаздывающих нейтронов [99]. Вероятность заселения уровня i при β^- -распаде I_β^i и испускания запаздывающего нейтрона $I_n(E)$ с энергией $E = E_i - B_n - E_f$ связаны соотношением [5,58]:

$$I_\beta^i = \sum \frac{\Gamma^i}{\Gamma_n^i} I_n(E_i - B_n - E_f), \quad (37)$$

где Γ^i — полная ширина уровня $\Gamma^i \approx \Gamma_\gamma^i + \Gamma_n^i$, Γ_n^i — нейтронная ширина уровня. Уравнение (37) можно обратить:

$$I_n^f(E) = \sum I_\beta^i(E_i) \frac{\Gamma_n^i}{\Gamma^i}. \quad (38)$$

Ширины Γ^i и Γ_n^i рассчитываются с использованием статистической модели [58,66], а интенсивность $I_\beta^i(E_i)$ связана с силовой функцией β -распада соотношением (3).

Пример силовой функции для β^- -распада ^{95}Rb , полученной из анализа спектра запаздывающих нейтронов, приведен на рис.5 [67,68], там же даны результаты расчетов $S_\beta(E)$ в различных моделях. Из сравнения экспериментальных [67] и теоретических [5,68] данных видно, что только с учетом нестатистических эффектов в $S_\beta(E)$ можно корректно описывать спектр запаздывающих нейтронов. Аналогичная ситуация наблюдается и для многих других излучателей запаздывающих нейтронов [26,65,69].

Характерной особенностью силовых функций β^- -распадов многих ядер, полученных из анализа спектров запаздывающих нейтронов, является их резонансный характер. Природа этих резонансов объяснена в работах [5,65]. Максимумы вблизи Q_β связаны с переходами на состояния типа «поляризация остова», а более низколежащие пики — с переходами типа «обратный спин-флип», введенными в TDA-расчеты в работах [5,14].

Отметим, что в чисто статистических расчетах, с моделированием различного рода флуктуаций, в принципе можно получить «пики» в спектрах запаздывающих нейтронов [70], но невозможно описать закономерности в интенсивностях и положениях пиков при рассмотрении различных ядер [5]. Закономерности в резонансной структуре $S_\beta(E)$ можно объяснить, используя лишь нестатистические свойства $S_\beta(E)$.

В ряде работ приводятся данные лишь о вероятности испускания запаздывающих нейтронов, т.е. вероятности испускания запаздывающего нейтрона на один акт β^- -распада:

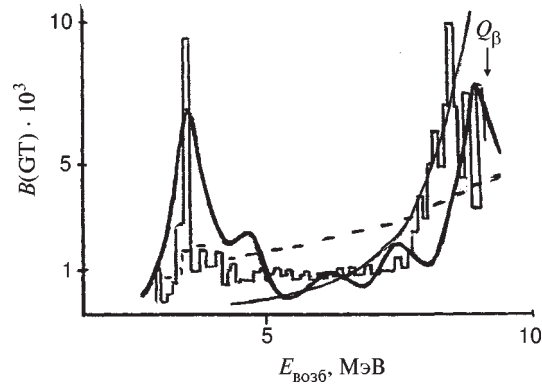


Рис.5. Силовая функция для β^- -распада $^{95}\text{Rb} \xrightarrow{\beta^-} ^{95}\text{Sr}$: теоретические расчеты в различных моделях и экспериментальные данные из анализа спектров запаздывающих нейтронов. Гистограмма — эксперимент: (—) расчет по статистической модели ($S_\beta(E) \equiv \rho(E)$) и (---) расчет по гросс-теории: (—) расчет $S_\beta(E)$ по микроскопической модели с учетом остаточного взаимодействия Гамова — Теллера

$$P_n = \frac{\int_{B_n}^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E) \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}} dE}{\int_{B_n}^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E) dE}. \quad (39)$$

Величина P_n колеблется от долей процента до десятков процентов [65] и чувствительна к форме силовой функции β -распада [15,65].

Прежде чем проводить сравнение экспериментальных и теоретических значений P_n , сделаем одно замечание, общее для вычисления вероятностей запаздывающих процессов, а именно: расчеты вероятностей запаздывающих процессов имеют довольно низкую надежность, если плохо известны параметры, определяющие энергетику процесса (B_x , Q_β и т.д.). Особенно резко это может сказываться на расчетах P_n при наличии пиков в $S_\beta(E)$ вблизи Q_β или B_n . Так, например, при расчете P_n для ^{31}Na [52] разумные изменения параметров среднего поля приводят к изменению положения пика в $S_\beta(E)$ с 1,94 до 2,06 МэВ, т.е. приподнимают его чуть выше B_n ($B_n \approx 2$ МэВ). Это приводит к росту P_n на 75%, в то время как период полураспада меняется всего лишь на 2%. Аналогичная ситуация характерна для всех запаздывающих процессов, особенно для запаздывающего деления в области ядер, удаленных от полосы стабильности. Поэтому для этих ядер следует с осторожностью относиться к теоретическим расчетам вероятностей запаздывающих процессов [71].

Таким образом, можно утверждать, что только с учетом структуры в $S_\beta(E)$ можно описать вероятности испускания запаздывающих нейтронов. Однако детальное совпадение теоретических и экспериментальных значений P_n не всегда удается получить [5,52]. На взгляд авторов [5], это связано с двумя факторами. Первый состоит в необходимости использовать $S_\beta(E)$ с реальными ширинами пиков, причем надежный расчет ширин пиков довольно проблематичен. Второй, возможно, более существенный фактор связан с тем, что ширины Γ_n и Γ_{tot} рассчитываются с использованием статистической модели, что, вообще говоря, может быть лишь неким приближением. Поэтому данные о $S_\beta(E)$, полученные из спектров запаздывающих частиц и вероятностей испускания запаздывающих частиц, можно рассматривать как оценочные. Более строгие и детальные выводы можно сделать, исследуя непосредственно β -распад или ядерные реакции.

Заключение о нестатистическом характере $S_\beta(E)$ можно сделать из измерения $S_\beta(E)$ методом полного поглощения γ -лучей [5,27,28,72]. Метод полного поглощения γ -лучей привлекателен тем, что он позволяет получать информацию о структуре $S_\beta(E)$ в прямых экспериментах. Принцип действия спектрометра полного поглощения основан на суммировании энергий каскадных γ -квантов, образующихся после β -распада на возбужденные уровни дочернего ядра в 4π -геометрии. Первые успешные эксперименты, проведенные в [5,27,55] с использованием спектрометра полного поглощения, показали, что резонансная структура является характерной особенностью β -распада ядер. В настоящее время спектрометры полного поглощения γ -лучей используются во многих экспериментах по изучению характеристик $S_\beta(E)$ [28,72—74].

Рассмотрим анализ спектров полного поглощения γ -лучей на примере β^+ (EC)-распада ^{147}Tb ($T_{1/2} = 16$ ч) [28]. Источники ^{147}Tb получались при облучении танталовой мишени пучком протонов с энергией 660 МэВ. Спустя 30 мин после облучения мишень растворялась, и фракция Tb извлекалась методом хроматографии. Ядра ^{147}Tb выделялись из Tb-фракции при масс-сепарации на комплексе ЯСНАПП-2 [75], высаживались на алюминиевую фольгу и исследовались с помощью спектрометра полного поглощения γ -лучей (рис.6). Эффективность регистрации γ -лучей ϵ_{tot} в диапазоне энергий 0,6÷4,2 МэВ по пику полного поглощения экспоненциально зависит от суммарной энергии γ -переходов E_γ [28]:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \exp(-0,78E_\gamma), \quad (40)$$

где E_γ выражено в МэВ. Как известно [5], в этом случае интенсивность пика полного поглощения γ -излучения пропорциональна вероятности заселения уровня при β -распаде и не зависит от схемы распада. Анализ спектров сводится к выявлению пиков полного поглощения и определению их интенсивностей. Силовая функция β -распада строится на основании данных об интенсивностях

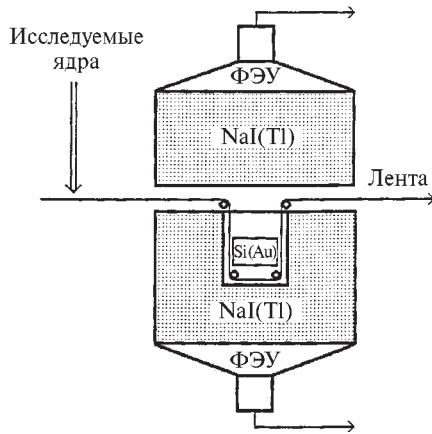


Рис.6. Схема эксперимента по измерению γ -спектров полного поглощения. Исследуемые ядра после масс-сепарации транспортируются в колодец кристалла NaI(Tl), где расположен детектор β -частиц. Спектры полного поглощения измеряются в 4 π -геометрии как в совпадении, так и без совпадений с β -частицами

пиков полного поглощения с использованием соотношения (3). Спектры γ -излучения, измеренные с помощью спектрометра полного поглощения в совпадениях с β^+ -частицами при β^+ (EC)-распаде ^{147g}Tb и без совпадений, приведены на рис.7 и 8. Граничная энергия спектров полного поглощения определяется полной энергией электронного захвата Q_{EC} . Пик с энергией $E_\gamma \approx 4$ МэВ на рис.8 и пик $E_\gamma \approx 3$ МэВ на рис.7 имеют максимальные энергии и идентифицируются как пики полного поглощения. Пик с $E'_\gamma \approx 3$ МэВ на рис.7 соответствует пик с $E_\gamma = E'_\gamma - 2m_e c^2 \approx 2$ МэВ на рис.8, где $2m_e c^2$ — энергия двух аннигиляционных квантов. Пик с энергией $E_\gamma \approx 2$ МэВ на рис.8 также является пиком полного поглощения.

Таким образом, в силовой функции

β^+ (EC)-распада ^{147g}Tb можно надежно идентифицировать два пика при энергиях 4 и 3 МэВ (рис.9), причем для получения значений интенсивностей и энергий этих двух пиков при анализе γ -спектров полного поглощения не требуется информации о схеме распада. В $S_{\beta^+(EC)}(E)$ для ^{147g}Tb наблюдается третий пик при энергии $E \approx 1,4$ МэВ, однако из-за трудности идентификации пика полного поглощения в этой области энергий для получения надежной информации об интенсивности этого пика требуется информация о схеме распада ^{147}Gd .

На рис.9 интенсивность пика с энергией $E \approx 1,4$ МэВ в $S_\beta(E)$ получена из анализа спектров полного поглощения γ -лучей (рис.7 и 8) в предположении, что разрядка уровней в области энергий возбуждения $E \approx 1,4$ МэВ происходит двумя γ -квантами с равной энергией. Таким образом, в силовой функции β^+ (EC)-распада ^{147g}Tb (рис.9,а) удастся надежно определить энергии и интенсивности двух пиков с энергиями $E \approx 4$ и 2 МэВ и установить наличие третьего пика с энергией $E \approx 1,4$ МэВ [28].

Распад ^{147g}Tb является тем редким случаем, когда $S_{\beta^+(EC)}(E)$ удастся построить из данных о схеме распада. Функция $S_{\beta^+(EC)}(E)$, полученная в [28] из анализа схемы распада ^{147g}Tb [76], приведена на рис.9,б. Как видно из

рис.9,а и б, функции $S_{\beta^+(EC)}(E)$, полученные двумя разными методами, хорошо согласуются друг с другом, что позволяет сделать вывод о надежности определения $S_{\beta^+(EC)}(E)$ из спектров полного поглощения в тех случаях, когда в $S_{\beta^+(EC)}(E)$ содержится небольшое число пиков. Расчеты [28] с использованием QRPA-приближения (рис.9,б) предсказывают наличие наиболее интенсивного пика в $S_{\beta}(E)$ (резонанса Гамова — Теллера с $\mu_{\tau}=+1$) в области энергии возбуждения $E \approx 4$ МэВ, что согласуется с экспериментом. Экспериментальные данные (рис.9,б) позволяют выявить тонкую структуру данного резонанса [77].

С характером структуры $S_{\beta}(E)$ тесно связана величина периода полураспада (3). Хотя данные о $T_{1/2}$ и не дают детальной информации о $S_{\beta}(E)$, тем не менее периоды полураспада могут быть достаточно надежно определены экспериментально, а теоретические значения $T_{1/2}$ зависят от модели расчета $S_{\beta}(E)$ [5,39].

Первые качественные объяснения систематического торможения β -переходов Гамова — Теллера были даны в рамках гросс-теории [40], в которой основная сила возбуждений типа Гамова — Теллера концентрировалась в районе резонанса Гамова — Теллера, а остальная часть $S_{\beta}(E)$ аппроксимировалась гладкой функцией.

Одни из первых расчетов величин $T_{1/2}$, с учетом оболочечной структуры ядер и остаточного взаи-

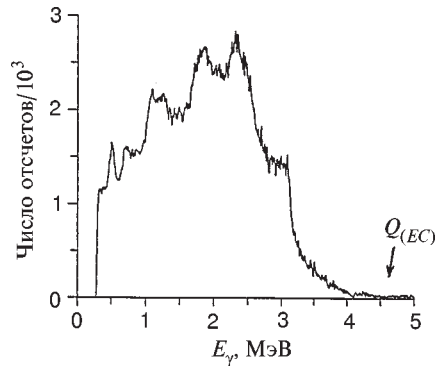


Рис.7. Спектр γ -излучения от распада ^{147g}Tb , измеренный с помощью спектрометра полного поглощения в совпадении с β^+ -частицами. Стрелкой указана полная энергия электронного захвата для ^{147g}Tb

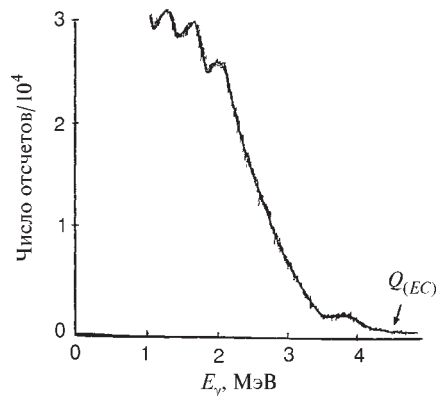


Рис.8. Спектр γ -излучения от распада ^{147g}Tb , измеренный с помощью спектрометра полного поглощения без совпадения с β^+ -частицами. Стрелкой указана полная энергия электронного захвата для ^{147g}Tb

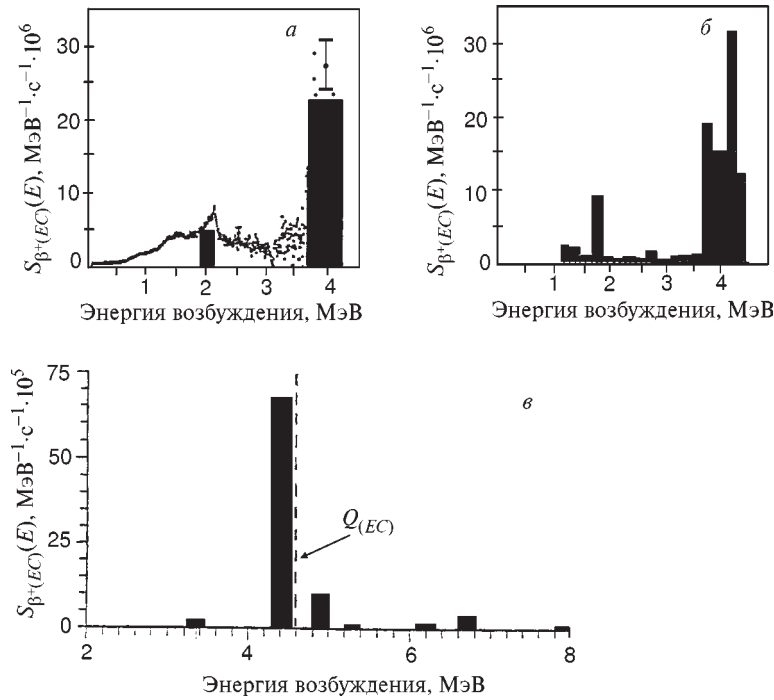


Рис.9. Силовая функция $\beta^+(EC)$ -распада ^{147g}Tb , полученная из анализа а) γ -спектров полного поглощения; б) схемы распада ^{147g}Tb , а также в) рассчитанная в рамках MQRPM-модели

модействия Гамова — Теллера, были проведены в рамках TDA-модели [5,78]. Расчеты в приближении TDA позволяют получить более корректные значения $S_{\beta}(E)$ и $T_{1/2}$, чем gross-теория, и более правильно описывают эксперимент.

В работе [39] были проведены расчеты $T_{1/2}$ с использованием QRPA-модели для большой группы ядер. Хотя для отдельных ядер расчеты по методу случайной фазы с учетом спаривания (QRPA-модель) дают значения $T_{1/2}$, более близкие к эксперименту, и в целом более правильно описывают величины $T_{1/2}$, чем TDA-модель, но и для нее расхождения с экспериментом могут достигать 10–50 раз (рис.10). Модели же, не учитывающие детали оболочечной структуры $S_{\beta}(E)$ (gross-теория), могут давать непредсказуемые расхождения с экспериментом от нескольких десятков до нескольких тысяч раз, причем в

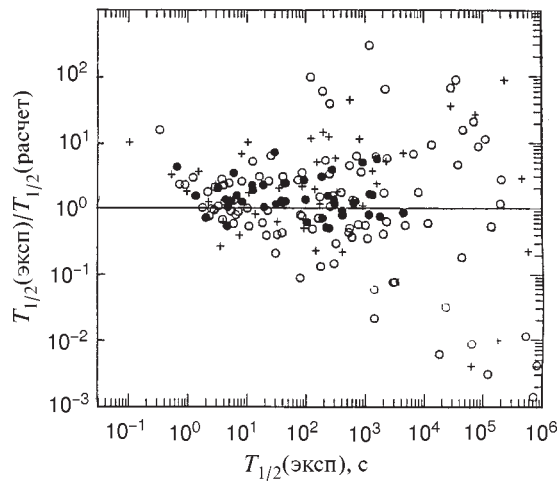


Рис. 10. Сравнение экспериментальных значений периодов $\beta^+(EC)$ -полураспада с расчетами при учете зарядово-обменных взаимодействий и спаривания в рамках QRPA-приближения: (•) — четно-четные ядра; (◦) — нечетные ядра; (+) — нечетно-нечетные ядра

подавляющем большинстве случаевgross-теория дает завышенные значения периодов полураспада.

Таким образом, модели, учитывающие структуру силовой функции β -переходов, позволяют оценивать периоды полураспада для β -переходов Гамова — Теллера, однако детального совпадения теории и эксперимента в настоящее время не наблюдается.

1.6. Нестатистические эффекты при β -распаде экзотических ядер.

Особенно интересную информацию о свойствах ядер можно получить при исследовании структуры $S_\beta(E)$ для ядер, сильно удаленных от полосы β -стабильности. Это связано со следующими обстоятельствами.

1) Нестатистические эффекты могут значительно усиливаться в ядрах с большим избытком нейтронов. Это связано с возможностью восстановления спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии с ростом $(N-Z)$ [38,79] и уменьшением степени смешивания близлежащих уровней с разными квантовыми числами группы $SU(4)$. Одним из следствий спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в атомных ядрах является равенство энергий изобар-аналогового резонанса $E(IAR)$ и резонанса Гамова — Теллера $E(GT)$. Расчет [24] значений разностей энергий данных резонансов $\Delta E = E(GT) - E(IAR)$ как функции нейтронного избытка и сравнение с экспериментом [23] проведены в [5] (рис.11). Прямая

$$E(GT) - E(IAR) = [-50,2(N-Z)/A + 110] \text{ МэВ} \quad (41)$$

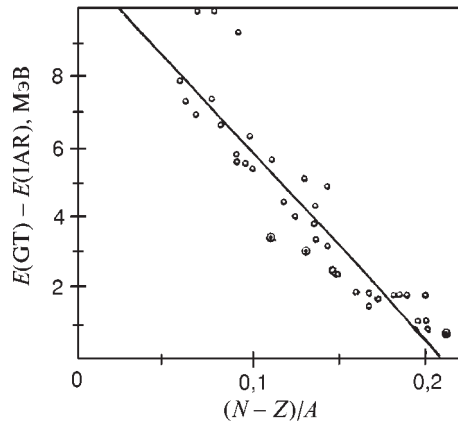


Рис. 11. Результаты расчетов положения резонанса Гамова — Теллера $E(GT)$ относительно изобар-аналогового резонанса $E(IAR)$ в зависимости от отношения разности числа нейтронов и протонов к атомному номеру

проведена по всем рассчитанным точкам. Из рис.11 видно, что разность ΔE существенно зависит от оболочечной структуры и только в среднем описывается прямой линией. Очевидно, что ΔE в среднем убывает с ростом $(N-Z)$, т.е. $SU(4)$ -спин-изоспиновая симметрия

и связанные с ней нестатистические эффекты могут быть более ярко выражены в экзотических ядрах с большим избытком нейтронов. Экспериментально восстановление $SU(4)$ -симметрии будет проявляться в уменьшении ширин распределений резонанса Гамова — Теллера и его сателлитов и специфике их γ -распада. В частности, с учетом квантовых чисел, соответствующих $SU(4)$ -симметрии, можно будет строить соотношения типа (31), связывающие γ -распад резонанса Гамова — Теллера и его сателлитов с β -распадом соседних ядер и исследовать проявления нестатистических эффектов в β -переходах различной степени запрета.

2) Для ядер с большим дефицитом нейтронов можно будет достаточно надежно определять полную силу S_+ для $\beta^+(EC)$ -распадов и проводить анализ правила сумм (14). Действительно, с ростом нейтронного дефицита увеличивается полная энергия электронного захвата Q_{EC} , а это, в свою очередь, может привести к тому, что все пики силовой функции $S_{\beta^+(EC)}(E)$ для переходов

Гамова — Теллера попадут в доступную для $\beta^+(EC)$ -распада область [28,50]. На рис.12 приведены рассчитанные [50] в рамках TDA-приближения значения $S_{\beta^+(EC)}(E)$ для $\beta^+(EC)$ -распадов типа Гамова — Теллера ^{128}Sm и

^{130}Sm . Из рис.12 следует, что измерения $S_{\beta^+(EC)}(E)$ для ядер с сильным дефи-

цитом нейтронов в ряде случаев могут дать информацию о полной силе $\beta^+(EC)$ -распадов типа Гамова — Теллера S_+ . Надежное экспериментальное определение значений S_+ и S_- представляется в настоящее время весьма интересной задачей. Дело в том, что существующие экспериментальные оценки величин S_+ и S_- примерно на 40% меньше теоретических значений [5,33,34,50] и не соответствуют правилу сумм (14). Однако надежность экспе-

риментального определения абсолютных значений S_+ и S_- в большинстве случаев невелика, что позволяет говорить лишь об оценках величин S_+ и S_- [5,28].

Таким образом, можно ожидать, что исследование характеристик β -распада в области ядер, сильно удаленных от полосы стабильности, позволит выяснить ряд интересных вопросов, связанных со структурой и свойствами атомных ядер.

Совокупность экспериментальных и теоретических данных, рассмотренных в данном разделе, приводит к однозначному выводу о необходимости описания силовых функций β -распада с использованием нестатистического подхода и учетом структуры ядра. Однако детального описания экспериментальных данных для β -распада широкого круга ядер развитые в настоящее время теоретические модели дать не могут. Статистический подход, пренебрегающий структурой ядра, в принципе не может дать адекватного описания экспериментальных данных.

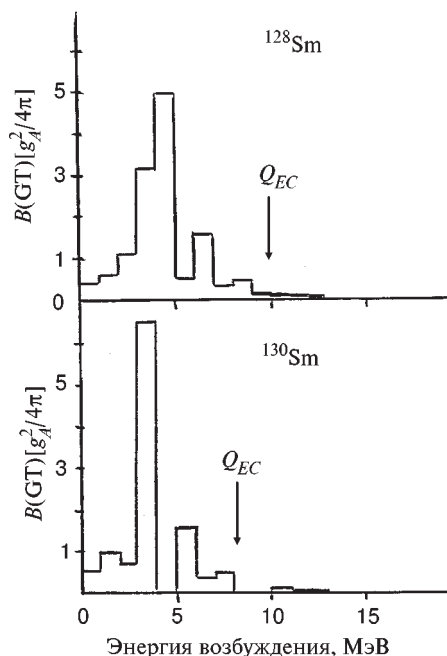


Рис.12. Силовые функции для $\beta^+(EC)$ -распадов Гамова — Теллера $^{128,130}\text{Sm}$, рассчитанные в рамках TDA-модели

2. НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И β -ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

2.1. β -запаздывающее деление ядер. Деление ядер из возбужденных состояний, заселяемых при β -распаде материнского ядра, получило название β -запаздывающего деления [80]. Это явление было открыто в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ [81,82] в области актинидов и в настоящее время исследовано для довольно значительного круга тяжелых ядер [83—91,104]. В настоящее время обнаружено β -запаздывающее деление для гораздо более легких ядер, в частности, в [92,93] сообщается о наблюдении β -запаздывающего деления в области ^{180}Tl — ^{188}Bi . Исследование запаздывающего деления позволяет получать информацию о барьерах деления ядер, учет данного процесса существен в космохронологии и в расчете образования элементов в астрофизических процессах.

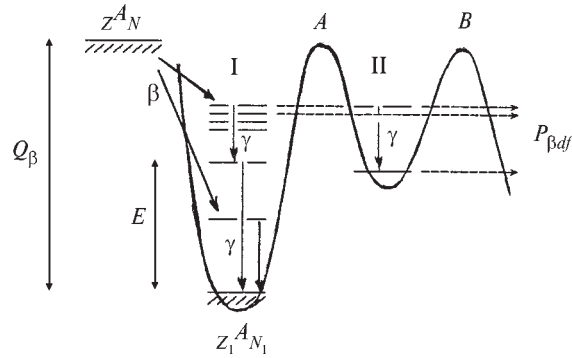


Рис.13. Схема β -запаздывающего деления (βdf) ядер. Указаны высоты внутреннего (A) и внешнего (B) барьеров деления дочернего ядра

Вероятность β -запаздывающего деления определяется следующим образом [14]:

$$P_{\beta df} = \frac{\sum_i f(E_i) S_{\beta}(E_i) \frac{\Gamma_f(E_i)}{\Gamma_{\text{tot}}(E_i)}}{\sum_j f(E_j) S_{\beta}(E_j)}, \quad (42)$$

где $f(E)S_{\beta}(E)$ — вероятность β -распада на уровень с энергией возбуждения E , $f(E)$ — функция Ферми, $\Gamma_f(E)$ — делительная ширина, $\Gamma_{\text{tot}}(E)$ — полная ширина. Энергетические соотношения показаны на рис.13. Из выражения (42) видно, что для расчета вероятности запаздывающего деления необходимо иметь информацию о силовой функции β -переходов $S_{\beta}(E)$.

2.2. Силовые функции β^+ (EC)- и β^- -распадов и запаздывающее деление актинидных ядер. В работах [84—86] сообщалось о наблюдении запаздывающего деления ядер ^{236}U и ^{238}U после β^- -распада ^{236}Pa и ^{238}Pa . Параметры барьеров деления ядер ^{236}U и ^{238}U хорошо известны [94] и приведены в табл.1. Расчет запаздывающего деления ^{236}U и ^{238}U с учетом нестатистических эффектов в $S_{\beta}(E)$, приводящих к появлению структуры, сделан в [14]. Расчет делительных ширин проводился в рамках модели двугорбого барьера деления [31,95]. Основным конкурирующим каналом распада, дающим вклад в Γ_{tot} , является испускание γ -квантов. Расчет γ -ширин проводился согласно [96]. Делительная ширина рассчитывалась согласно [97].

Таблица 1. Параметры барьеров деления ядер ^{236}U , ^{238}U и полные энергии β^- -распада Q_β для ^{236}Pa и ^{238}Pa

Дочернее ядро	E_A , МэВ	E_B , МэВ	E_2 , МэВ	ω_A , МэВ	ω_B , МэВ	Q_β , МэВ
^{236}U	6,1	5,9	2,6	0,9	0,7	3,1
^{238}U	6,2	5,9	2,5	1,0	0,72	3,9

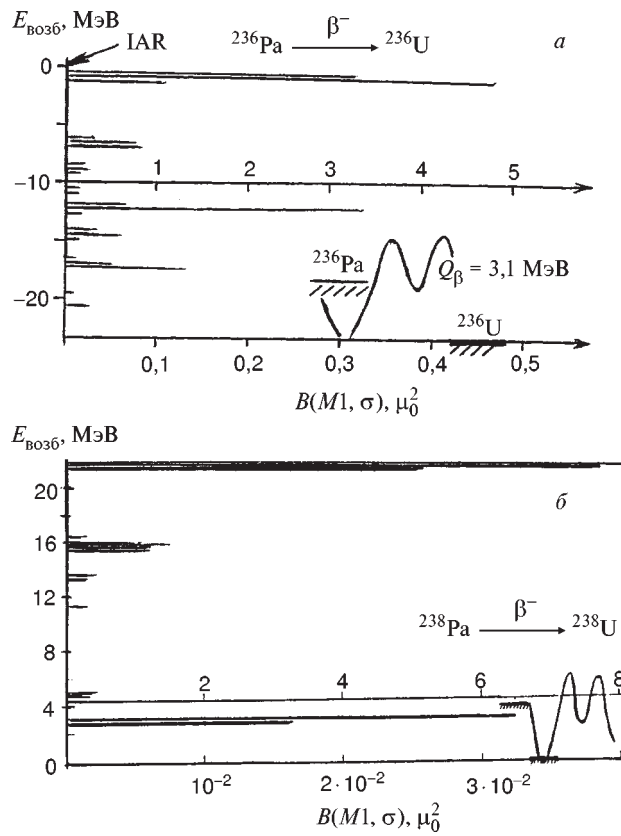


Рис. 14. Силовая функция $S_\beta(E)$ для β^- -распада ^{236}Pa (а), ^{238}Pa (б) и барьеры деления $^{236,238}\text{U}$. $B(M1, \sigma) = \frac{11000}{(T + 3/2)ft} = \text{const} \cdot S_\beta(E)$, где T — изоспин основного состояния дочернего ядра, $B(M1, \sigma)$ в единицах μ_0^2 (μ_0 — ядерный магнетон), ft в секундах

Силловые функции для β^- -распада ^{236}Pa и ^{238}Pa приведены и на рис.14. Расчет $S_\beta(E)$ для $^{236,238}\text{Pa}$ проведен [14] в рамках оболочечной модели с учетом остаточного взаимодействия Гамова — Теллера в приближении Тамма — Данкова. Основная сила β^- -переходов сосредоточена в гигантском резонансе Гамова — Теллера, расположенном вблизи аналогового состояния. При энергиях на $7 \div 8$ МэВ ниже аналога в ядрах ^{236}U и ^{238}U наблюдается второй максимум, обусловленный переходами типа спин-флип, и поляризация остова. При энергиях примерно на 18 МэВ ниже аналога появляется максимум, обусловленный переходами типа «обратный спин-флип» (рис.1, 14), они и вносят основной вклад в вероятность запаздывающего деления ^{236}U и ^{238}U .

Для ^{238}U рассчитанное [14] значение $P_{\beta df}$ составляет около 10^{-8} . При варьировании параметров, определяющих силовую функцию в разумных пределах, максимальное значение $P_{\beta df} = 6 \cdot 10^{-8}$. Для ^{238}U экспериментальное значение $P_{\beta df} = 10^{-8}$ определено в [85]. В случае ^{236}U рассчитанное [14] значение $P_{\beta df} = 4 \cdot 10^{-12}$. Максимальное рассчитанное значение при варьировании параметров, определяющих силовую функцию, составило $P_{\beta df} = 5 \cdot 10^{-11}$. Экспериментальные значения $P_{\beta df}$ получены в работах [85,86]. Согласно [85] $P_{\beta df} = 3 \cdot 10^{-10} \div 10^{-9}$. По данным [86] $P_{\beta df} = 10^{-9}$.

В табл.2 приведены рассчитанные [14] значения $P_{\beta df}$ при различных предположениях о $S_\beta(E)$. Расчет $P_{\beta df}$ при использовании статистических моделей для силовой функции β -распада: $S_\beta = \text{const}$ приводит к значениям $P_{\beta df}$, на 2—3 порядка превышающим экспериментальные величины, а в случае пропорциональности силовой функции плотности уровней ядра $S_\beta \approx \rho(E)$, превышение составляет 5—6 порядков для ^{236}U и ^{238}U .

Таблица 2. Вероятности запаздывающего деления $P_{\beta df}$ для ^{236}U , ^{238}U : экспериментальные значения и рассчитанные при различных предположениях о силовых функциях β -распада

Ядро	$P_{\beta df}$ при различном выборе S_β			Эксперимент
	$S_\beta = \text{const}$	$S_\beta \sim \rho(E)$	TDA-модель	
^{236}U	$6 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-4}$	10^{-12}	10^{-9}
^{238}U	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-2}	10^{-8}	10^{-8}

Таким образом, для запаздывающего деления ^{236}U и ^{238}U предположения, используемые в статистических моделях: $S_\beta(E) \approx \rho(E)$ и $S_\beta(E) = \text{const}$, дают значения $P_{\beta df}$, значительно превышающие экспериментальные данные, в то время как при использовании нестатистической $S_\beta(E)$, в которой должным образом отражены эффекты структуры атомного ядра, наблюдается хорошее согласие экспериментальных и вычисленных значений $P_{\beta df}$ для ^{238}U . Расчет предсказывает уменьшение $P_{\beta df}$ при переходе от $^{238}\text{U}_K$ ^{236}U , что также соответствует экспериментальным данным.

В работе [90] исследовано запаздывающее деление $^{256}\text{Es}^m \xrightarrow{\beta^-} ^{256}\text{Fm} \rightarrow \beta df$. Определена величина вероятности запаздывающего деления $P_{\beta df} \cong 2 \cdot 10^{-5}$ и изучена схема распада ^{256}Fm . Экспериментально установлено, что запаздывающее деление главным образом происходит после β^- -распада на уровень с энергией возбуждения $E \cong 1425$ кэВ, то есть экспериментально обнаружено проявление резонансной структуры $S_\beta(E)$ в запаздывающем делении. Расчеты также предсказывают наличие резонанса $S_\beta(E)$ в области энергий возбуждения $E \cong 15$ МэВ.

Для $\beta^+(EC)$ -распада ^{232}Pu ($^{232}\text{Am} \xrightarrow{\beta^+(EC)} ^{232}\text{Pu} \xrightarrow{\text{fission}} \beta df$) наблюдается довольно значительная доля запаздывающего деления [87,88]: $P_{\beta df} = 13_{-0.8}^{+4} \cdot 10^{-2}$. Данные по запаздывающему делению после $\beta^+(EC)$ -распада ^{232}Am были использованы в работе [88] для определения параметров внутреннего барьера (барьера A на рис.13) деления ядра ^{232}Pu . Результаты работы [88], полученные в предположении $S_\beta = \text{const}$, дают значение $P_{\beta df} = 13 \cdot 10^{-2}$ при высоте внутреннего барьера деления $E_A = 5.3$ МэВ, что на $1 \div 2$ МэВ выше, чем предсказывают расчеты по методу Струтинского ($E^{\text{th}} = 3.5 \div 4.3$ МэВ [98,99]). На основании этого в работе [88] делается вывод о несоответствии «экспериментального» и теоретического значений барьеров деления для ^{232}Pu . Однако, как было показано в [5,32], выбор $S_\beta = \text{const}$ не обоснован, и он не отражает специфику $\beta^+(EC)$ -распада в конкретном случае ядра ^{232}Am .

Расчет структуры силовой функции $\beta^+(EC)$ -распада ^{232}Am , основанный на представлениях о зарядово-обменных возбуждениях типа Гамова — Теллера, проведен в [32]. Одночастичные состояния рассчитывались согласно [100], функция S_β вычислена в приближении Тамма — Данкова и приведена на рис.15. Нестатистические эффекты, приводящие к наличию резонансной структуры в $S_\beta(E)$, вносят существенные изменения в анализ величин $P_{\beta df}$. Значения полной энергии $\beta^+(EC)$ -распада $Q_\beta = 5.2$ МэВ отмечены стрелкой на

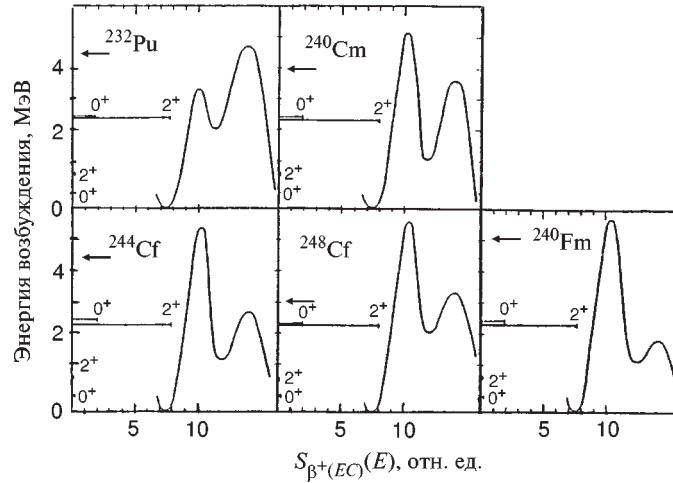


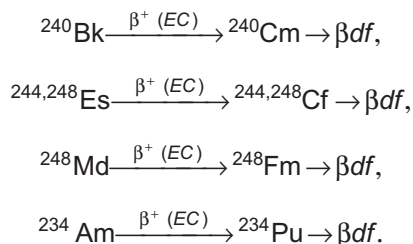
Рис.15. Структура силовых функций $\beta^+(EC)$ -распада ^{240}Am , ^{240}Bk , $^{244,248}\text{Es}$, ^{248}Nd и барьеры деления ^{232}Pu , ^{240}Cm , $^{244,248}\text{Cf}$, ^{248}Fm . Значения полных энергий EC -распада вычислены с использованием массовых формул Гарви — Кельсона [101] и указаны стрелкой

рис.15 и получены с использованием массовой формулы Гарви — Кельсона [101]. На рис.15 показан также барьер деления ядра ^{232}Pu , рассчитанный с использованием метода оболочечной поправки Струтинского. При расчетах $P_{\beta df}$ использовались для ^{232}Pu следующие параметры барьера деления: $E_B = 4.21 \text{ МэВ}$, $\omega_A = 0.9 \text{ МэВ}$, $\omega_B = 0.6 \text{ МэВ}$, и варьировалась высота внутреннего барьера деления E_A . В предположении $S_\beta = \text{const}$ и $P_{\beta df} = 13 \cdot 10^{-2}$ было получено $E_A = 5.3 \text{ МэВ}$ (т.е. повторен результат [88]), что на 1—2 МэВ выше, чем дают расчеты по методу Струтинского ($E^{\text{th}} = 3.5 \div 4.3 \text{ МэВ}$). Однако, если использовать рассчитанную в [32] $S_\beta(E)$ и ввести реалистическую ширину ($\text{FWHM} = 1 \text{ МэВ}$), то без какой-либо подгонки получим, что $E_A = 4.0 \text{ МэВ}$ соответствует $P_{\beta df} = 5.0 \cdot 10^{-2}$, что соответствует эксперименту [87,88], а также расчету барьера деления по методу Струтинского. Таким образом, на основании сделанного в [32] анализа можно сделать выводы.

1. Если надлежащим образом учесть структуру силовой функции β -переходов, то можно объяснить экспериментальные данные по запаздывающему делению ^{232}Pu .

2. Нет оснований утверждать, что барьеры деления, рассчитанные по методу Струтинского, не позволяют описывать эксперименты по запаздывающему делению, как это делается в [88].

В области актинидов процесс β^+ (EC)-запаздывающего деления (βdf) исследован также для:



Величины $P_{\beta df}^{\text{exp}}$ были измерены в [88—91]. На рис.15 и в табл.3 приведены результаты расчетов [5,32] величин S_{β} , $P_{\beta df}^{\text{th}}$ и экспериментальные значения $P_{\beta df}^{\text{exp}}$ для ряда ядер. При расчете $P_{\beta df}$ пики в $S_{\beta}(E)$ аппроксимировались гауссианами с шириной на половине высоты $\text{FWHM} = 1$ МэВ. Отношение площади «пика» к «фону» под пиками выбиралось равным 100. Указанные параметры ширины и «фона» соответствуют систематике [102,103]. Учет «фона» в данном случае моделирует β -переходы различного рода запрета и не столь существен. Как видно из табл.3, данные расчета $S_{\beta}(E)$ и $P_{\beta df}$ вместе с рассчитанными по методу Струтинского барьерами деления наблюдаются там, где экспериментальные значения $P_{\beta df}$ малы и позволяют неплохо описывать эксперимент. Небольшие отклонения наблюдаются там, где экспериментальные значения малы (${}^{240}\text{Cm}$ и ${}^{248}\text{Cf}$), однако, изменяя в допустимых значениях высоту барьера деления (не более чем на 0,5 МэВ), можно получить согласие с экспериментом.

Таблица 3. Экспериментальные и теоретические значения вероятностей запаздывающего деления $P_{\beta df}$ для ядер ${}^{232}\text{Pu}$, ${}^{244,248}\text{Cf}$, ${}^{248}\text{Fm}$, ${}^{240}\text{Cm}$

Ядро	$E_A(S)$, МэВ	$E_B(S)$, МэВ	ω_A , МэВ	ω_B , МэВ	Q_{β} , МэВ	$P_{\beta df}^{\text{exp}}$	$P_{\beta df}^{\text{theor}}$
${}^{232}\text{Pu}$	4,0	4,2	0,9	0,6	5,2	$13_{-0,8}^{+4} \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
${}^{244}\text{Cf}$	5,3	2,8	0,9	0,6	4,5	$5 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
${}^{248}\text{Fm}$	5,7	1,8	0,9	0,6	5,2	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
${}^{248}\text{Cf}$	5,7	3,3	0,9	0,6	2,9	$< 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$
${}^{240}\text{Cm}$	5,2	3,7	0,9	0,6	3,9	10^{-5}	$9 \cdot 10^{-7}$

Барьеры деления рассчитаны по методу Струтинского (S). При вычислении $P_{\beta df}$ использовались нестатистические силовые функции β^+ (EC)-распада, рассчитанные в TDA-модели

В работе [91] исследовано запаздывающее деление ^{234}Am . Установлено, что $P_{\beta df} = (66 \pm 18) \cdot 10^{-5}$. Расчеты [5,32] предсказывают наличие резонанса в $S_{\beta}(E)$ в области энергии возбуждения $E \cong 25$ МэВ, определяющего вероятность запаздывающего деления ^{234}Am . В этом случае экспериментальному значению $P_{\beta df}$ соответствует барьер деления ^{234}Pu с параметрами: $E_A = 4,7$ МэВ, $\omega_A = 0,9$ МэВ, $E_B = 4,2$ МэВ, $\omega_B = 0,6$ МэВ, что соответствует величинам, рассчитанным по методу Струтинского [98,99].

Таким образом, из проделанного анализа экспериментальных данных по запаздывающему делению в области актинидов можно сделать вывод, что только используя нестатистическую силовую функцию β -переходов, в которой отражены эффекты структуры ядра, можно корректно описывать процесс запаздывающего деления [5,32].

2.3. Силовые функции β^+ (ЕС)- и β^- -распадов и запаздывающее деление доактинидных ядер. Большие возможности β -запаздывающего деления связаны с областью доактинидных ядер, где экспериментальные данные о вероятности и механизме деления холодных ядер очень малы и не могут быть получены ни одним из традиционных методов [104]. В настоящее время экспериментально обнаружено β^+ (ЕС)-запаздывающее деление в области нейтронодефицитных изотопов $\text{Hg} + \text{Pb}$. Так, в работах [92,93,105] сообщается о наблюдении β^+ (ЕС)-запаздывающего деления в области ^{180}Hg . Проводятся исследования β^- -запаздывающего деления нейтроноизбыточных изотопов Ra [106].

В [49,107] проведен расчет процесса запаздывающего деления в случае



Интегральная функция Ферми $f(E, Z)$ для β^+ (ЕС)-распада ^{180}Tl выбиралась в виде

$$f(E, Z) = f_{\beta^+}(E) + f_K(E) + f_{L_I}(E) + \dots \quad (43)$$

Слагаемые соответствуют вкладам от β^+ -распада, K -захвата, L_I -захвата.

Для β^+ (ЕС)-распада ^{180}Tl на уровень с энергией возбуждения E в ^{180}Hg вклад от β^+ -перехода составляет около 10% при $Q_{EC} - E = 3$ МэВ, становится сравнимым с вкладом от K -захвата при $Q_{EC} - E = 5$ МэВ и в два раза превышает долю K -захвата при $Q_{EC} - E = 6,5$ МэВ. Учет L_I -захвата может быть существен при энергиях возбуждения вблизи Q_{EC} , где вероятности деления особенно велики. Пределы суммирования (интегрирования) в (42) различны для

разных членов. Для β^+ -распада верхний предел равен $Q_{EC} - 2m_e C^2$, для k, L_f -захвата $Q_{EC} - \epsilon_{k,L}$.

Перед расчетом $S_\beta(E)$ оценивалась равновесная деформация ядра ^{180}Hg . Расчет равновесной деформации проводился в [49,107] с использованием метода оболочечной поправки Струтинского [98]. Оказалось, что параметр равновесной деформации в основном состоянии $|\epsilon| \leq 0.1$ т.е. расчет $S_\beta(E)$ можно проводить в предположении о сферичности ядра ^{180}Hg .

Расчет одночастичных энергий проводился для потенциала Саксона — Вудса с параметрами, выбранными согласно [100]. Величина Q_{EC} для ^{180}Tl по оценкам [108] составляет $10.5 \div 11$ МэВ.

Расчеты [49,107], выполненные с учетом остаточного взаимодействия Гамова — Теллера в приближении Тамма — Данкова показывают, что $S_\beta(E)$ в данном случае может быть представлена в виде двух гауссианов с ширинами $\text{FWHM} \sim 1$ МэВ и сравнимыми интенсивностями (1 : 1,9). Период полураспада по $\beta^+(EC)$ -каналу в TDA-приближении составляет $T_{1/2} \approx 18$ с, а в QRPA-методе [95] $T_{1/2} \approx 0.74$ с (при $Q_{EC} = 10.9$ МэВ). Экспериментальная оценка составляет $T_{1/2}^{\text{exp}} \approx 0.70_{-0.90}^{+0.12}$ с [92], т.е. в 2,5 раза меньше, чем период $\beta^+(EC)$ -распада в TDA-приближении, и совпадает с периодом $\beta^+(EC)$ -распада, рассчитанным в QRPA-приближении [95]. Однако следует учесть, что в полный период $T_{1/2}^{\text{exp}}$ полураспада дает вклад еще и α -распад. Экспериментальных данных о соотношении α и $\beta^+(EC)$ в настоящее время не существует, а теоретические оценки [95] предсказывают примерно равные доли α - и $\beta^+(EC)$ -распада для ^{180}Tl . В целом согласие теоретических и экспериментальных значений периодов полураспада для такого рода расчетов можно считать вполне удовлетворительным.

Запаздывающее деление ^{180}Hg определяется, в основном, пиком в $S_\beta(E)$ при энергии возбуждения $E^* \approx 6.8$ МэВ. Результаты вычисления $P_{\beta df}$ [49,107] для ^{180}Hg приведены в табл.4. Из сравнения рассчитанных и измеренных значений $P_{\beta df}$ можно оценить барьер деления ядра ^{180}Hg . Если принять параметр $\omega = 1$ МэВ, то высота барьера деления ^{180}Hg , соответствующая экспериментальной оценке [92] $P_{\beta df} = 3 \cdot 10^{-(7 \pm 1)}$, будет $B_f \approx 11$ МэВ ($P_{\beta df} = 3 \cdot 10^{-7}$), что совпадает с качественной оценкой, сделанной в [93].

Расчеты $S_\beta(E)$, выполненные в QRPA [95] и TDA-моделях, дают качественно согласующуюся $S_\beta(E)$ для $\beta^+(EC)$ -распада ^{180}Tl (интенсивные пики в области $2 \div 4$ МэВ и $6 \div 8$ МэВ). Различия в функциях $S_\beta(E)$, полученные в

двух моделях, несущественны при расчете $P_{\beta df}$ (так как в этом случае $P_{\beta df}$ определяется пиками $S_{\beta}(E)$ в области $6 \div 8$ МэВ, и нужно знать $S_{\beta}(E)$ с точностью до константы), но существенны при расчете периодов полураспада [5,107,109]. Расчеты величины $P_{\beta df}$ с $S_{\beta}(E)$, полученной в QRPA-приближении, дают значение высоты барьера деления для ^{180}Hg , равное $B_f \cong 11$ МэВ, при котором $P_{\beta df} = 8 \cdot 10^{-7}$, т.е. соответствуют эксперименту и расчетам в TDA-модели.

Запаздывающее деление ряда доактинидных ядер можно использовать как тест для проверки различных моделей расчета $S_{\beta}(E)$ или барьеров деления ядер. Для этого случая весьма показательны исследования β^- -запаздывающего деления [110]:



Экспериментальная оценка $P_{\beta df}^{\text{exp}} < 2 \cdot 10^{-6}$ для ^{232}Ra была получена в [106]. Она резко противоречит теоретическому значению [111]: $P_{\beta df}^{\text{th}} \cong 0,3$.

Расчеты величины $P_{\beta df}$ очень чувствительны к таким параметрам, как Q_{β} — полная энергия β -распада, B_f — высота барьера деления и его кривизна ω_f , структура силовой функции β -распада. Особенно резко, в ряде случаев, $P_{\beta df}$ зависит от высоты барьера деления и его кривизны ω_f .

Таблица 4. Результаты расчета [49,107] вероятности β^+ (EC) запаздывающего деления $P_{\beta df}$ для ^{180}Hg при различных значениях высоты барьера деления и кривизны барьера ω

B_f , МэВ	ω МэВ	Δ , МэВ	$P_{\beta df}$, ГС	$\Gamma_{\text{БВ}}$, МэВ	$P_{\beta df}$, БВ
10	1,0	1	$14 \cdot 10^{-5}$	1	$17 \cdot 10^{-3}$
		2	$9,3 \cdot 10^{-5}$	2	$3,7 \cdot 10^{-3}$
11	1,0	1	$3,2 \cdot 10^{-8}$	1	$11 \cdot 10^{-5}$
		2	$2,4 \cdot 10^{-7}$	2	$2,3 \cdot 10^{-5}$
12	1,0	1	$5 \cdot 10^{-11}$	1	$2 \cdot 10^{-8}$
		2	$4 \cdot 10^{-10}$	2	$4,1 \cdot 10^{-8}$

ГС-пики в силовой функции β^+ (EC)-распада $S_{\beta}(E)$ представлялись в виде гауссианов с шириной на половине высоты (FWHM) Δ . БВ-пики в S_{β^-} представлялись в виде распределений Брейта — Вигнера с шириной $\Gamma_{\text{БВ}}$. $S_{\beta}(E)$ рассчитывалась в рамках TDA-модели.

Эксперимент [92]: $P_{\beta df} = 3 \cdot 10^{-(7 \pm 1)}$. Первая качественная оценка [93]: $B_f \cong 11$ МэВ

Расчеты, проведенные в [110], показали, что для β^- -распада ^{232}Fr силовая функция $S_\beta(E)$ имеет максимум при энергии возбуждения $E^* \cong 5,5$ МэВ и может быть аппроксимирована гауссианом с шириной $\text{FWHM} \cong 1$ МэВ. Если выбрать параметр эффективно-одногогорбого барьера деления ^{232}Ra $\omega = 1$ МэВ, то экспериментальной оценке $P_{\beta df} < 2 \cdot 10^{-6}$ соответствует высота барьера $B_f > 7,7$ МэВ в ^{232}Ra . Величина Q_β была выбрана согласно [108] (систематика): $Q_\beta = (5,7 \pm 0,7)$ МэВ.

Теоретические расчеты [112] показывают, что барьеры деления для ^{228}Ra и ^{232}Ra примерно одинаковы. Экспериментальные данные по эффективно-одногогорбому барьеру деления ^{228}Ra приведены в [113, 114] и составляют $B_f \cong 7,8$ МэВ, $\omega = 0,9$ МэВ; и $B_f = (8,7 \pm 0,4)$ МэВ. Таким образом, оценка $B_f > 7,7$ МэВ [110] барьера в ^{232}Ra согласуется с рядом экспериментальных и теоретических результатов. Слишком высокое значение $P_{\beta df}$, полученное в [111], может быть связано с некорректным выбором параметров барьера деления.

Таким образом, для ядер, удаленных от полосы β -стабильности, расчеты $P_{\beta df}$ могут давать сильно расходящиеся результаты, если энергетические параметры ($Q_\beta, B_f, S_\beta(E)$) известны недостаточно хорошо. В то же время решение обратной задачи, то есть оценка параметров барьера деления ядер из данных по запаздывающему делению, может дать ценную информацию. Однако в этом случае необходимо иметь сведения о структуре силовой функции β -переходов.

2.4. Запаздывающее деление, структура силовых функций β -распада и образование ядер в астрофизических процессах. Относительная распространенность ядер различных элементов, встречающихся в нашей части Вселенной, обнаруживает ряд закономерностей, которые можно связать со свойствами астрофизических процессов, в которых синтезировались данные элементы [111, 115-119].

Тяжелые ядра, т.е. ядра тяжелее железа, по-видимому, образовались в результате захвата нейтронов и последующего β^- -распада [1]. Если захват нейтронов происходит быстрее, чем β -распад, то происходит образование нейтроноизбыточных ядер, заметная распространенность которых в Солнечной системе указывает на важную роль процесса быстрого захвата нейтронов (r -процесса) в эволюции материи во Вселенной [1]. После r -процесса, который может происходить, например, во время взрыва сверхновой [120, 121], синтезированные ядра распадаются к дорожке β -стабильности. Количество

ядер того или иного элемента вблизи дорожки стабильности зависит от конкуренции ряда процессов: β^- -распада, запаздывающего деления, испускания запаздывающих нейтронов и γ -квантов [121,122]

Для проверки различных космологических моделей важно оценить временные масштабы эволюции Вселенной. При оценке времен такого типа можно использовать отношения концентраций определенных изотопов — хронометрических пар [123]: $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$, $^{247}\text{Cm}/^{232}\text{Th}$. Эффект запаздывающего деления может быть весьма существенным при образовании хронометрических пар, он оценен в [124]. Однако в перечисленных выше работах не учитывалось влияние структуры силовой функции β -переходов на образование ядер в астрофизических процессах. В [5,14,31] отмечается необходимость учета структуры $S_\beta(E)$ при анализе r -процесса и образовании хронометрических пар. Для ряда ядер, участвующих в r -процессе, анализ структуры $S_\beta(E)$ был сделан в [5,125] в рамках оболочечной модели с учетом остаточного взаимодействия Гамова — Теллера. Карта r -процесса показана на рис.16 [126]. Оказалось, что для ядер с $A=250\div 266$ и $N=165\div 175$ (материнские ядра) [5,125], для β^- -переходов Гамова — Теллера энергию возбуждения пика E_i в $S_\beta(E)$, определяющего запаздывающее деление, можно представить в виде

$$E_i(\text{МэВ}) \cong -0,15(N-160) + 0,46(Z-8) - B, \quad (44)$$

где $B=(0,3\div 3)\text{МэВ}$. Данную зависимость можно экстраполировать вплоть до $N\cong 200$. Такое поведение $S_\beta(E)$ довольно хорошо совпадает с более поздними расчетами [68]. Заметим, что при вычислении $S_\beta(E)$ для ядер, участвующих в

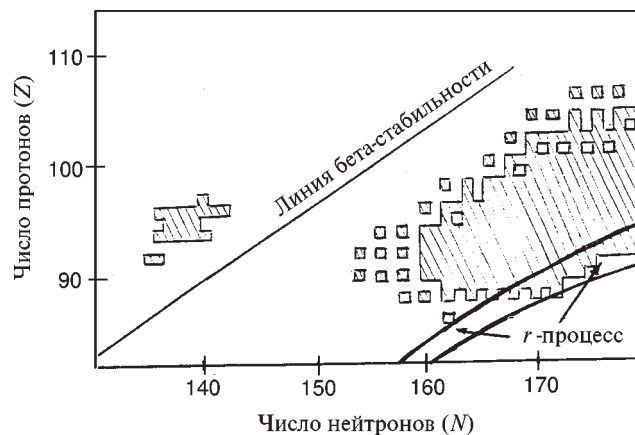


Рис.16. Фрагмент карты r -процесса. Заштрихована область ядер, где энергетически возможно запаздывающее деление

$$\theta_G = \theta_S + \Delta, \quad \theta_S = \theta_M + \delta, \quad \theta_M = (4,6 \pm 0,1) \cdot 10^9 \text{ лет}$$

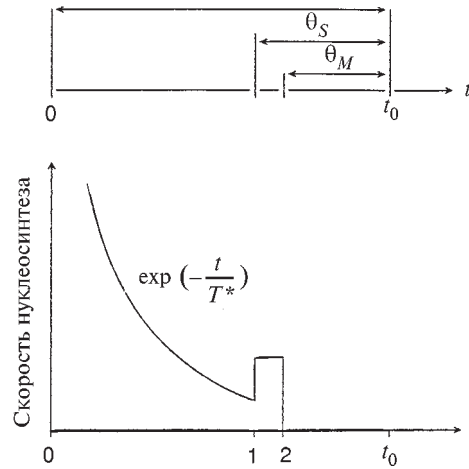


Рис.17. Схема экспоненциальной модели нуклеосинтеза и временная шкала, Δ — продолжительность нуклеосинтеза, δ — продолжительность образования и затвердевания метеоритов {2}, t_0 — настоящий момент времени, S — вклад всплеска нуклеосинтеза {1} перед образованием Солнечной системы, θ_G — возраст Галактики, θ_S — возраст Солнечной системы, θ_M — возраст метеоритов

r -процессе, необходимо сделать ряд экстраполяций в сторону ядер, значительно удаленных от полосы стабильности. Хотя результаты оценок $S_\beta(E)$ довольно чувствительны к выбору экстраполяций, все же такие расчеты позволяют сделать вывод о наличии структуры $S_\beta(E)$ и необходимости ее учета при анализе образования ядер в астрофизических процессах [5,68,125].

Обсудим качественно влияние структуры $S_\beta(E)$ на образование космохронометрических пар: $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$, $^{247}\text{Cm}/^{232}\text{Th}$. Схема экспоненциальной модели нуклеосинтеза и ее временная шкала приведены на рис.17 [119]. Временная эволюция при нуклеосинтезе определяется следующими параметрами: Δ — продолжительность нуклеосинтеза, S — вклад всплеска нуклеосинтеза в образование ядер перед формированием Солнечной системы, T^* — параметр экспоненты нуклеосинтеза, δ — продолжительность образования метеоритов, t_0 — настоящий момент времени. Возраст метеоритов определяется в независимых экспериментах и равен $\theta_M = (4,6 \pm 0,1) \cdot 10^9$ лет [119]. Информация о возрасте хронометрической пары

содержится в параметре $R(i,j)=(P_i/P_j)/(N_i/N_j)$ и периодах полураспада ядер, образующих пару. Здесь P_i/P_j — отношение количества ядер после серии β -распадов, следующих за r -процессом в момент времени $t=\Delta+\delta$ (рис.17), N_i/N_j — их отношение в настоящий момент. Измерив N_i/N_j , периоды полураспада и возраст метеоритов, рассчитав P_i/P_j и R_i/R_j , можно оценивать временные параметры астрофизических процессов, используя различные модели r -процесса.

Выход нуклида i в момент затвердевания метеоритного вещества определяется выражением [119]:

$$P_i(\Delta+\delta) \cong a_i(0) \exp(-\lambda_i \delta) \left[\frac{1-S}{1-\lambda_i T^*} \frac{\exp(-\lambda_i \Delta) - \exp(-\Delta/T^*)}{1-\exp(\Delta/T^*)} + S \right] =$$

$$= a_i(0) \phi_i(\Delta, S, T^*, \delta, \lambda_i), \quad (45)$$

где $a_i(0)$ — скорость образования нуклида i в момент начала нуклеосинтеза, λ_i — постоянная распада i нуклида. Для оценки четырех неизвестных (Δ, S, T^*, δ) необходимо иметь по крайней мере четыре независимые величины отношений выходов:

$$\frac{P_i(\Delta+\delta)}{P_j(\Delta+\delta)} = \frac{a_i(0)}{a_j(0)} \cdot \frac{\phi_i(\Delta, S, T^*, \delta, \lambda_i)}{\phi_j(\Delta, S, T^*, \delta, \lambda_j)} \quad (46)$$

и четыре рассчитанных с помощью различных моделей нуклеосинтеза отношения скоростей образования нуклидов $a_i(0)/a_j(0)$. Учет структуры $S_\beta(E)$ важен именно при расчете отношений $a_i(0)/a_j(0)$.

В табл.5 приведены значения $a_i(0)/a_j(0)$ для ряда космохронометров, полученные без учета запаздывающего деления (*) [127], с учетом запаздывающего деления, но с $S_\beta(E) \cong \rho(E)^{**}$ [126], и с учетом запаздывающего деления и структуры $S_\beta(E)^{***}$ [111]. Из данных табл.5 очевидна заметная роль запаздывающего деления и структуры $S_\beta(E)$. Однако следует иметь в виду, что расчеты вероятности запаздывающего деления для многих ядер, образующихся в r -процессе, имеют довольно низкую надежность [71], и ряд выводов носит качественный характер. Параметр $R(i,j)$ не является модельно-независимым, т.к. отношение P_i/P_j зависит от динамики r -процесса, а также от последующего облучения нейтронами [122], и, используя космохронометрические пары, можно получать лишь модельные оценки временных параметров нуклеосинтеза.

Таблица 5. Отношения скоростей образования космохронометров в r -процессе:
 (*) — без учета запаздывающего деления; (**) — с учетом запаздывающего деления, но $S_{\beta}(E) \equiv \rho(E)$; (***) — с учетом запаздывающего деления и структуры $S_{\beta}(E)$ силовой функции β -распада

Изотопы	$a_i(0)/a_j(0)$ (*)	$a_i(0)/a_j(0)$ (**)	$a_i(0)/a_j(0)$ (***)
$^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$	$0,47 \pm 0,1$	0,331	0,12
$^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$	$15 \pm 0,5$	0,89	1,24
$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$	$19^{+0,2}_{-0,3}$	1,7	1,4
$^{247}\text{Cm}/^{232}\text{Th}$	0,34	0,15	0,21

Первые расчеты отношений $a_i(0)/a_j(0)$ с учетом запаздывающего деления сделаны в [122]. Показано, что в районе $A \approx 145$ вероятность β -запаздывающего деления значительна: $P \approx 0,5$, что влечет за собой уменьшение образования ядер ^{235}U и ^{244}Pu , и поэтому с учетом запаздывающего деления $a_i(0)/a_j(0)$ для $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$ и $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ заметно уменьшается. В то же время $a_i(0)/a_j(0)$ для $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ изменяется значительно меньше по сравнению с данными работы [127]. Однако в [122] использовалась $S_{\beta}(E) \equiv \rho(E)$, а в этом случае доля запаздывающего деления в области $A \approx 244$ определяется долей β^- -переходов, идущих в энергетический интервал шириной ~ 1 МэВ ниже основного состояния материнского ядра [5]. Если взять $S_{\beta}(E)$, рассчитанную в [5, 125], с шириной пиков $\text{FWHM} = 1$ МэВ, то в указанный интервал попадает значительно меньшая, чем для $S_{\beta}(E) \equiv \rho(E)$, доля β^- -переходов. В этом случае отношения $a_i(0)/a_j(0)$ для космохронометров должны увеличиться, по сравнению с данными [122], но оставаться меньшими, чем в [127]. Данный вывод подтвердился в работе [111], где были получены оценки временных параметров нуклеосинтеза $\Delta \approx 16 \cdot 10^9$ лет и возраста Галактики $\theta_G = (\Delta + \delta + 4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}) = 20,8 \cdot 10^9$ лет. Эти значения Δ и θ_G превышают полученные ранее значения указанных параметров [128], что ведет к довольно интересным заключениям, однако их обсуждение выходит далеко за рамки обзора.

Таким образом, вся совокупность рассмотренных выше данных однозначно свидетельствует о том, что, только используя нестатистическую силовую функцию β^- - и β^+ (EC)-распадов, в которой учтены эффекты структуры ядра, можно корректно проводить анализ запаздывающего деления ядер и связанных с ним процессов.

3. НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В (p, γ) И $(p, p'\gamma)$ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ И РАСПАДЕ НЕАНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

3.1. Исследования структуры резонансов в реакциях с протонами низких энергий. Исследования структуры ядер в реакциях с протонами играют важную роль в развитии наших представлений о свойствах ядер. Особое место в таких исследованиях занимает изучение свойств и структуры различных резонансов. Область энергий возбуждений, где можно наблюдать хорошо выраженные резонансы в реакциях под действием протонов, доходит до 10—12 МэВ в ядрах с $A \approx 60$, до 15—17 МэВ в легких ядрах, где меньшая плотность уровней. В ядрах с $A > 70$ в сечениях реакций с протонами наблюдаются, как правило, только аналоговые резонансы. Аналоговые резонансы возбуждаются в реакциях упругого и неупругого рассеяния протонов в ядрах вплоть до висмута, их ширины составляют от долей кэВ до нескольких кэВ [6]. Аналоговый резонанс — это структура типа гигантского резонанса, образовавшаяся из-за распределения силы «простого» возбуждения по уровням составного ядра, причем изоспин аналога на единицу больше, чем изоспин состояний составного ядра. Выделенность аналогового резонанса и связанные с ним нестатистические эффекты хорошо известны [6,129] и обусловлены изоспиновой симметрией ядерных сил. В функциях возбуждения реакций $(p, p'\gamma)$ и (p, γ) наблюдается большое число других резонансов — неаналоговых [4,11,13]. Есть две возможности для интерпретации неаналоговых резонансов: считать, что наблюдаемые резонансы это 1) статистические резонансы составного ядра, 2) структуры типа гигантского резонанса, связанные с распределением возбуждения простого типа (например, типа GT-резонанса или его сателлитов) по уровням составного ядра. Во втором случае физическая интерпретация экспериментов должна отличаться от статистической. В данном разделе анализируются проявления нестатистических эффектов в (p, γ) и $(p, p'\gamma)$ ядерных реакциях при возбуждении и распаде неаналоговых резонансов составного ядра.

3.2. Методика экспериментов. Значительный экспериментальный материал по исследованию реакций (p, γ) получен в [11,13,15] при облучении мишеней из Ni протонами низких энергий. Эксперименты проводились на электростатическом генераторе ЭГ-5. Мишени из изотопов $^{58,60,62}\text{Ni}$ (95% обогащения) имели толщину $20 \div 40$ мкг/см². Энергия ускоряемых протонов могла варьироваться при поиске резонансов, и ее максимальная величина могла составлять 5 МэВ. Токи были до 10 мкА. Методика экспериментов подробно описана в [11,13,30], она использовалась для обнаружения нестатистических корреляций приведенных ширин $B(E2)$ и $B(M1)\gamma$ -распада неаналоговых резонансов [12,130], выявления и исследования нестатистических эффектов в угловых распределениях γ -излучения в [15,131], оценки доли нестатистиче-

ской компоненты в волновых функциях неаналоговых резонансов в [132]. Схемы экспериментальной установки и реакции (p, γ) приведены на рис. 18. Поиск резонансов в функции возбуждения осуществлялся с помощью γ -спектрометра с детектором на основе кристалла NaI(Tl) размером 100×100 мм. Спектрометр работал в режиме интегрального счета. Порог дискриминации выбирался так, чтобы энергии регистрируемого γ -излучения составляли половину энергии возбуждения $E^*/2$ в данном ядре. При указанном пороге дискриминации исключалась регистрация ряда фоновых γ -линий с энергией меньше $E^*/2$ и регистрировалась существенная часть γ -излучения от распада резонанса. Если γ -распад резонанса происходил на уровне ядра с энергией возбуждения меньшей, чем $E^*/2$, то спектрометр регистрировал эти переходы ($E_\gamma > E^*/2$). При распаде резонанса на уровне с энергией большей, чем $E^*/2$, регистрировались γ -переходы с этих уровней на основной и ряд низколежащих состояний ($E_\gamma > E^*/2$).

Толщина мишени выбиралась такой, чтобы энергетические потери в ней были бы порядка разрешающей способности ускорителя и меньшими, чем расстояние между резонансами. Для ядер с $A \approx 60$ и $E_p < 5$ МэВ при разрешении $\Delta E_p \approx 1 \div 2$ кэВ удобно использовать мишени толщиной $10 \div 20$ мкг/см².

После обнаружения резонанса γ -спектры его распада измерялись с помощью Ge(Li)-детектора объемом 40 см³ и энергетическим разрешением $7 \div 8$ кэВ для γ -энергии 7 МэВ.

Для каждого исследуемого резонанса измерялись γ -спектры под углами 0° , 30° , 60° и 90° к направлению падающего пучка. При измерении угловых распределений определялись интенсивность пучка протонов, интегральная интенсивность γ -лучей, зарегистрированных кристаллом NaI(Tl), а также интенсивность γ -линий, зарегистрированных вторым Ge(Li)-детектором под углом 135° , что позволяло надежно проводить нормировку γ -спектров, снятых под разными углами.

Градуировка по энергиям γ -излучения в области до 2,6 МэВ производилась по многочисленным внутренним реперам. В области больших энергий возбуждения удобными реперами служили фотопик и пики одиночного и

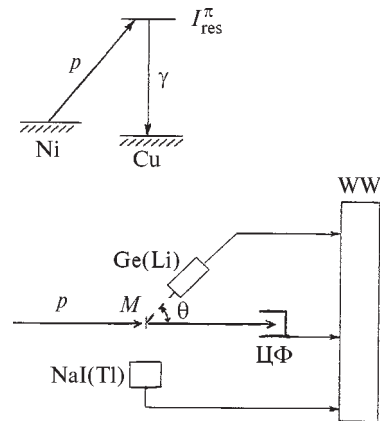


Рис. 18. Схема экспериментальной установки для исследования возбуждения и распада резонансов в реакции (p, γ) : p — пучок протонов, M — мишень, ЦФ — цилиндр Фарадея, Ge(Li) — германий-литиевый детектор, установленный под углом θ к пучку протонов, NaI(Tl) — сцинтилляционный детектор, WW — система накопления и анализа данных

двойного вылета γ -перехода с энергией 6,129 МэВ, возникающего в реакции $^{19}\text{F}(\rho, \alpha)^{16}\text{O}$.

Угловые распределения γ -излучения представляются в виде разложения по полиномам Лежандра:

$$W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos \theta), \quad (47)$$

где θ — угол между направлением пучка и детектором γ -излучения.

Для реакций (ρ, γ) и мишеней с нулевым спином ядра, при возбуждении изолированного резонанса с определенным значением спина, коэффициенты разложения (47) зависят только от спина резонанса (I_{res}), спина конечного состояния (I_f) и от смеси мультипольностей

$$\delta = \frac{\langle I_f \| E2 \| I_{\text{res}} \rangle}{\langle I_f \| M1 \| I_{\text{res}} \rangle}, \quad (48)$$

где $\langle I_f \| Q_\gamma \| I_{\text{res}} \rangle$ — приведенный матричный элемент $E2$ или γ -перехода [132].

Выражения, связывающие A_k с I_{res} , I_f и δ , даны в [15].

Сравниваются экспериментальные угловые распределения для γ -переходов с исследуемого резонанса, спин которого неизвестен, с теоретическими распределениями при различных значениях δ и I_{res} . Спины конечных состояний (I_f) (низколежащих уровней) известны из других экспериментов. Далее строится функция [11,21]:

$$\chi^2(\delta) = \sum_{i=1}^N \frac{(Y_i - W_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (49)$$

при различных значениях I_{res} , где Y_i — экспериментальное значение интенсивности γ -перехода под углом θ_i , W_i — теоретическое значение интенсивности, σ_i — дисперсия Y_i . По минимуму χ^2 определяются I_{res} и δ . Пример такого анализа, проделанного в [13], приведен на рис.19. Минимальное значение χ^2 (рис.19,б) для углового распределения γ -перехода (рис.19,а) соответствует наилучшему выбору спина резонанса I_{res} и смеси мультипольностей δ .

Угловое распределение для одного γ -перехода иногда не позволяет однозначно определить спин резонанса. Совместный анализ угловых распределений нескольких переходов с данного резонанса может существенно облегчить определение спина резонанса. Величина δ связана с коэффициентом A_2 квадратным уравнением, поэтому при его решении получаются два значения δ . Минимум χ^2 также достигается при двух значениях δ . Из двух значений δ

одно, как правило, мало и соответствует основному вкладу $M1$ -мультипольности в интенсивность перехода. Второе значение велико и соответствует основному вкладу $E2$ -перехода. Согласно систематике [30,133] для γ -переходов в ядрах fp -оболочки характерны сильные $M1$ -переходы с примесью $E2$ -переходов, лишь в редких случаях превышающей 10%. Поэтому, как правило, большие значения δ можно отбросить, т.к. они приводят к неоправданно большим значениям $B(E2)$. Однако в общем случае нельзя дать каких-либо рекомендаций, какое значение δ нужно выбрать в такого рода экспериментах. Поэтому нестатистические эффекты в общем случае удобнее анализировать [15], используя непосредственно коэффициенты A_2 .

Рассмотрим определение спинов и смесей мультипольностей для реакции $^{60}\text{Ni}(p,\gamma)^{61}\text{Cu}$. В работе [13] изучены свойства резонансов в реакции $^{60}\text{Ni}(p,\gamma)^{61}\text{Cu}$ при энергии протонов $E_p = 1920 \div 2460$ кэВ. На рис.19 приведено угловое распределение (рис.19,а) и χ^2 -анализ (рис.19,б) для γ -перехода с резонанса $E_p = 2442$ кэВ на уровень 475 кэВ. Спин конечного состояния $E^* = 475$ кэВ известен: $I_f = 1/2^-$ [62]. Из χ^2 -анализа резонансу с $E_p = 2442$ кэВ и энергией возбуждения $E^* = 7193$ кэВ можно однозначно приписать спин $I_{\text{res}} = 3/2$, т.к. минимальные значения χ^2 для $I_{\text{res}} = 1/2$ или $5/2$ (показаны символом *) на рис.19,б) значительно превышают минимум χ^2 для $I_{\text{res}} = 3/2$. Указанным резонансам приписывалась отрицательная четность. Определение четности основывалось на том, что в данной области должны распола-

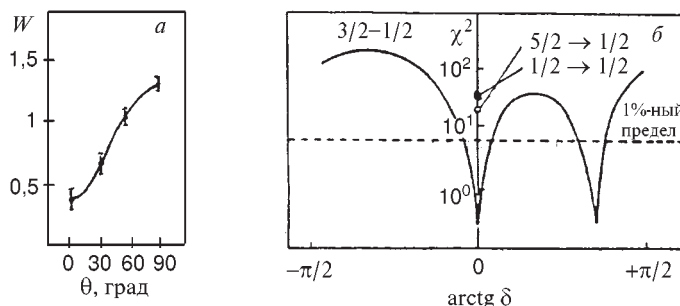


Рис.19. Анализ реакции $^{60}\text{Ni}(p,\gamma)^{61}\text{Cu}$ для резонанса $E_p = 2442$ кэВ (E_p — энергия налетающих протонов, E^* — энергия возбуждения ядра ^{61}Cu). Приведены угловое распределение (а) и χ^2 -анализ (б) для γ -перехода с резонанса $E^* = 7193$ кэВ ($E_p = 2442$ кэВ) на уровень 475 кэВ в ^{61}Cu . Показана зависимость χ^2 от значения арктангенса смеси мультипольности δ для γ -перехода $3/2 \rightarrow 1/2$ и минимумы χ^2 для γ -переходов $5/2 \rightarrow 1/2$ и $1/2 \rightarrow 1/2$

гаться резонансы с сильной одночастичной $P_{3/2}$ компонентой ($\ell=1$), резонансы с положительной четностью ($\ell=2$) должны иметь меньшее сечение возбуждения из-за более сильного центробежного барьера, и, кроме того, в рассмотренной области энергий возбуждения для изучаемых ядер не обнаружено смешанных переходов типа $E1+M2$ [1,29], поэтому отличные от нуля δ свидетельствуют о наличии смеси типа $M1+E2$, что в данном случае характерно для резонансов с отрицательной четностью.

3.3. Нестатистические эффекты в угловых распределениях в реакциях (p, γ) . Для мишени из четно-четных ядер угловое распределение γ -излучения в (p, γ) -реакции для i резонанса и перехода $I_{\text{res}} = 3/2 \xrightarrow{\gamma} I_f = 3/2$ записывается в виде [15]:

$$W_i(\theta) = \sum_k A_k(i) P_k(\cos \theta), \quad (50)$$

$$A_2(i) = \frac{0,4 - 155\delta_i}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = 0.$$

В различных моделях вычисляются распределения матричных элементов или величин смесей мультипольностей δ . Экспериментально измеряются коэффициенты $A_2(i)$ и извлечение значений δ , как правило, производится с использованием ряда предположений. Поэтому представляет интерес получить выражения непосредственно для распределений коэффициентов A_2 и провести сравнение с экспериментом. Это сделано в работах [9,15,131].

В статистической модели матричные элементы γ -переходов распределены по нормальному закону со средним значением, равным нулю, и дисперсией σ . В этом случае плотность вероятности появления величины δ для изучаемого резонанса описывается распределением Коши [11]:

$$P(\delta) = \frac{a}{\pi(a^2 + \delta^2)}, \quad (51)$$

где $a = \sigma(E2) / \sigma(M1)$. Как следует из (51), среднее значение $\langle \delta \rangle = 0$, и распределение δ симметрично относительно $\delta = 0$.

Плотность вероятности $P(A_2)$ для коэффициентов A_2 , как показано в [15], связана с $P(\delta)$ модельно-независимым образом:

$$P(A_2) = P[\delta_1(A_2)] \left| \frac{d\delta_1}{dA_2} \right| + P[\delta_2(A_2)] \left| \frac{d\delta_2}{dA_2} \right|, \quad (52)$$

где $\delta_1(A_2)$ и $\delta_2(A_2)$ — два решения квадратного уравнения, связывающего A_2 и δ . Так, для (p, γ) -реакции $I_{\text{res}} \xrightarrow{\gamma} I_f = 3/2$ [15]:

$$\begin{aligned}\delta_1(A_2) &= \frac{-0,775 + \sqrt{0,6 - A_2(A_2 - 0,4)}}{A_2}, \\ \delta_2(A_2) &= \frac{-0,775 - \sqrt{0,6 - A_2(A_2 - 0,4)}}{A_2}.\end{aligned}\quad (53)$$

Подставляя (51) и (53) в (52), получим выражение для плотности распределения коэффициентов A_2 в статистической модели [15]. Наиболее просто $P(A_2)$ записывается в статистической модели при $a \equiv \sigma(E2)/\sigma(E1) = 1$

$$\begin{aligned}P(A_2) &= \frac{1}{2\pi \sqrt{0,6 - A_2(A_2 - 0,4)}}, \\ \int_{0,6}^1 P(A_2) dA_2 &= 1\end{aligned}\quad (54)$$

При сравнении с экспериментом параметр a варьируется для наилучшего описания экспериментальных данных [15].

В статистической модели отсутствуют корреляции при распаде по различным спиновым каналам. Распределение, учитывающее нестатистические корреляции $E2$ и $M1\gamma$ -переходов, приведено в [15]. В случае (p, γ) -реакции при $E2$ и $M1\gamma$ -распаде и постоянном коэффициенте корреляции для матричных элементов $E2$ и $M1\gamma$ -переходов получаем:

$$\begin{aligned}P(\varphi) &= \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{|a^2 - \langle \delta \rangle^2|}}{a^2 \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi - \langle \delta \rangle \sin 2\varphi}, \\ \varphi &= \arctg(\delta),\end{aligned}\quad (55)$$

где $\langle \delta \rangle$ — среднее значение величины δ . Аналитические выражения для связи δ и коэффициентов A_2 известны (50), (53), что без труда позволяет рассчитать распределения $P(A_k)$. Естественно, при $\langle \delta \rangle \rightarrow 0$ получим соответствующие формулы статистической модели.

В [11-13, 15, 135] изучены угловые распределения для γ -распада на основные состояния $I_f^\pi = 3/2^-$ для 19, 25 и 37 неаналоговых резонансов со спином и четностью $I_{\text{ges}}^\pi = 3/2^-$ в ядрах $^{59,61,63}\text{Cu}$. Диапазон энергий возбуждения составлял 5,3 ÷ 7 МэВ в ^{59}Cu , 6 ÷ 7 МэВ в ^{61}Cu и 8 ÷ 9,5 МэВ в ^{63}Cu .

Данные о характеристиках резонансов с $I^\pi = 3/2^-$ приведены в работах [11, 13, 15]. Исходя из этих данных, в [15] получены экспериментальные плотности распределения $P(A_2)$. Результаты анализа $P(A_2)$ для $^{62}\text{Ni}(p, \gamma)^{63}\text{Cu}$ реакции приведены на рис.20. На рис.21 дана зависимость величин смеси мульти-

полностью γ -переходов δ от энергии резонансов в ^{63}Cu . В реакциях $^{58,60}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61}\text{Cu}$ зависимость $\delta(E_p)$ имеет такой же характер, как и в реакции $^{62}\text{Ni}(p, \gamma)^{63}\text{Cu}$, и распределения $P(A_2)$ также не соответствуют статистической модели [15]. В [15, 132] получены экспериментальные данные о средних значениях величин δ :

$$\begin{aligned}\langle \delta \rangle &= (0,5 \pm 0,1) \text{ в } ^{59}\text{Cu}, \\ \langle \delta \rangle &= (0,7 \pm 0,1) \text{ в } ^{61}\text{Cu}, \\ \langle \delta \rangle &= (0,6 \pm 0,1) \text{ в } ^{63}\text{Cu}.\end{aligned}\quad (56)$$

Статистическая модель дает значение $\langle \delta \rangle = 0$, что не соответствует экспериментальным величинам.

На рис. 20 приведены, помимо экспериментальных значений плотности вероятностей $P(A_2)$, теоретические [15] значения $P(A_2)$, полученные в рамках статистической модели ($\langle \delta \rangle = 0$ (54)) и в рамках модели [15], учитывающей нестатистические корреляции $E2$ - и γ -переходов (55). Параметр $\langle \delta \rangle$ выбирался из экспериментальной (56) оценки $\langle \delta \rangle = 0,5 \div 0,7$, параметр a в (55) варьировался для наилучшего согласия с экспериментом. Из сравнения расчетов с экспериментами сделаны следующие выводы [15].

1. Статистическая модель не описывает экспериментальные данные по плотности распределения величин A_2 в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$.

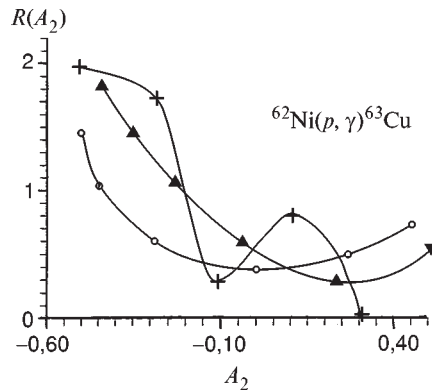


Рис. 20. Рассчитанные и экспериментальные значения распределений $P(A_2)$ коэффициентов для γ -распада неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ на основное состояние ядра ^{63}Cu : (○) — статистическая модель, (+) — эксперимент, (Δ) — нестатистическая модель

2. Распределения $P(A_2)$, в которых учтены корреляции $E2$ и $M1\gamma$ -переходов, лучше описывают экспериментальные данные в реакциях $^{58,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,63}\text{Cu}$. Для реакции $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{62}\text{Cu}$ в обоих случаях (статистическая модель и модель с учетом $E2$ и $M1$ -корреляций) теоретические оценки $P(A_2)$ значительно расходятся с экспериментом.

3. Для лучшего согласия теории с экспериментом следует считать параметр a в (55) зависящим от энергии резонанса, что соответствует учету деталей распределения простых конфигураций в волновых функциях резонансов по энергии возбуждения ядра.

В [132], исходя из анализа угловых распределений в (p, γ) -реакциях,

сделаны оценки величин компонент в волновых функциях резонансов, обуславливающих нестатистические эффекты («простых» или нестатистических компонент). Волновая функция резонанса записывалась в виде

$$\Psi_i = \sum_j C_{ij} \varphi_j + C_{ni} \varphi_n, \quad (57)$$

где C_{ni} — примесь нестатистической («простой») компоненты φ_n для i -резонанса, $\sum_j C_{ij} \varphi_j$ — статистическая часть волновой функции i -резонанса, причем C_{ij} — случайные числа и

$$\sum_j |C_{ij}|^2 + |C_{ni}|^2 = 1 \quad (58)$$

Средние значения коэффициентов $\langle |C_{ni}|^2 \rangle$ для реакций $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$ составляют 20–50%, то есть резонансы, возбуждаемые в реакции (p, γ) , не должны описываться чисто статистической моделью. Аналогичный вывод был сделан в работе [30] из других соображений. В [30] изучался коэффициент линейной корреляции γ -ширин переходов с компонент тонкой структуры $p_{3/2}$ аналога в ^{61}Cu на основное состояние и на возбужденные $p_{1/2}$ и $f_{5/2}$ состояния этого ядра. При γ -распаде на основное состояние γ -ширины определяются заведомо нестатистической компонентой аналога с большим значением изоспина ($T_>$). При γ -распаде на $p_{1/2}$ и $p_{5/2}$ состояния γ -ширины определяются, как считалось, статистической, примесной компонентой с меньшим изоспином ($T_<$). В случае статистической природы $T_<$ -компоненты никаких корреляций между γ -ширинами быть не должно. Однако анализ экспериментальных данных [30] показал наличие корреляций между γ -ширинами, а это означает, что состояния $T_<$ не имеют сложной природы, характерной для статистической модели.

3.4. Корреляции величин $B(E2)$ и $B(M1)$ в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$. В статистической модели отсутствуют корреляции между парциальными ширинами при распадах по различным каналам [136]. В

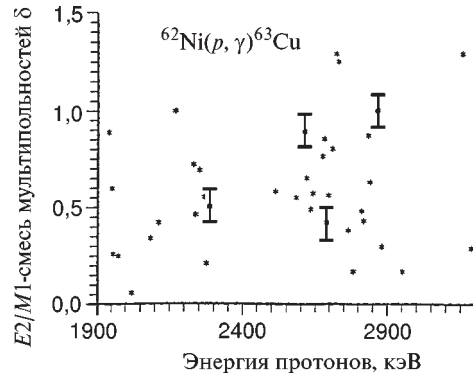


Рис.21. Зависимость величины смеси мультипольностей δ от энергии налетающих протонов для неаналоговых резонансов с $I^\pi = 3/2^-$ в ^{63}Cu . Диапазон энергий возбуждения резонансов в ^{63}Cu составлял от 8040 до 9250 кэВ. Среднее значение $\langle \delta \rangle = 0,6 \pm 0,1$, в то время как статистическая модель дает

[9,12,131] были обнаружены нестатистические корреляции приведенных вероятностей $E2$ и $M1$ γ -распада неаналоговых резонансов в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(p,\gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$.

Экспериментально изучалось угловое распределение γ -излучения при γ -переходах с различных резонансов с фиксированными спином и четностью $J_f^\pi = 3/2^-$ на основное состояние ядер Cu ($J_f^\pi = 3/2^-$) в реакции $\text{Ni}(p,\gamma)\text{Cu}$, и далее исследовались величины [9,12,130,131]:

$$\begin{aligned} x_i &= \frac{I_{\gamma_i} \delta_i^2 k_p^2}{(1+\delta^2) E_{\gamma_i}^5 W_i(\theta) \epsilon_\gamma(i)}, \\ y_i &= \frac{I_{\gamma_i} k_p^2}{(1+\delta^2) E_{\gamma_i}^3 W_i(\theta) \epsilon_\gamma(i)}, \end{aligned} \quad (59)$$

где I_{γ_i} и E_{γ_i} — интенсивность и энергия γ -перехода, k_p — волновой вектор протона, $\epsilon_\gamma(i)$ — эффективность регистрации γ -излучения с энергией E_{γ_i} . Затем вычисляется коэффициент корреляции $\rho(x, y)$:

$$\rho(x, y) = \frac{\sum_i (x_i - \langle x \rangle)(y_i - \langle y \rangle)}{\left[\sum_i (x_i - \langle x \rangle)^2 \sum_i (y_i - \langle y \rangle)^2 \right]^{1/2} \kappa} \quad (60)$$

где κ — поправка, связанная с погрешностями определения x_i и y_i [30,137]:

$$\kappa \approx \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\sum_i (\Delta x_i)^2}{\sum_i (x_i - \langle x \rangle)^2} \frac{\sum_i (\Delta y_i)^2}{\sum_i (y_i - \langle y \rangle)^2} \right] \right\}. \quad (61)$$

Если мы работаем с разрешением по энергии падающего пучка протонов $\Delta E_p \gg \Gamma$ и $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_p$, то [130]:

$$\rho(x, y) = \rho(B(E2), B(M1)), \quad (62)$$

где Γ — полная ширина резонанса, Γ_p — ширина по входному каналу, $B(E2)$ и $B(M1)$ — приведенные вероятности $E2$ и $M1$ γ -распада. Именно описанная выше ситуация и реализована в экспериментах [11,13,130]. Протоны ускорялись электростатическим генератором ЭГ-5. Разрешение по энергии протонов составляло 2–3 кэВ, что позволяло отделять резонансы друг от друга. Величина Γ_γ имеет порядок 10^{-2} эВ, а $\Gamma_p \cong 10 \div 100$ эВ [6,12,30], т.е. реализуется ситуация, в которой верно выражение (62). Для определения коэффициента корреляции,

ляции $\rho(B(E2), B(M1))$ величины $B(E2)$ и $B(M1)$ могут быть известны с точностью до постоянного множителя, т.к. согласно (60) этот множитель сокращается. Этот факт позволил [12,130] в (p, γ) -реакциях использовать относительные интенсивности γ -переходов для вычисления ρ , что уменьшает погрешность результата по сравнению с абсолютными методами. Действительно, в традиционном методе определения абсолютных значений Γ_γ с «толстой» (≈ 500 мкг/см²) мишенью [6,30] необходимо знать изотопный состав мишени, тормозную способность вещества мишени, протонный заряд, падающий на мишень, эффективность детектора γ -излучения ϵ_γ . В экспериментах с использованием «тонкой» (≈ 20 мкг/см²) мишени необходимо знать лишь относительные величины эффективности ϵ_γ , полного протонного заряда, интенсивности γ -излучения. Относительная эффективность ϵ_γ определялась из известного [21,130] баланса интенсивностей γ -переходов исследованных многими авторами резонансов (это резонансы, соответствующие энергии налетающих протонов $E_p = 1424$ кэВ в ^{59}Cu , $E_p = 1599$ кэВ в ^{61}Cu , $E_p = 2659$ кэВ в ^{63}Cu). Для контроля выгорания мишени в течение эксперимента измеряются интенсивности γ -излучения для реперных резонансов [12,130].

В реакции $^{62}\text{Ni}(p, \gamma)^{63}\text{Cu}$ определено значение $\rho(B(E2), B(M1))$ для γ -распада на основное состояние ядра ^{63}Cu $n=37$ неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ и энергией возбуждения E от 8,04 до 9,25 МэВ. Оказалось, что [12,130]:

$$\rho(B(E2), B(M1)) = 0,6 \pm 0,1$$

Для реакции $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$ исследовалось $n=25$ неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ и E_i от 6,2 до 7,2 МэВ. Оказалось, что при γ -распаде на основное состояние ядра ^{61}Cu :

$$\rho(B(E2), B(M1)) = 0,6 \pm 0,1$$

Для реакции $^{58}\text{Ni}(p, \gamma)^{59}\text{Cu}$ исследовалось $n=19$ неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ и энергией возбуждения от 5,5 до 6,8 МэВ. При γ -распаде на основное состояние ядра ^{59}Cu :

$$\rho(B(E2), B(M1)) = 0,7 \pm 0,1$$

Таким образом, в результате проделанных экспериментов и их анализа в [12,130] установлено наличие корреляций приведенных вероятностей $E2$ и $M1$ γ -переходов при γ -распаде неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$, что говорит о нестатистическом характере исследованных резонансов.

Совокупность экспериментальных данных по изучению угловых распределений γ -распада неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$ и их анализ позволяют сделать вывод о нестатистиче-

ской природе неаналоговых резонансов, исследованных в [11–13,15, 130–132].

3.5. Нестатистические эффекты в $(p, p'\gamma)$ -реакциях. Исследованию реакций $(p, p'\gamma)$, идущих с образованием резонансов составного ядра, посвящено значительное число работ [4,10,134,138,139]. Схема реакции показана на рис.22. Экспериментально исследуются угловые распределения протонов, гамма-квантов, $p'\gamma$ -угловые корреляции и ширины для распада резонансов составного ядра. В качестве мишени используются ядра с $J^\pi = 0^+$. Распад резонансов может происходить по различным спиновым каналам. Так, например, для распада резонансов $J^\pi = 3/2^+$ с возбуждением состояния $J^\pi = 2^+$ (рис.22) протон может уносить угловой момент $\ell=0$ или $\ell=2$, и спин канала может быть равным $1/2, 3/2, 5/2$. Вероятность распада резонанса с испусканием частицы i характеризуется приведенной шириной γ_i^2 , которая связана с парциальной шириной Γ_i , соответствующей распаду резонанса с вылетом частицы i и проницаемостью барьера вылета частицы P_i , соотношением

$$\gamma_i^2 = \Gamma_i / P_i. \quad (63)$$

Отношение амплитуд распадов по различным спиновым каналам характеризуется величиной

$$\delta_s = \gamma_s / \gamma_{s'}. \quad (64)$$

В экспериментах [4,10,134,138,139] поведение приведенных ширин следует распределению Портера — Томаса, то есть не противоречит статистической модели. В то же время с точки зрения статистической модели корреляции ширин и амплитуд при распаде по различным спиновым каналам отсутствуют, а положительные и отрицательные значения δ_s встречаются одинаково часто. В

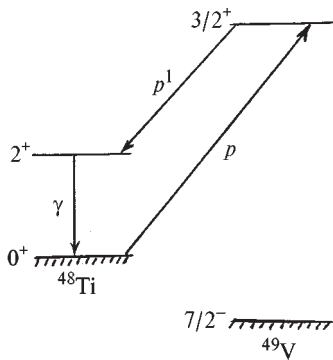


Рис.22. Схема неупругого рассеяния протонов

работах [4,10,134,138,139] обнаружены три типа нестатистических эффектов, связанных с наличием корреляций приведенных ширин, приведенных амплитуд при распаде по различным спиновым каналам, а также с отличием распределений δ_s от статистической модели. Данные нестатистические эффекты могут встречаться в различных комбинациях для исследуемого ядра при разных энергиях возбуждения резонансов.

В качестве типичного примера приведем данные по исследованию реакции $^{48}\text{Ti}(p, p'\gamma)^{48}\text{Ti}$ с возбуждением резонансов в составном ядре ^{49}V [138,139]. Коэффициенты линейной корреляции для приведенных ши-

рин и амплитуд при распаде протонных резонансов со спином $J^\pi = 3/2^+$ в ^{49}V даны в табл.6. Там же в процентах указан уровень статистической значимости результата. Из данных, приведенных в табл.6, можно сделать вывод [138,139] о наличии нестатистических корреляций как приведенных амплитуд γ_i , так и приведенных ширин γ_i^2 для протонов при распаде резонансов по различным спиновым каналам в реакции $^{48}\text{Ti}(p, p'\gamma)^{48}\text{Ti}$. Аналогичные результаты получены и для ряда других ядер [4,10,134,138,139].

Пример распределения отношений амплитуд δ_s для неупругого рассеяния протонов по различным спиновым каналам через резонансы составного ядра ^{49}V в реакции $^{49}\text{Ti}(p, p'\gamma)^{49}\text{Ti}$ приведены на рис.23 [138,139]. На том же рисунке пунктирной линией показаны расчеты по статистической модели, которые существенным образом отличаются от экспериментальных данных. Таким образом, в реакциях неупругого рассеяния протонов через резонансы составного ядра наблюдается отчетливое проявление нестатистических эффектов.

Таблица 6. Коэффициенты линейной корреляции приведенных ширин и амплитуд для распада неаналоговых протонных резонансов $J^\pi = 3/2^+$ по различным спиновым каналам в реакции $^{48}\text{Ti}(p, p'\gamma)^{48}\text{Ti}$ в интервале энергий налетающих протонов $E_p = (2,42 \div 3,08)$ МэВ

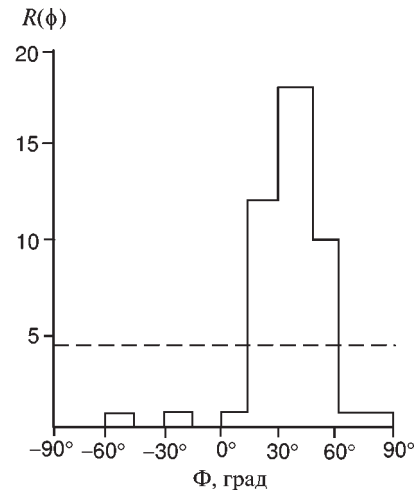
Ширин	γ_p^2	γ_{03}^2	γ_{23}^2	γ_{25}^2
γ_p^2	1	0,02	- 0,05	0,00
γ_{03}^2	8%	1	0,43	0,85
γ_{23}^2	19%	98%	1	0,15
γ_{25}^2	1%	> 99,9%	56%	1

Коэффициенты корреляции приведенных амплитуд $\rho(\gamma_{03}\gamma_{23})=0,84$; $\rho(\gamma_{23}\gamma_{25})=-0,65$; $\rho(\gamma_{03}\gamma_{25})=-0,57$.

Значения коэффициентов корреляции ρ_{ji} для приведенных ширин расположены в строках таблицы выше диагонали. Ниже диагонали (позиции) указаны уровни статистической значимости для ρ_{ji} . Величины γ_p^2 — приведенные ширины упругого рассеяния, γ_{ab}^2 — приведенные ширины неупругого рассеяния, где a — орбитальный момент неупруго рассеянного протона, $b = 2S$, где S — полный спин выходного канала.

В то же время резонансы, возбуждаемые в реакциях с нейтронами, как правило, неплохо описываются статистической моделью [140]. Столь резкую разницу между свойствами нейтронных и протонных резонансов можно объяснить существованием избытка нейтронов. Действительно, облучая протонами ядра с $(N-Z) > 0$, можно возбуждать простейшие конфигурации типа

Рис.23. Распределение экспериментальных значений $\Phi = \arctg(\gamma_{25}/\gamma_{05})$ для резонансов $3/2^-$ в ^{49}V . Статистическая модель всегда должна давать симметричное относительно $\Phi=0^\circ$ распределение. Распределение экспериментальных значений Φ явно несимметрично относительно $\Phi=0^\circ$. Пунктиром показаны результаты расчета по статистической модели при $\langle \gamma_{25}^2/\gamma_{05}^2 \rangle = 1$, где $\langle \gamma_{ij}^2 \rangle$ — среднее значение приведенной ширины для соответствующего спинового канала



$[\pi p \otimes v h]_{\uparrow}$. Данные конфигурации в изученном диапазоне энергий могут возбуждаться с заметным сечением только при наличии избытка нейтронов в ядре, т.е. при $(N-Z) > 0$. С другой стороны, нестатистические эффекты свидетельствуют о наличии определенного типа симметрии ядерного взаимодействия. Нестатистические эффекты, обусловленные конфигурациями $[\pi p \otimes v h]_{\uparrow}$, связаны со спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрией ядерного взаимодействия, и с ростом избытка нейтронов эффекты $SU(4)$ -симметрии могут возрастать [79]. В реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$ нестатистические эффекты связываются с возбуждением $[\pi p \otimes v h]_{\uparrow}$ и $\{[\pi p_i \otimes v h_j]_{\uparrow} \otimes v p_j\}_{3/2}$ компонент в волновых функциях резонансов [9,131]. Таким образом, анализ γ -распада неаналоговых резонансов в $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$ реакциях указывает на наличие частичной $SU(4)$ -симметрии ядерного взаимодействия. Поскольку нестатистические эффекты для неаналоговых резонансов менее ярко выражены, чем для аналоговых резонансов [6,12,132], то спин-изоспиновая $SU(4)$ -симметрия представляет, как и следовало ожидать, более приближенный вид симметрии, чем изоспиновая симметрия ядерного взаимодействия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре изложены результаты работ, в которых исследовался ряд нестатистических эффектов при распадах атомных ядер и в ядерных реакциях, идущих с образованием составного ядра.

Анализ всей совокупности экспериментальных и теоретических результатов, рассмотренных в данном обзоре, однозначно свидетельствует о наличии нестатистических эффектов в ядрах, связанных с элементарными модами ядерных возбуждений. Только с учетом нестатистических эффектов можно корректно описывать значительный набор процессов в атомных ядрах и ядерных реакциях. Ожидается, что нестатистические эффекты могут более ярко проявляться в ядрах, сильно удаленных от полосы стабильности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бор О., Моттelson Б. — Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971, т.1.
2. Hansen P.G. — Adv. Nucl. Phys., 1973, v.7, p.159.
3. Lane A.M. — Ann. Phys., 1971, v.63, p.171.
4. Wells W.K., Bilpuch E.G., Mitchell G.E. — Z.Phys., 1980, v.A297, p.215.
5. Наумов Ю.В., Быков А.А., Изосимов И.Н. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.2, с.421.
6. Наумов Ю.В., Крафт О.Е. — Изоспин в ядерной физике. Л.:Наука, 1971.
7. Эллиот Дж., Добер П. — Симметрия в физике. М.: Мир, 1983, т.1
8. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. — Ядерная физика, 1974, т.19, с.62.
9. Izosimov I.N. — Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics (Eds. Oganessian Yu.Ts., Penionzhkevich Yu. E., Kalpakchieva R.) Dubna, 1993, p.528.
10. Shriner J.F., Jr, Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R., Mitchell G.E. — Z.Phys., 1982, v.A305, p.307.
11. Крафт О.Е., Наумов Ю.В., Сигалов В.М., Сизов И.В. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.4, с.1284.
12. Изосимов И.Н., Паржицкий С.С., Сизов И.В. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1988, т.52, с.78.
13. Изосимов И.Н., Крафт О.Е., Паржицкий С.С. и др. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1988, т.52, с. 72.
14. Изосимов И.Н., Наумов Ю.В. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, т.42, с.2248.
15. Изосимов И.Н. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1989, т.53, с.2451.
16. Джелепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. — Бета-процессы. Л.: Наука, 1972, с.51.
17. Fujita J., Ikeda K. — Nucl. Phys., 1965, v.67, p.145.
18. Ikeda K. — Progr. Theor. Phys., 1964, v.31, p.434.
19. Endt P.M. — Nuclear Structure (Ed. Hossain A.). North Holland, Amsterdam, 1967.
20. Gaarde C., Kemp K., Naumov Yu. V., Amundsen P.R. — Nucl. Phys., 1970, v.A143, p.497.
21. Наумов Ю.В., Крафт О.Е. — ЭЧАЯ, 1975, т.6, вып.4, с.892.
22. Doering R.R., Galonsky A., Patterson D.M., Bertsch G. — Phys. Rev. Lett., 1975, v.35, p.1691.
23. Horen D.J., Goodman C.D., Bainum D.E. et al. — Phys.Lett., 1981, v.B99, p.383.
24. Наумов Ю.В., Изосимов И.Н., Петров Б.Ф., Быков А.А. — ОИЯИ, Д7-80-556, Дубна, 1980, с.55.
25. Быков А.А., Изосимов И.Н., Наумов Ю.В., Петров Б.Ф. — Тезисы 31-го Сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1981, с.333.
26. Kratz K.L., Rudolph W., Ohm H. et al. — Investigation of Beta Strength Functions by Neutron and Gamma Ray Spectroscopy. Institut fur Kernchemie, Mainz, 1978, Germany.

27. **Быков А.А., Витман В.Д., Наумов Ю.В. и др.** — Препринт ЛИЯФ №628, Л., 1980; Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, т.45, с.874.
28. **Izosimov I.N., Kalinnikov V.G., Myakushin M.Yu. et al.** — Preprint JINR, E6-96-454, Dubna, 1996; J. Phys.G, 1998, v.24, p.831.
29. **Бор О., Моттelson Б.** — Структура атомного ядра. М.:Мир, 1977, т.2.
30. **Наумов Ю.В., Крафт О.Е.** — Мат. 11. Зимн. школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л., ЛИЯФ, 1976, с.34.
31. **Klapdor H.V., Wene C.O., Izosimov I.N., Naumov Yu.V.** — Phys. Lett., 1978, v.78B, p.20.
32. **Klapdor H.V., Wene C.O., Izosimov I.N., Naumov Yu.V.** — Z. Phys., 1979, v.A292, p.249.
33. **Борзов И.Н., Трыков Е.Л., Фаянс С.А.** — Мат. 24-й Зимн.школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л.: ЛИЯФ, 1989, с.331.
34. **Губа В.Г., Николаев М.А., Урин М.Г.** — Мат. 24-й Зимн. Школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л.: ЛИЯФ, 1989, с.364.
35. **Takahashi K., Yamada M., Kondon T.** — At. Data and Nucl. Data Tables, 1973, v.12, p.101.
36. **Takahashi K., Yamada M.** — Progr. Theor. Phys., 1969, v.41, p.1470.
37. **Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С.** — Изобарические состояния сферических ядер. М.: ИАЭ, 1974.
38. **Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С.** — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.1324.
39. **Moller P., Randrup J.** — Nucl. Phys., 1990, v.A514, p.1.
40. **Staudt A., Bender E., Muto K., Klapdor-Kleingrothaus H.V.** — At. Data and Nucl. Data Tables, 1990, v.44, p.79.
41. **Mathews G.J., Bloom S.D., Fuller G.M., Bahcall J.N.** — Phys. Rev., 1985, v.C32, p.796.
42. **Krumlinde J., Moller P.** — Nucl. Phys., 1984, v.A417, p.420.
43. **Izumoto T.** — Nucl.Phys., 1983, v.A395, p.189.
44. **Пятов Н.И., Фаянс С.А.** — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.953.
45. **Борзов И.Н., Фаянс С.А.** — Препринт ФЭИ, №1129, 1981.
46. **Соловьев В.Г.** — Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
47. **Kuzmin V.A., Soloviev V.G.** — J. Phys. G., 1984, v.10, p.1507.
48. **Муравьев С.Е., Урин М.Г.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.973.
49. **Изосимов И.Н., Явниц С.Г., Егоров С.А.** — Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-90-142, Дубна, 1990, с.287.
50. **Frisk F., Hamamoto I., Zang X.Z.** — Preprint Lund-Mph-95/09, Lund, 1995; Phys. Rev., 1996, v.C52, p.2468.
51. **Bender E., Muto K., Klapdor H.V.** — Phys. Lett. B, 1988, v.208, p.53.
52. **Moller P., Randrup J.** — Preprint LBL-27504, 1989; Nucl. Phys., 1990, v.A514, p.1.
53. **Preston M.A.** — Physics of Nucleus. Addison-Wesley, Reading, 1962.
54. **Gove N.B., Martin M.J.** — At. Data and Nucl. Data Tables, 1971, v.10, p.205.
55. **Быков А.А., Витман В.Д., Наумов Ю.В. и др.** — Препринт ЛИЯФ №647, Л., 1981; Изв. АН СССР, сер.физ., 1982, т.46, с.2230.
56. **Jonson B., Hagberg E., Hansen P.G. et al.** — Conf. on Nucl. Far from Stability. Cargese, France, 1976; CERN Report 76-13, p.277.
57. **Быков А.А., Витман В.Д., Морозов В.Ф., Наумов Ю.В.** — Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, т.44, с.918.
58. **Карнаухов В.А. Петров Л.А.** — Ядра, удаленные от полосы β -стабильности. М.: Энергоиздат, 1981.
59. **Kratz K.-L., Ohm H., Summerer K. et al.** — Phys.Lett.B, 1979, v.86, p.21.

60. Наумов Ю.В., Крафт О.Е., Петров Б.Ф. и др. — ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.1282.
61. Hansen P.G., Jonson B. — Charged Particle Emission from Nuclei. CRC, Boca Raton, 1989, p.21 (Ed. Poenaru D.N., Ivascu M.S.).
62. Table of Radioactive Isotopes. N.Y.: 1986 (Eds. Browne E., Firestone R.B.); Table of isotopes. N.Y.: 1978 (Eds. Lederer G.M., Shirley J.S.).
63. Hardy J.C. — CERN Report 76-13, 1976, p.267.
64. Богданов Д.Д., Карнаухов В.А., Петров Л.А. — Ядерная физика, 1973, т.18, с.3.
65. Kratz K.-L., Krumlinde J., Leander G.A., Moller P. — ACS Symp. Ser., 1986, v.324, p.159.
66. Jahnsen T., Pappas A.C., Tunaal T. — Delayed Fission Neutrons. Vienna, IAEA, 1968.
67. Kratz K.-L., Ohm A., Schroder A. et al. — Proc. Int. Conf. on Nuclei Far from Stability. Helsinki, 1981, p.317.
68. Klapdor H.V., Metzinger J., Oda T. et al. — Preprint MPI H, 1981, v.24.
69. Nir-El Y., Amiel S. — CERN Report 76-13, 1976.
70. Hardy I.C., Carraz L.C., Jonson B., Hansen G. — Phys. Lett., 1971, v.71B, p.307.
71. Izosimov I.N. — Proc. Int. Conf. Exotic Nuclei (Ed. Penionzhkevich Yu.E., Kalpakchieva R.), Foros, Crimea, 1991, p.214.
72. Greenwood R.C., Helmer R.G., Putnam M.H., Watts K.D. — Nucl. Instr. and Meth., 1997, v.A390, p.95.
73. Karny M., Nitschke J.M., Archambault L.F. et al. — GSI-Preprint 96-63, December 1996.
74. Быков А.А., Витман В.Д., Наумов Ю.В. и др. — Препринт ЛИЯФ 748, Л., 1982.
75. Kalinnikov V.G., Gromov K.Ya., Yanicki M. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B70, p.62.
76. Wawryszczuk J., Yuldashev M.B., Gromov K.Ya. et al. — Z. Phys., 1997, v.A357, p.39.
77. Izosimov I.N. — In: Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Trieste, Italy, 1997, p.91.
78. Klapdor H.V., Metzinger J., Oda T. — At. Data Nucl. and Data Tables, 1984, v.31, p.81.
79. Izosimov I.N. — JINR E7-93-126, Dubna, 1993, p.74.
80. Берлович Э.Е., Новиков Ю.Н. — ДАН СССР, 1969, т.185, с.1025.
81. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. — Ядерная физика, 1966, т.4, с.279.
82. Скобелев Н.К. — Ядерная физика, 1972, т.15, с.444.
83. Кузнецов В.И. — ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.6, с.1285.
84. Белов Л.Г., Гангрский Ю.П., Миллер М.Б. и др. — Препринт ОИЯИ P15-9795, Дубна, 1976.
85. Гангрский Ю.П., Маринеску Г.М., Миллер М.Б. и др. — Препринт ОИЯИ P15-10613, Дубна, 1977; Ядерная физика, 1978, т.27, с.894.
86. Батист Л.Х., Берлович Э.Е., Гаврилов В.В. и др. — Препринт ЛИЯФ №363, Л., 1977.
87. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. — Ядерная физика, 1967, т.5, с.271.
88. Habs D., Kleve-Nebenius H., Metag V. et al. — Z. Phys., 1978, v.A285, p.53.
89. Гангрский Ю.П., Миллер М.Б., Харисов И.Ф. и др. — Препринт ОИЯИ P7-10797, Дубна, 1977; Ядерная физика, 1980, т.31, с.306.
90. Hall H.L., Gregorich K.E., Henderson R.A. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C39, p.1866.
91. Hall H.L., Gregorich K.E., Henderson R.A. et al. — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.618.

92. Lazarev Yu.A., Oganessian Yu.Ts., Shirokovsky I.V. et al. — Europhys. Lett., 1987, v.4, p.893.
93. Lazarev Yu.A., Oganessian Yu.Ts., Shirokovsky I.V. et al. — Proc. Int. Conf. on Fifty Years Res. in Nucl. Fission (Berlin, April 3–7, 1989). Contr. Papers. West Berlin, 1989, p.6.
94. Поликанов С.М. — Изомерия формы фтомных ядер. М.: Атомиздат, 1977.
95. Klapdor-Kleingrothaus H.V. — Межд. Школа–семинар по физике тяжелых ионов. ОИЯИ Д7-90-12, Дубна, 1990, с.440.
96. Axel P. — Phys. Rev., 1962, v.126, p.671.
97. Агеев В.А., Головня В.Я., Громова Е.А. и др. — Ядерная физика, 1987, т.46, с.700.
98. Strutinsky V.M. — Nucl. Phys., 1967, v.A95, p.420.
99. Moller P., Nix J.R. — Proc. Third IAEA Symp. On Physics and Chemistry of Fission. Rochester, N.Y. 1973 IAEA, Vienna, 1974, v.1, p.103.
100. Иванова С.П., Комов А.Л., Малов Л.А., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1976, т.7, с.450.
101. Wapstra A.H., Bos K.A. — At. Data and Nucl. Data Tables, 1976, v.17, No.5–6, p.274.
102. Kratz K.-L., Rudolph W., Ohm H. et al. — Nucl. Phys., 1979, v.A317, p.335.
103. Kratz K.-L., Rudolph W., Ohm H. et al. — Phys. Lett., 1976, v.65B, p.231.
104. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A. — Heavy Ions and Nuclear Fission (Treatise on Heavy Ion Science) Ed. Bromley D.A., N.Y.: Plenum Press, 1985, v.4, p.3.
105. Лазарев Ю.А., Оганесян Ю.Ц., Третьякова С.П. и др. — Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов. ОИЯИ Д7-90-142, Дубна, 1990, с.208.
106. Мезилев К.А., Новиков Ю.Н., Попов А.В. и др. — Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов. ОИЯИ Д7-90-142, Дубна, 1990, с.199.
107. Изосимов И.Н. — Изв. РАН, сер. физ., 1993, т.57, с.29.
108. Moller P., Nix J.R. — At. Data and Nucl. Data Tables, 1981, v.26, p.165.
109. Klapdor H.V. — Fortschr. Physik, 1985, v.33, p.1.
110. Изосимов И.Н. — Изв.АН СССР, сер. физ., 1992, т.56, с.39.
111. Thielemann F.-K., Metzinger J., Klapdor H.V. — Z.Phys., 1983, v.A309, p.301.
112. Pashkevich V.V. — Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics (Alushta, USSR, April 14–21, 1983). JINR, D7-83-644, Dubna, 1983, p.405.
113. Егоров С.А., Рубчя В.А., Хлебников С.В. — Ядерная физика, 1987, т.46, с.60.
114. Weber J., Britt H.C., Gavron A. et al. — Phys. Rev., 1976, v.C13, p.2413.
115. Thielemann F.-K., Wiescher M. — Primordial Nucleosynthesis (Ed. Thompson W., Carney B.) Singapore: World Scientific, 1990, p.92.
116. Morrisey D. — Unstable Nuclei in Astrophysics. (Eds. Kubono S., Kajino T.) Singapore: World Scientific, 1991, p.12.
117. Hashimoto M., Nomoto K., Shigeyama T. — Astron. Astrophys., 1989, v.210, p.L5.
118. Cameron A.G.W. — Cosmic Abundances of Matter. Ed. Waddington, AIP Conf. Proc. 1989, v.183, p.349.
119. Крамаровский Я.М., Чечев В.П. — Синтез элементов во Вселенной. М.: Наука, 1987.
120. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. — Rev. Mod. Phys., 1957, v.29, p.547.
121. Thielemann F.-K., Kratz K.-L. — Preprint IKMz 91-4, Universitat Mainz, 1991.
122. Wene C.O. — Astron. and Astrophys., 1975, v.44, p.233.
123. Schramm D.N., Wasserbyrg G.S. — Astrophys.J., 1970, v.162, p.57.
124. Klapdor H.V., Wene C.O. — Astrophys. J. Lett., 1979, v.230L, p.113.
125. Изосимов И.Н., Наумов Ю.В. — Тез. 30-го Сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1980, с.265.

126. **Wene C.O., Johansson S.A.E.** — CERN Report 76-13, 1976, p.584.
127. **Schramm D.N.** — Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1974, v.12, p.383.
128. **Fowler W.A.** — Colorado Associated Univ. Press, 1972, p.66; Proc. R.A. Welch Foundation Conf. on Chem. Rev. XXI Cosmochemistry. Houston, 1978, p.61.
129. **Наумов Ю.В.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, т.39, с.1645.
130. **Изосимов И.Н., Крафт О.Е., Паржицкий С.С., Сизов И.В.** — Сообщение ОИЯИ, P15-87-256, Дубна, 1987.
131. **Izosimov I.N.** — Proc. Eighth Int. Symp. on Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Ed. Kern J. Switzerland, 1983, p.593.
132. **Изосимов И.Н., Крафт О.Е., Наумов Ю.В., Сигалов В.М.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.1952.
133. **Крафт О.Е., Наумов Ю.В., Паржицкий С.С., Сизов И.В.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.40, с.1182.
134. **Mitchell G.E., Dittrich T.R., Bilpuch E.G.** — Z.Phys., 1979, v.A289, p.211.
135. **Izosimov I.N.** — In: Proc. European Phys. Soc. XV Nucl. Phys. Division Conf. St. Petersburg, Russia, 1995, p.635.
136. **Бунаков В.Е.** — Мат. VII Зимн. школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л., 1972, с.46.
137. **Кендалл М., Стьюарт А.** — Теория распределений. М.: Наука, 1966.
138. **Chou B. H., Mitchell G.E., Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R.** — Z.Phys., 1981, v.A300, p.157.
139. **Ramakrishnan P., Chou B.H., Mitchell G.E. et al.** — Z.Phys., 1983, v.A311, p.160.
140. **Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М. и др.** — Сообщение ОИЯИ P3-12516, Дубна, 1979.

QUARK-HADRON PHASE TRANSITION IN NEUTRON STARS

H. Grigorian

Department of Physics, Yerevan State University,
375049 Yerevan, Armenia

B. Hermann

Sektion Physik, University of Munich,
Theresienstr. 37, D-80333 Munich, Germany

F. Weber

Nuclear Science Division, Lawrence Berkeley National Laboratory,
Berkeley, California 94720, USA

In part one of this paper we introduce a suitable formulation of the hydrodynamical description of compact stars in a curved space-time manifold using the tetrad formalism. In the second part of the paper we review new developments concerning the possibility of quark deconfinement in neutron stars. Contrary to earlier claims, it is shown that “neutron” stars may very well contain quark matter in their cores, which may register itself in an observable signal – an anomaly in the braking index of pulsars.

В первой части обзора при использовании формализма тетрад предложена удобная формулировка гидродинамического описания компактных звезд в искривленном пространственно-временном множестве. Во второй части представлен обзор современного развития представлений о возможности кваркового деконфайнмента в нейтронных звездах. Вопреки ранним утверждениям показано, что “нейтронная” звезда может с большой вероятностью содержать в своей сердцевине кварковую материю, присутствие которой проявляет себя в доступном для наблюдения явлении — в аномалии индекса торможения пульсара.

1. INTRODUCTION

Shortly after the discovery of the neutron in 1932, the hypothesis that compact superdense stars made up of neutron matter might exist as remnants of star collapse within a supernova explosion scenario has been given for the first time by Baade and Zwicky [1]. However, the verification of the exciting neutron star hypothesis by observations seemed to be hopeless until 1967, when the first pulsar had been detected and the interpretation as a rotating neutron star has been invoked. The body of evidence for the scenario of superdense star formation was

complete when in the center of the Crab nebula which is a remnant of the 1034 supernova explosion a pulsar was found.

Tolman [2], Oppenheimer and Volkoff [3] were the first to solve the problem of hydrostatic equilibrium for neutron stars within the framework of general relativity. Meanwhile it has become mandatory to investigate the evolution of supermassive as well as superdense stellar bodies in the framework of general relativistic hydrodynamics (hydrostatics) [4,5] and an introduction to this theoretical basis will therefore constitute the first part of the present review.

Supernova matter is known to be made up of relativistic neutrons, protons, electrons, and degenerate neutrinos [6]. Relativistic neutrons, protons, electrons, and a certain fraction of muons form the fundamental constituents of the supernova remnants – that is, neutron stars – too. The occurrence of other particles, like hyperons, and a K^- -meson condensate, appears to be likely [7]. Moreover, some of the latest investigations on the composition of superdense neutron star matter make a strong case in favor of the presence of deconfined quark matter, too [8–10]. This topic will be reviewed in the second part of this paper.

Neutron stars are described by the (general relativistic) equations of hydrostatic equilibrium, which are relatively easy to deal with. This is not so for the evolution of such stars, starting from the initial stages of stellar collapse to the final state that results in either a stable neutron star or, alternatively, in a black hole. In the early investigations on this issue, the attempt was made to solve the dynamical problem of the dust matter in the comoving frame. In this case, the solution to the problem can be found analytically. This is however hampered by the fact that the comoving frame of the observer is very inappropriate for numerical calculations, because the gravitational field is time dependent in this frame. Today, we have a long list of investigations dealing with numerical studies of stellar evolution, as well as structure and stability calculations [11–15], most of which being devoted to different numerical solution of Einstein's equations [16,17].

All algorithms use the gravitational field equations, besides the equation of state (EOS) of matter, as the basic dynamic equations, assuming that hydrodynamics is a consequence of general relativity theory. The formulation of the dynamics of stellar evolution, independently of the gravitational field equations, provides the opportunity to compare the formulation and the result of the problem in different alternative theories of gravitation [18].

Of course the description of gravity as an effect of curvature of a space-time manifold remains the most useful generalization of the gravitational field in the case of general relativity. This description implies that the gravitational field has to be described in terms of a metric space-time tensor. The next approximation, which is also useful in case of quasi-stationary slow processes, consists in assuming that the flux of matter is adiabatic and has negligibly small viscosity. We try to represent the dynamics of the self-consistent flux of the matter in the form of wave-propagation equations. This method is a generalization of the

well-known method of the characteristics. This approach solves two problems:

1. It includes the possible shock wave propagation (the so-called weak solutions), which cannot be investigated within the method of finite differences or methods using spline or series representations.

2. It automatically controls the physical and mathematical instabilities.

The Oppenheimer-Volkoff equations have been generalized in case of time evolution.

The problem of the dynamics of rotating configurations has been discussed, e.g., in Refs.19,20. In the present work we consider the dynamics of the pulsars as quasi-stationary processes with variable rotation frequency.

2. BASIC EQUATIONS OF HYDRODYNAMICS

The algorithm is essentially a chain of calculations starting with a given initial matter density and flux velocity distributions at the initial time, and evolves the physical quantities stepwise towards the time direction in 4-dimensional space.

In our case, during the determination of the stellar configuration, the spherical symmetry does not change and the dynamics of the star can be considered in two dimensions (r and t).

Formulating the equations in the invariant form, makes the calculations applicable for all observation frames. The hydrodynamic equations have the following form

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = 0, \quad (1)$$

where we neglect all the external and internal sources of energy, in particular the viscosity of the matter is ignored. So, the energy-momentum tensor can be written in the form

$$\mathbf{T} = (\epsilon + P) \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} - P \mathbf{g}, \quad (2)$$

where $\mathbf{u}$ is the 4-velocity, $\mathbf{g}$ is the metric tensor of space-time, P is the pressure; and ϵ , the density of the matter in the comoving frame. The quantity ∇ is the covariant 4-gradient, and we are using units for which $c = G = 1$.

The system (1) can be rewritten as

$$\begin{aligned} \mathbf{u}[\epsilon] + (\epsilon + P)\nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \mathbf{n}[P] - (\epsilon + P) \langle \mathbf{n}, \nabla_{\mathbf{u}} \mathbf{u} \rangle &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Here we use the notations $\mathbf{n}[P] = \nabla_{\mathbf{n}} P$, which is the gradient of a scalar towards a vector $\mathbf{n}$, and $\langle \rangle$ is a projection operator. The vector $\mathbf{n}$ is orthogonal to $\mathbf{u}$. The 4-velocity has the normalization $\mathbf{n} \cdot \mathbf{n} = -1$ (space-like), while the normalization of $\mathbf{u} \cdot \mathbf{u} = 1$.

In the coordinate frame which is connected with objects at infinity (t, r, θ, ϕ) , one has

$$\mathbf{u} = u^t \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right), \quad (4)$$

$$\mathbf{n} = u^t \left(v \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \right), \quad (5)$$

where $v = \frac{dr}{dt}$ is coordinate velocity, and u^t is the Lorentz factor.

The gravitational metric tensor (invariant interval) in the most common type for the spherically symmetry can be written as

$$ds^2 = e^{2\Phi} dt^2 - e^{2\Psi} (dr + \beta dt)^2 - r^2 e^{2\chi} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (6)$$

We use the tetrad basis

$$\omega^0 = e^\Phi dt, \quad (7)$$

$$\omega^1 = e^\Psi (dr + \beta dt),$$

$$\omega^2 = r e^\gamma d\theta,$$

$$\omega^3 = r \sin \theta e^\chi d\phi. \quad (8)$$

In the conjugate basis (e_μ) , the 4-vector $\mathbf{u}$ has a simple form

$$\mathbf{u} = \gamma (\mathbf{e}_0 + w \mathbf{e}_1), \quad (9)$$

$$\mathbf{n} = \gamma (w \mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_1),$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - w^2},$$

$$w = (v - \beta) e^{\Phi - \Psi}.$$

The quantity w is the actual velocity of the matter on the sphere for an observer at infinity, while β is the velocity of the local inertial frames (frame dragging).

Using the Cartan equations for the structure, it is easy to find the set of the 1-forms of connection,

$$\omega = \Gamma_{\alpha\beta}^\alpha \omega^\gamma E_\alpha^\beta,$$

where E_α^β is the basis of the 4×4 matrix algebra;

$$\begin{aligned} \omega &= \alpha (E_1^0 + E_0^1) \\ &+ a \{ \omega^2 (E_2^0 + E_0^2) + \omega^3 (E_3^0 + E_0^3) \} \\ &+ b \{ \omega^2 (E_2^1 - E_1^2) + \omega^3 (E_3^1 - E_1^3) \} + c \omega^3 (E_3^2 - E_2^3), \end{aligned} \quad (10)$$

with $\alpha = f \omega^2 + h \omega^1$ a 1-form determining the influence of gravity (gravitational forces corresponding to Newtonian limit), $f = \mathbf{e}_1[\Phi]$ and $h = \mathbf{e}_0[\Psi] - e^{\Psi - \Phi} \mathbf{e}_1[\beta]$. $a = \mathbf{e}_0[\chi]$, $b = \mathbf{e}_1[\chi + \ln(r)]$ and $c = \mathbf{e}_2[\ln(\sin \theta)]$ are scalar functions.

Using Eq. (10) and the notation of the angular velocity $\zeta = \text{atanh}(w)$, we obtain

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \mathbf{n}[\zeta] + \alpha(\mathbf{n}) + 2\mathbf{u}[\chi + \ln(r)], \quad (11)$$

$$\langle \mathbf{n}, \nabla_u \mathbf{u} \rangle = -\mathbf{u}[\zeta] - \alpha(\mathbf{u}),$$

where $\alpha(\mathbf{u})$ and $\alpha(\mathbf{n})$ are the values of the 1-form α on the vector fields $\mathbf{u}$ and $\mathbf{n}$. One can now rewrite Eq. (3) in the following form

$$\begin{aligned} \mathbf{u}[\sigma] + c \mathbf{n}[\zeta] + \alpha(c \mathbf{n}) + 2c \mathbf{u}[\chi + \ln(r)] &= 0, \\ c \mathbf{n}[\sigma] + \mathbf{u}[\zeta] + \alpha(\mathbf{u}) &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

or in the more compact form

$$\mathbf{D}_\pm[J_\pm] + \alpha(\mathbf{D}_\pm) \pm 2c \mathbf{u}[\chi + \ln(r)] = 0, \quad (13)$$

$$J_\pm = \zeta \pm \sigma,$$

$$\mathbf{D}_\pm = \mathbf{u} \pm c \mathbf{n}. \quad (14)$$

Here we have used the notations for the speed of sound, c , in the medium and the wave enthalpy, σ ,

$$\sigma = \int \frac{dP}{c(\epsilon + P)}, \quad (15)$$

$$c = \left(\frac{\partial P}{\partial \epsilon} \right)_s.$$

From the representation of $\mathbf{D}_\pm$ in the coordinate basis one can find the expression for the sound propagation velocity,

$$V_s^\pm = c \frac{1 - w^2}{1 \pm wc} e^{\Phi - \Psi}. \quad (16)$$

The $+$ sign in all equations shows the direction outwards from the center of the star; while the $-$ sign, towards the center. The propagation of the waves can be determined by Eq. (13) which is the generalization of the Riemann equations in case of relativity including the self-consistent account of the gravitational effects.

Eq. (16) shows that besides the Doppler effect (which results in an anisotropy of the wave propagation), the effect of change of the speed in the gravitation field is valid for the sound like the red shift effect for the light.

3. EQUATION OF THE GRAVITATIONAL FIELD

Up to now we did not fix neither the gravitational field equations nor the observer's coordinate frame in order to describe the hydrodynamics independently of the gravitational field theory.

It is necessary to have conditions that determine the gravitational force at each moment, since we have the distribution of the matter and its flux. We have to write equations for the functions f , h and $\Phi - \Psi$. Let us choose the general theory of relativity in the framework of which most of the stellar models are generally considered. The invariant form of the Einstein equations for the metric (6) and energy-momentum tensor $\mathbf{T}$, in Eq. (2), is given by

$$\mathbf{G} = 8\pi\mathbf{T}, \quad (17)$$

where $\mathbf{G}$ denotes the Einstein tensor:

$$\begin{aligned} \mathbf{G} = & (E + 2D)\omega^0 \otimes \omega^0 + (2B - E)\omega^1 \otimes \omega^1 + 2C(\omega^0 \otimes \omega^1 + \omega^1 \otimes \omega^0) \\ & + (A + B - D)(\omega^2 \otimes \omega^2 + \omega^3 \otimes \omega^3). \end{aligned} \quad (18)$$

The coefficients A , B , C and D can be obtained from the set of the following equations

$$\begin{aligned} A &= \mathbf{e}_1[f] - \mathbf{e}_2[h] + f^2 - h^2, \\ B\omega^0 + C\omega^1 &= -\mathbf{d}a + b\alpha - a^2\omega^0 - ab\omega^1, \\ C\omega^0 + D\omega^1 &= -\mathbf{d}b + a\alpha - b^2\omega^1 - ab\omega^0, \\ E &= e^{2\chi}/r^2 + a^2 - b^2. \end{aligned} \quad (19)$$

To simplify the problem we choose the Schwarzschild coordinates, where $\chi = 0$ and $\beta = 0$, that enables us to find analytic time-independent external solution for the gravitational field equations (Birkoff's theorem). Finally from Eq. (17) we have

$$\begin{aligned} E + 2D &= 8\pi\varepsilon, \\ 2B - E &= 8\pi\Pi, \\ C &= -4\pi(\varepsilon + P)\gamma^2 w, \end{aligned} \quad (20)$$

where ε and Π are the energy density and pressure of the matter in the frame connected with the center of the star (the rest frame of the observer). One has

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \gamma^2(\varepsilon + P w^2), \\ \Pi &= \gamma^2(\varepsilon w^2 + P). \end{aligned} \quad (21)$$

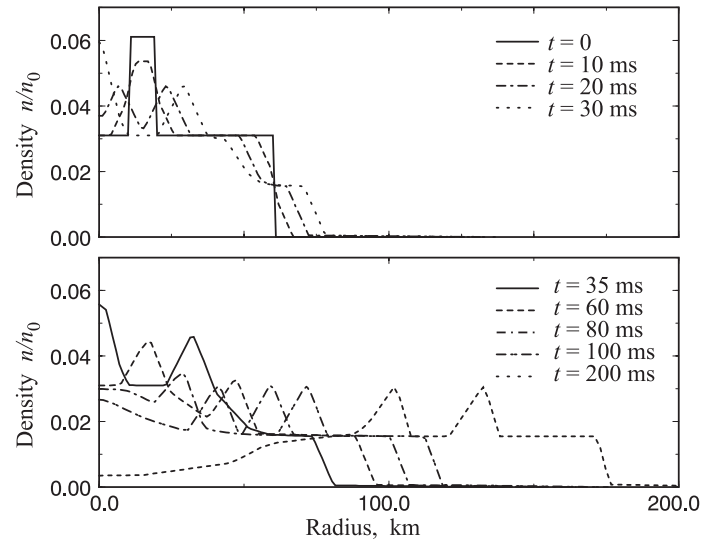
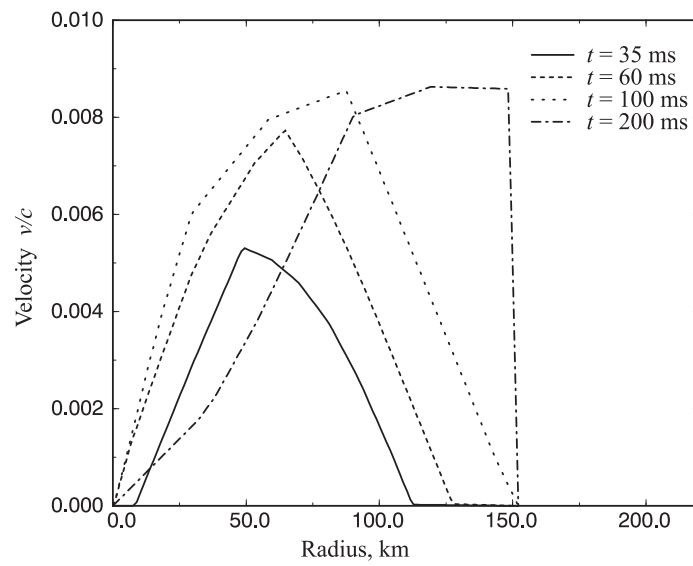


Fig. 1. Time evolution of the process of the neutron matter explosion

Fig. 2. Time dependence of the velocity distribution of a homogeneous compressed neutron gas at $T = 0$

Since Eq. (1) is a consequence of the field equations (Bianchi identity) and since in case of spherical symmetry there is no gravity-wave radiation, we can consider only that part of the system, i.e., Eq. (17), which does not contain time derivatives. It is sufficient to have a complete system of equations adding the wave equation (13) and the equation of state. The formal solution of Eq. (21) is given by

$$\begin{aligned}\Psi(r, t) &= -\frac{1}{2} \ln\left(1 - \frac{2m(r, t)}{r}\right), \\ \Phi(r, t) &= \Psi(r, t) + \int_0^r \frac{2m(r', t) + 4\pi(P(r', t) - \epsilon(r', t))(r')^3}{r'(r' - 2m(r', t))} dr' + \Phi_0(t),\end{aligned}\quad (22)$$

where $\Phi_0(t)$ is the gravitational potential in the center and $m(r, t)$ is the accumulated mass at a distance r from the center,

$$m(r, t) = 4\pi \int_0^r \epsilon(r', t)(r')^2 dr'. \quad (23)$$

These equations are the boundary conditions for the dynamical equations of waves.

A model calculation of the time evolution of a configuration of the ideal gas of neutrons at zero temperature is shown in Figs. 1 and 2. Figure 1 illustrates the process of the explosion of the matter with arbitrarily chosen distribution in case of weak self-gravity. In Fig. 2 one can see the changes of the matter velocity for the hydrodynamically not stable homogeneous neutron matter configuration.

4. SHOCK WAVE CONDITIONS

During the evolution of the matter of the star configuration it is possible to have a situation when the continuity of the matter distribution will be broken. The system of Eq. (13) is not valid on the point of the discontinuity of the functions $J_{\pm}$. Such jumps are of various physical nature, they could be shock waves (SW), the edges of the different phases of the matter, the configuration surface (matter–vacuum boundary) or others. To include the propagation of such points we need to fulfill the conditions of energy, momentum and baryon number conservations (let us call them SW conditions) on the surface of the discontinuity.

The presence of the gravitation field does not play a role, because the SW conditions are local properties of the matter flux through the SW front and one can formulate them in the frame of the local observer. Moreover, due to the continuity of the gravitational field we don't need the equations (1) of hydrodynamics written in curved space. One can simply use the following equations

$$\partial_k T_i^k = 0, \quad (24)$$

$$\partial_i (su^i) = 0, \quad (25)$$

$$\partial_i (nu^i) = 0, \quad (26)$$

where T_i^k is the energy-momentum tensor

$$T_{\mu\nu} = wu_\mu u_\nu - P g_{\mu\nu} , \quad (27)$$

$w = \epsilon + P$ is the enthalpy density, s is the entropy density and n is the baryon number density. In the case of spherical symmetry the SW conditions have the form

$$[nu^r] = 0 \quad (28)$$

for the conservations of the particle number,

$$c[T^{tr}] = 0 \quad (29)$$

for the continuity of the energy flux, and

$$[T^{rr}] = 0 \quad (30)$$

for the continuity of the flow of momentum in front and behind the shock wave.

Let us choose the coordinate frame connected with the shock wave and suppose that the motion of the matter flux is towards the r coordinate, then the equations (28) - (30) can be written as

$$nu_b^r = nu_f^r, \quad (31)$$

$$w(u_b^r)^2 + p_b = wu_f^{r2} + p_f, \quad (32)$$

$$wu_b^r u_f^t = wu_b^t u_f^r. \quad (33)$$

From the last two equations one can find the velocities v_b and v_f of the matter on both sides of the SW

$$\frac{v_b}{c} = \sqrt{\frac{(p_f - p_b)(\varepsilon_f + p_b)}{(\varepsilon_f - \varepsilon_b)(\varepsilon_b + p_f)}}, \quad (34)$$

$$\frac{v_f}{c} = \sqrt{\frac{(p_f - p_b)(\varepsilon_b + p_f)}{(\varepsilon_f - \varepsilon_b)(\varepsilon_f + p_b)}}, \quad (35)$$

and the equation of the Taub adiabat has the form

$$\left(\frac{w_b}{n_b}\right)^2 - \left(\frac{w_f}{n_f}\right)^2 + (p_b - p_f) \left[\frac{w_b}{n_b^2} - \frac{w_f}{n_f^2} + (p_b - p_f) \right] = 0. \quad (36)$$

Using the equations (32) and (33) with the Gibbs fundamental equation in the form

$$d\frac{w}{n} = Td\frac{s}{n} + \frac{1}{n}dp, \quad (37)$$

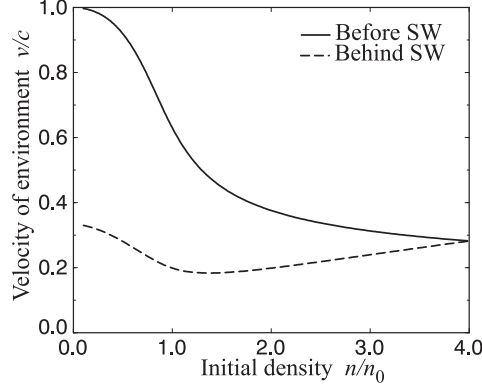


Fig. 3. Matter velocity before and behind the shock front during the explosion of an ideal neutron gas configuration as a function of the compression

one can define the condition of the isentropic flow of the matter

$$u^k \frac{\partial}{\partial x^k} \frac{s}{n} = \frac{d}{d\tau} \frac{s}{n}. \quad (38)$$

This condition is valid if the flow of the matter is adiabatic during the motion along the "world line". It is important also for the static configurations if we consider hot stars [10], when the thermal energy dissipation is negligible.

SW could be considered as a process of the hadron-quark phase transition during the explosion of the matter, when the SW propagates through the hadronic crust of the star. Passing the SW front, the neutron gas can be compressed up to the critical densities of the phase transition. In Fig. 3 we show the dependence of the velocity of the compressed matter before the SW as a function of the density of the hadronic crust (we took the critical density of the phase transition $n = 4n_0$, where n_0 is the nuclear density).

5. QUARK-HADRON PHASE TRANSITION IN NEUTRON STARS

At present one does not know from experiment at what density the expected phase transition to quark matter occurs, and one has no conclusive guide yet from lattice QCD simulations. From simple geometrical considerations it follows that nuclei begin to touch each other at densities of $\sim (4\pi r_N^3/3)^{-1}$, which, for a characteristic nucleon radius of $r_N \sim 1$ fm, indicates this to happen at just a few times nuclear matter density [8]. Above this density, it appears plausible that the nuclear boundaries of particles like p , n , Σ^- , Λ , K^- will dissolve and the formerly confined quarks populate free states outside the baryons. The high-pressure environment that exists in the cores of neutron stars, with densities up

to an order of magnitude higher than that of nuclear matter, constitutes ideal sites where hadrons may transform into quark matter, forming a *permanent* component of such matter inside neutron stars.

The possibility of quark deconfinement in the cores of neutron stars has already been suggested in the 1970's by several authors (see, for instance, [21]). However until recently no observational signal has ever been proposed. This is so because whether or not the quark-hadron phase transition occurs in such stars, makes only little difference to their static properties, such as the range of possible masses, radii, or even their limiting rotational periods. This however turns out to be strikingly different for the timing structure of pulsars that develop quark matter cores in the course of spin-down (spin-up), as we shall see in the following sections.

6. CONSERVED CHARGES

The reason why the likely occurrence of the quark-hadron phase transition in neutron stars has been overlooked in all earlier works prior to Glendenning's [8, 22] is that a degree of freedom was frozen out which yielded a description of the quark-hadron phase transition as a *constant* pressure one. Since pressure in a neutron star is monotonically decreasing – an inevitable consequence that follows from hydrostatic equilibrium – this had the explicit consequence of excluding

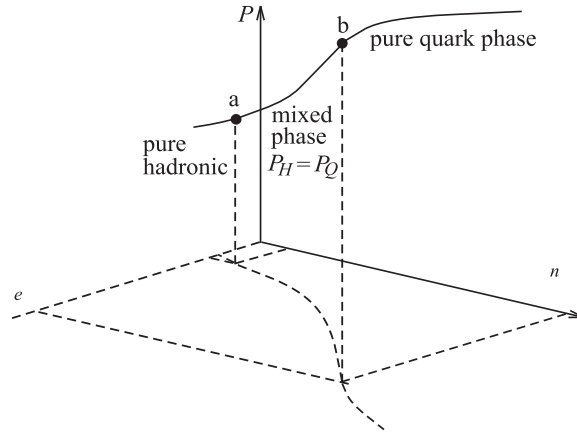


Fig. 4. Phase transition in a body (i.e., neutron star) with *two* conserved entities, that is, electric charge and baryon charge. In contrast to the phase transition in a body with only one conserved charge, here pressure in the mixed phase varies with density. Therefore the mixed phase is not excluded from the star, as would be the case if the pressure were incorrectly taken to be constant

the coexistence phase of hadrons and quarks from neutron stars. The degree of freedom that was frozen out is the possibility of reaching the lowest possible energy state by rearranging electric charge between the regions of hadronic matter and quark matter in phase equilibrium. Because of this freedom the pressure in the mixed phase *varies* as the proportions of the phases, and therefore the coexistence phase is not excluded from the star, as pointed out first by Glendenning [8, 22] (see also Hermann [23]).

The physical reason behind this is the conservation of baryon charge and electric charge in neutron star matter. Correspondingly, there are *two* chemical potentials – one associated with baryon charge and the other associated with electric charge – and therefore the transition of baryon matter to quark matter is to be determined in three-space spanned by pressure and the chemical potentials of the electrons and neutrons (rather than two-space). A schematic illustration is given in Fig. 4. Again, this circumstance has not been realized in the numerous investigations published on this topic prior to Glendenning's paper [22].

7. CHEMICAL THERMODYNAMICS

Let us explore now how the qualitative arguments given just above can be put into a proper mathematical description of the quark-hadron phase transition in neutron stars (or, more generally, complex bodies that are characterized by more than one conserved charge). In the trivial case of a star made from pure neutron matter, electric charge neutrality is automatically satisfied and so its matter is characterized by a *single* chemical potential, that for the neutrons, μ^n . According to chemical thermodynamics, the Gibbs condition for phase equilibrium between neutron matter and quark matter at a given temperature would then read

$$P_H(\mu^n, \{\phi\}, T) = P_Q(\mu^n, T), \quad (39)$$

where the subscripts 'H' and 'Q' denote the confined hadronic and quark phase, respectively, and $\{\phi\}$ denotes the field variables and Fermi momenta that characterize a solution to the equations of confined hadronic matter exclusive of the chemical potential [22]. The Lagrangian of pure neutron matter is obtained from

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(x) = & \sum_{B=p,n,\Sigma^{\pm,0},\Lambda,\Xi^{0,-},\Delta^{++,+},0,-} \mathcal{L}_B^0(x) \\ & + \sum_{M=\sigma,\omega,\pi,\rho,\eta,\delta,\phi} \left\{ \mathcal{L}_M^0(x) + \sum_{B=p,n,\dots,\Delta^{++,+},0,-} \mathcal{L}_{BM}(x) \right\} \\ & + \mathcal{L}^{(\sigma^4)}(x) + \sum_{L=e^-, \mu^-} \mathcal{L}_L(x) \end{aligned} \quad (40)$$

Table 1. Masses, electric charges (q_{el}^B) and quantum numbers (spin, J_B ; isospin, I_B ; strangeness, S_B ; hypercharge, Y_B ; third component of isospin, I_{3B}) of those baryons whose thresholds may be reached in the cores of neutron stars

Baryon (B)	m_B (MeV)	J_B	I_B	S_B	Y_B	I_{3B}	q_B
n	939.6	1/2	1/2	0	1	-1/2	0
p	938.3	1/2	1/2	0	1	1/2	1
Σ^+	1189	1/2	1	-1	0	1	1
Σ^0	1193	1/2	1	-1	0	0	0
Σ^-	1197	1/2	1	-1	0	-1	-1
Λ	1116	1/2	0	-1	0	0	0
Ξ^0	1315	1/2	1/2	-2	-1	1/2	0
Ξ^-	1321	1/2	1/2	-2	-1	-1/2	-1
Δ^{++}	1232	3/2	3/2	0	1	3/2	2
Δ^+	1232	3/2	3/2	0	1	1/2	1
Δ^0	1232	3/2	3/2	0	1	-1/2	0
Δ^-	1232	3/2	3/2	0	1	-3/2	-1

by setting $B = n$. We stress that, in general, all baryon states B whose thresholds will be reached in the dense interiors of neutron stars (see [7] for details) are to be summed self-consistently. The interaction between the baryons is described by the exchange of mesons with masses up to about 1 GeV, depending on the many-body approximation. At the level of the simplest approximation – the relativistic mean-field (or Hartree) approximation – these are the σ , ω and ρ mesons only.

Now, such a treatment, which incorrectly describes neutron star matter as being composed of only neutrons, is to be contrasted with the phase transition between confined hadronic matter and quark matter both in full β -equilibrium, in which case all the baryons listed in Table 1 are summed self-consistently. In this case one has *two* conserved laws, one which conserves baryon charge and the other which conserves electric charge. The Gibbs condition for phase equilibrium then is that the two chemical potentials μ^n and μ^e , corresponding to baryon and electric charge conservation, and the pressure in the two phases be equal,

$$P_H(\mu^n, \mu^e, \{\phi\}, T) = P_Q(\mu^n, \mu^e, T). \quad (41)$$

The pressure P_Q of quark matter is obtainable from the bag model,

$$P + B = \sum_{i=u,d,c,s;e^-, \mu^-} P_i, \quad (42)$$

$$\epsilon = \sum_{i=u,d,c,s;e^-, \mu^-} \epsilon_i + B, \quad (43)$$

where P , ϵ and B refer to the external pressure, total energy density, and the bag constant, respectively, and P_i and ϵ_i are the contributions of individual quarks

and leptons contained in the bag [9]. The quark chemical potentials are related to the baryon and charge chemical potentials as

$$\mu^u = \mu^c = \frac{1}{3} \mu^n - \frac{2}{3} \mu^e, \quad \mu^d = \mu^s = \frac{1}{3} \mu^n + \frac{1}{3} \mu^e. \quad (44)$$

Equation (41) is to be supplemented with the two relations for conservation of baryon charge and electric charge. In general the conservation laws in chemical thermodynamics are *global*, instead of being local, which constitutes a weaker condition on the system than the assumption of the local conservation does. Global conservation of baryon charge within an unknown volume V containing A baryons is expressed as

$$\rho \equiv \frac{A}{V} = (1 - \chi) \rho_H(\mu^n, \mu^e, T) + \chi \rho_Q(\mu^n, \mu^e, T), \quad (45)$$

where $\chi \equiv V_Q/V$ denotes the volume proportion of quark matter, V_Q , in the unknown volume V . The global neutrality of electric charge within the volume V means that the integral over the charge density, $Q \equiv 4\pi \int_V dr r^2 q(r)$, must vanish rather than $q(r)$ itself*. One thus has

$$0 = \frac{Q}{V} = (1 - \chi) q_H(\mu^n, \mu^e, T) + \chi q_Q(\mu^n, \mu^e, T) + q_L, \quad (46)$$

where q_L denotes the electric charge density of leptons.

For a given temperature, Eqs. (41) through (46) serve to determine the two independent chemical potentials and the volume V for a specified volume fraction χ of the quark phase in equilibrium with the hadronic phase. This being done V_Q is obtained as $V_Q = \chi V$. In these equations the chemical potentials obviously depend on the proportion χ of the phases in equilibrium, and hence so also all properties that depend on them: the energy densities, baryon and charge densities of each phase, and the common pressure. For the mixed phase, the volume proportion of quark matter varies from $0 \leq \chi \leq 1$, and the energy density is the linear combination of contributions coming from the two phases,

$$\epsilon = (1 - \chi) \epsilon_H(\mu^n, \mu^e, \{\phi\}, T) + \chi \epsilon_Q(\mu^n, \mu^e, T). \quad (47)$$

Solving the models of confined and deconfined phases, in both pure phases and in the mixed phase, we can compute the baryon, lepton and quark populations

*Since the substances are uniform in any small locally inertial region V of the star, the integral over the charge densities that expresses global neutrality takes the simple form

$$Q \equiv 4\pi \int_V dr r^2 q(r) = (V - V_Q) q_H(\mu^b, \mu^q) + V_Q q_Q(\mu^b, \mu^q),$$

where q_H and q_Q denote the net electric charges carried by hadronic and quark matter [8].

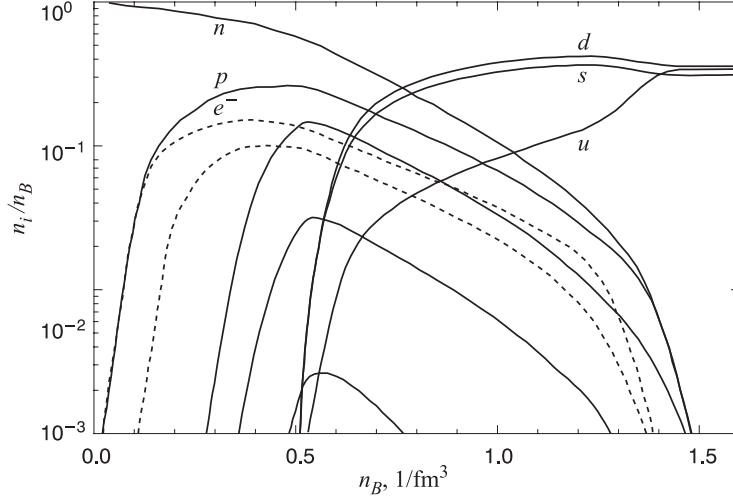


Fig. 5. Composition of chemically equilibrated, stellar quark-hadron (hybrid star) matter as a function of baryon density. Hadronic matter is described by a relativistic Hartree Lagrangian (HV of [7,27], the bag constant is $B = 250 \text{ MeV/fm}^3$)

in charge-neutral β -stable neutron star matter from Eqs. (41) through (46). The outcome is shown in figure 5 for different, representative bag constants as well as different many-body approximations employed to model confined hadronic matter. (For more details, see [7].)

Three features emerge immediately from this population. Firstly, one sees that the transition from pure hadronic matter to the mixed phase occurs at rather low density of about $3\rho_0$ or less [23]. Depending on parameters like the bag constant as well as the underlying nuclear many-body approximation, threshold values even as small as about $2\rho_0$ were found, as pointed out first by Glendenning [22,24] and confirmed later, on the basis of different many-body approximations, by Hermann [23]. Secondly, we emphasize the saturation of the leptons as soon as quark matter appears. At this stage, charge neutrality is achieved more economically among the baryon-charge carrying particles themselves. Thirdly, the presence of quark matter enables the hadronic regions of the mixed phase to arrange to be more isospin symmetric (i.e., closer equality in proton and neutron number) than in the pure phase by transferring charge to the quark phase in equilibrium with it. Symmetry energy will be lowered thereby at only a small cost in rearranging the quark Fermi surfaces. Electrons play only a minor role when neutrality can be realized among the baryon-charge carrying particles. Thus the mixed phase region of the star will have positively charged regions of nuclear matter and negatively charged regions of quark matter.

8. MODELS FOR THE EQUATION OF STATE

To explore the implications of the mixed phase for the structure of neutron stars, we shall employ a collection of different models for the equation of state derived for three different assumptions about the composition of ‘neutron’ star matter. In the most primitive conception, a neutron star is constituted from neutrons. At a slightly more accurate representation, a beta stable compact star will contain neutrons and a small number of protons whose charge is balanced by leptons. We represent the interactions among baryons in the relativistic mean field theory. Details can be found elsewhere [25–27]. The coupling constants in the theory are chosen so that for symmetric nuclear matter, the five important bulk properties (energy per baryon, incompressibility, effective nucleon mass, asymmetry energy, saturation density) are reproduced [28,29].

At the densities in the interior of neutron stars, the neutron chemical potential will exceed the mass (modified by interactions) of various members of the baryon octet [30]. So, in addition to neutrons, protons and electrons, neutron stars are expected to have populations of hyperons which together with nucleons and leptons are in a charge neutral equilibrium state. Interactions among the baryons are incorporated, and coupling constants chosen, as above [25–28]. Hyperon coupling constants are chosen: (1) to reproduce the binding of the lambda in the

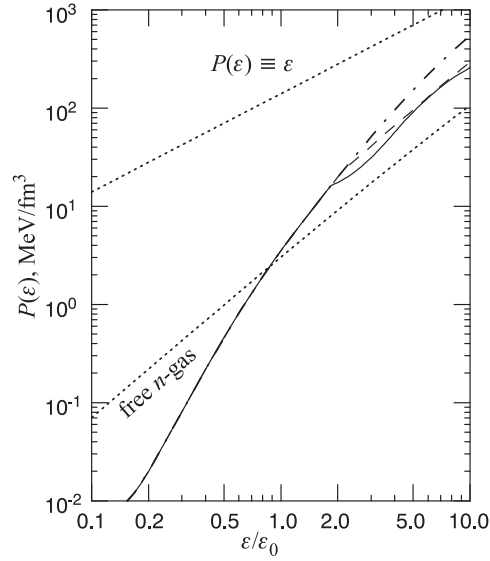


Fig. 6. Three models for the equation of state. Solid curve: equation of state of hybrid star (G_{B180}^{K240}), dashed curve: hyperon star (G_{M78}^{K240}), dash-dotted curve: neutron star (G_{M78}^{K240}), protons and neutrons only. For details about these equations of state, see Ref.29

nuclear matter, (2) to be compatible with hypernuclei, and (3) to support at a minimum a neutron star of at least $1.5 M_{\odot}$ [22].

How to handle the phase equilibrium in the dense neutron star matter having two conserved charges, baryon and electric, is described in detail in the Glendenning paper [22]. As we have seen qualitatively in Section 1, the properties of a phase transition in a multi-component system are very different from the familiar ones of a single-component system formerly (and incorrectly) used to describe the deconfinement phase transition in neutron stars [8, 22]. Models for the equation of state of neutron, hyperon, and hybrid star matter are shown in Fig. 6. One sees that the transition of confined baryonic matter to quark matter sets in at about twice the nuclear matter density ϵ_0 ($= 140 \text{ MeV}/\text{fm}^3$), which leads to an additional softening of the equation of state. Pure quark matter is obtained for densities $\gtrsim 7\epsilon_0$.

9. SEQUENCES OF ROTATING STARS WITH CONSTANT BARYON NUMBER

Having models for the equation of state at hand which account for the possible quark–hadron phase transition in dense neutron-star matter, we now proceed to the question of how this transition may register itself in an observational stellar signal.

Neutron stars are objects of highly compressed matter so that the geometry of space-time is changed considerably from flat space-time. Thus for the construction of realistic models of rapidly rotating pulsars one has to resort to Einstein’s theory of general relativity. In the case of a star rotating at its *absolute* limiting rotational period, that is, with the Kepler (or mass-shedding) frequency, Einstein’s field equations,

$$G^{\kappa\lambda} \equiv R^{\kappa\lambda} - \frac{1}{2} g^{\kappa\lambda} R = 8\pi T^{\kappa\lambda}(\epsilon, P(\epsilon)), \quad (48)$$

are to be solved self-consistently in combination with the general relativistic expression which describes the onset of mass-shedding at the equator [27, 31, 32]:

$$\Omega_K = \beta + \frac{\beta'}{2\psi'} + e^{\Phi-\psi} \sqrt{\frac{\Phi'}{\psi'} + \left(\frac{\beta'}{2\psi'} e^{\psi-\Phi}\right)^2}. \quad (49)$$

The metric for a rotating star, suitable for both the interior and exterior, reads [32, 33]

$$ds^2 = e^{2\Psi} dt^2 - e^{2\lambda} dr^2 - e^{2\mu} d\theta^2 - e^{2\psi} (d\phi - \beta dt)^2. \quad (50)$$

Because of the underlying symmetries, the metric functions Ψ , λ , μ , and ψ

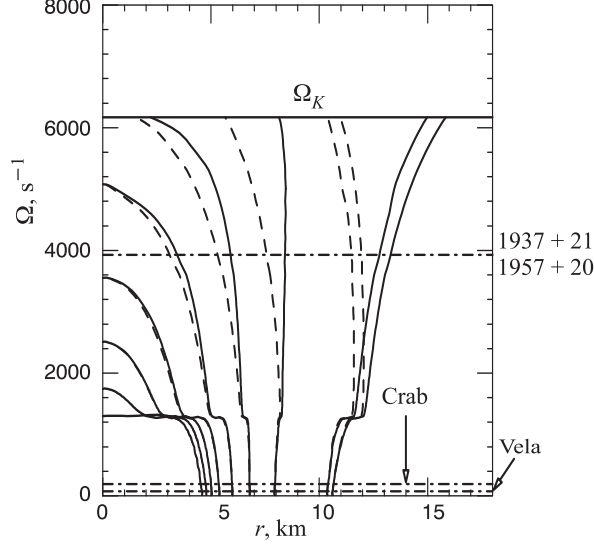


Fig. 7. Frequency dependence of quark structure in rotating hybrid stars. The radial direction is along the star's equator (solid curves) and pole (dashed curves). The nonrotating star mass is $\sim 1.42 M_{\odot}$. The rotational frequency ranges from zero to Kepler frequency

are independent of t and ϕ but depend on r , θ , and Ω . The quantity β denotes the angular velocity of the local inertial frames (frame dragging frequency) and depends on the same variables as the metric. The frequency $\bar{\beta} \equiv \Omega - \beta(r, \theta, \Omega)$, is the star's rotational frequency relative to the frequency of the local inertial frames, and is the one the centrifugal force acting on the mass elements of the rotating star's fluid depends on [34]. The quantities $R^{\kappa\lambda}$, $g^{\kappa\lambda}$, and R denote respectively the Ricci tensor, metric tensor, and Ricci scalar (scalar curvature). The dependence of the energy-momentum tensor $T^{\kappa\lambda}$ on pressure and energy density, P and ϵ , respectively, is indicated in Eq. (48). The primes in (49) denote derivatives with respect to Schwarzschild radial coordinate, and all functions on the right are evaluated at the star's equator. All the quantities in the right-hand side of Eq.(49) depend also on Ω_K , so that it is not an equation for Ω_K , but a transcendental relationship which the solution of the equations of stellar structure, resulting from Eq. (48), must satisfy if the star is rotating at its Kepler frequency. (Details can be found in [27].)

The outcome of two self-consistent calculations, one for a hybrid and the other for a conventional hyperon star, is compared in Figs. 7 and 8. The stars' baryon number is kept constant during spin-down from the Kepler frequency to zero rotation, as it should be. The frequency Ω is assumed to be constant throughout the star's fluid since uniform rotation is the configuration that minimizes the

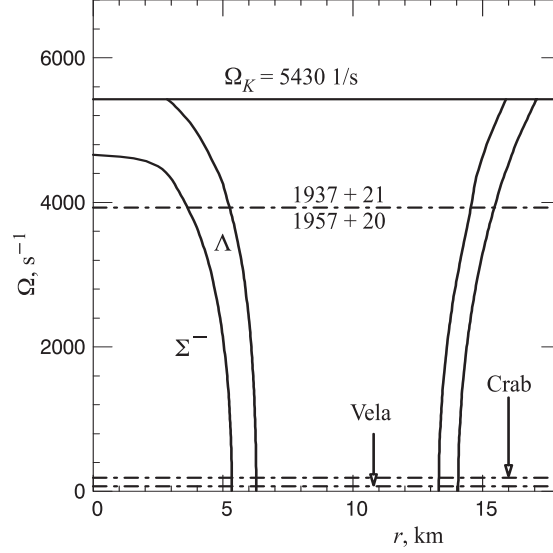


Fig. 8. Same as Fig. 7, but for a conventional hyperon star ($M \sim 1.40 M_{\odot}$), that is, transition to quark matter is suppressed. The Σ^- is absent for $\Omega \gtrsim 4700 \text{ s}^{-1}$ because the central density falls below the threshold density of the Σ^- particle

mass-energy at specified baryon number and angular momentum [35].

According to the mass of a hybrid star, it may consist of an inner sphere of purely quark matter (lower-left portion of Fig. 7 for which $\Omega \lesssim 1250 \text{ s}^{-1}$ and $r \lesssim 4.5 \text{ km}$), surrounded by a few kilometers thick shell of mixed phase of hadronic and quark matter arranged in a lattice structure, and this surrounded by a thin shell of hadronic liquid, itself with a thin crust of heavy ions [8]. The Coulomb lattice structure of varying geometry introduced to the interior of neutron stars [8], which may have dramatic effects on pulsar observables including transport properties and the theory of glitches, is a consequence of the competition of the Coulomb and surface energies of the hadronic and quark matter phase. This competition establishes the shapes, sizes and spacings of the rarer phase in the background of the other (that is, for decreasing density: hadronic drops, hadronic rods, hadronic plates immersed in quark matter followed by quark plates, quark rods and quark drops immersed in hadronic matter) so as to minimize the lattice energy. For an investigation of the structure of the mixed phase of baryons and quarks predicted by Glendenning, we refer to [36].

When the frequency of rotation of the hybrid star diminishes, it becomes less deformed and the central density *rises*. For some pulsars the mass and initial rotational frequency Ω may be such that the central density rises from below the

critical density for dissolution of baryons into their quark constituents. This is accompanied by a sudden shrinkage of the hybrid star, which dramatically effects its moment of inertia and hence the braking index of a pulsar, as we shall see in the next sections.

10. MOMENT OF INERTIA

Elsewhere we have obtained an expression for the moment of inertia of a relativistic star that accounts for the centrifugal flattening of the star [31,37]. It is given by

$$I(\Omega) = 4\pi \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{R(\theta)} dr \frac{e^{\lambda+\mu+\nu+\psi} [\epsilon + p]}{e^{2(\nu-\psi)} - \bar{\omega}^2} \frac{\Omega - \omega}{\Omega}. \quad (51)$$

The radial distribution of the energy density and pressure, $\epsilon(r)$ and $p(r)$, are found from the solution of the equations for rotating relativistic stars. For slow rotation this expression reduces to the well-known, and frequency *independent* result [37].

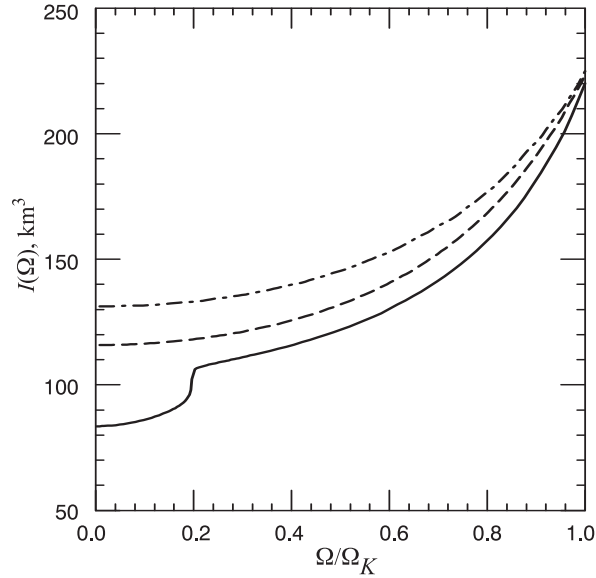


Fig. 9. Moment of inertia as a function of rotational frequency (in units of Kepler) for three neutron stars (solid curve: hybrid star, dashed curve: hyperon star, dash-dotted curve: neutron star made up of only protons and neutrons) with different constitutions as described in Sect. 8. The baryon number is constant along each curve. The development of a quark matter core for decreasing frequency (increasing density) causes a sudden reduction of I .

We show how the moment of inertia changes with frequency in Fig. 9 for stars having the same baryon number but different constitutions, as described in Sect. 8. The two curves without a drop at low frequencies are for conventional neutron (dot-dashed line) and hyperon (dashed) stars of non-rotating mass $M \sim 1.45 M_{\odot}$. The solid line is for a hybrid star of roughly the same mass and baryon number. The shrinkage of the hybrid star due to the development of a quark matter core at low frequencies, known from Fig. 7, manifests itself in a sudden reduction of I , which is the more pronounced the bigger the quark matter core (i.e., the smaller Ω) in the centre of the star.

11. SIGNAL OF QUARK-DECONFINEMENT IN THE BRAKING INDICES OF PULSARS

Pulsars are identified by their periodic signal believed to be due to a strong magnetic field fixed in the star and oriented at an angle from the rotation axis. The period of the signal is therefore that of the rotation of the star. The angular velocity of rotation decreases slowly but measurably over time, and usually the first and occasionally the second time derivative can also be measured. Various energy loss mechanisms could be at play such as the dipole radiation, part of which is detected on each revolution, as well as other losses such as ejection of charged particles [38]. The measured frequency and its time derivative have been used to estimate the spin-down time or age of pulsars. The age is very useful for classifying and understanding pulsar phenomena such as glitch activity.

Let us assume, as usual, that the pulsar slow-down is governed by a single mechanism or several mechanisms having the same power law. Let us write the energy balance equation as

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{2} I \Omega^2 \right\} = -C \Omega^{n+1}, \quad (52)$$

where, for magnetic dipole radiation, $C = \frac{2}{3} m^2 \sin^2 \alpha$, $n = 3$, m is the magnetic dipole moment and α is the angle of inclination between magnetic moment and rotation axis. If, as is customary, the angular velocity Ω is regarded as the only time-dependent quantity, one obtains the usual formula for the rate of change of pulsar frequency,

$$\dot{\Omega} = -K \Omega^n, \quad (53)$$

with K a constant and n the *braking index*. From the braking law (53) one usually defines from its solution, the spin-down age of the pulsar

$$\tau = -\frac{1}{n-1} \frac{\Omega}{\dot{\Omega}}. \quad (54)$$

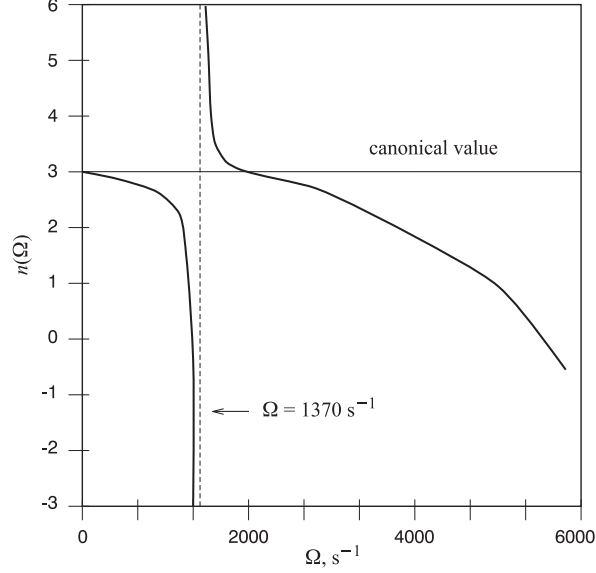


Fig. 10. Braking index as a function of rotational frequency for a hybrid star. The dip at frequencies $\Omega \sim 1370 \text{ s}^{-1}$ originates from *quark deconfinement*. The overall reduction of n below 3 is due to the frequency dependence of I and, thus, is independent of whether or not quark deconfinement takes place in pulsars

However the moment of inertia is *not* constant in time but responds to changes in rotational frequency, as can be seen in Fig. 9, more or less according to the softness or stiffness of the equation of state (that is, the star's internal constitution) and depending on whether the stellar mass is small or large. This response changes the value of the braking index in a frequency-dependent manner, even if the sole energy-loss mechanism were *pure* dipole as in Eq. (52). Thus during any epoch of observation, the braking index will be measured to be different from $n = 3$ by a certain amount. How large will this amount depend, for any given pulsar, on its rotational frequency and for different pulsars of the same frequency, on their mass and on their internal constitution?

When the frequency response of the moment of inertia is taken into account, Eq. (53) is replaced by

$$\dot{\Omega} = -2IK \frac{\Omega^n}{2I + I'\Omega} = -K\Omega^n \left\{ 1 - \frac{I'}{2I}\Omega + \left(\frac{I'}{2I}\Omega\right)^2 - \dots \right\}, \quad (55)$$

where $I' \equiv dI/d\Omega$ and $K = C/I$. This explicitly shows that the frequency dependence of $\dot{\Omega}$ corresponding to *any* mechanism that absorbs (or deposits) rotational energy such as Eq. (52) cannot be a power law, as in Eq. (53) with

K a constant. It must depend on the mass and internal constitution of the star through the response of the moment of inertia to rotation as in Eq. (55).

Equation (55) can be represented in the form of Eq. (53) (but now with a frequency dependent prefactor) by evaluating

$$n(\Omega) = \frac{\Omega \ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} = n - \frac{3 I' \Omega + I'' \Omega^2}{2 I + I' \Omega}. \quad (56)$$

Therefore the effective braking index depends explicitly and implicitly on Ω . The right side reduces to a constant n only if I is independent of frequency. But this cannot be, not even for slow pulsars if they contain a quark matter core. The centrifugal force ensures the response of I to Ω . As an example, we show in Fig. 10 the variation of the braking index with frequency for the rotating hybrid star of Fig. 7. For illustration we assume dipole radiation. As before, the baryon number of the star is kept constant. Because of the structure in the moment of inertia, driven by the phase transition into the deconfined quark matter phase, the braking index deviates dramatically from 3 at small rotation frequencies. Such an anomaly in $n(\Omega)$ is not obtained for conventional neutron or hyperon stars because their moments of inertia increase smoothly with Ω (cf. Fig. 9). The observation of such an anomaly in the timing structure of pulsars may thus be interpreted as a signal for the development of quark-matter cores in the centers of pulsars.

As a very important subject on this issue, we estimate the duration over which the braking index is anomalous. It can be estimated from

$$\Delta T \simeq - \frac{\Delta \Omega}{\dot{\Omega}} = \frac{\Delta P}{\dot{P}}, \quad (57)$$

where $\Delta \Omega$ is the frequency interval of the anomaly. The range over which n is smaller than zero and larger than six (Fig. 10) is $\Delta \Omega \approx -100 \text{ s}^{-1}$, or $\Delta P \approx -2\pi \Delta \Omega / \Omega^2 \approx 3 \times 10^{-4} \text{ s}$ at $\Omega = 1370 \text{ s}^{-1}$. So, for a millisecond pulsar whose period derivative is typically $\dot{P} \simeq 10^{-19}$, we find $\Delta T \simeq 10^8$ years (see Fig. 11). The dipole age of such pulsars is about 10^9 years. So as a rough estimate we may expect about 10% of the millisecond pulsars * to be in the transition epoch and so could be signaling the ongoing process of quark deconfinement in their cores! To avoid confusion, we point out that the spin-up has nothing to do with the minuscule spin-up known as a pulsar glitch. In the latter case the relative change of the moment of inertia is very small, $\Delta I / I \simeq -\Delta \Omega / \Omega \simeq 10^{-6}$ or smaller, and approximates closely a continuous response of the star to changing frequency on any time scale that is large compared to the glitch and recovery interval.

*Presently about 25 solitary millisecond pulsars are known.

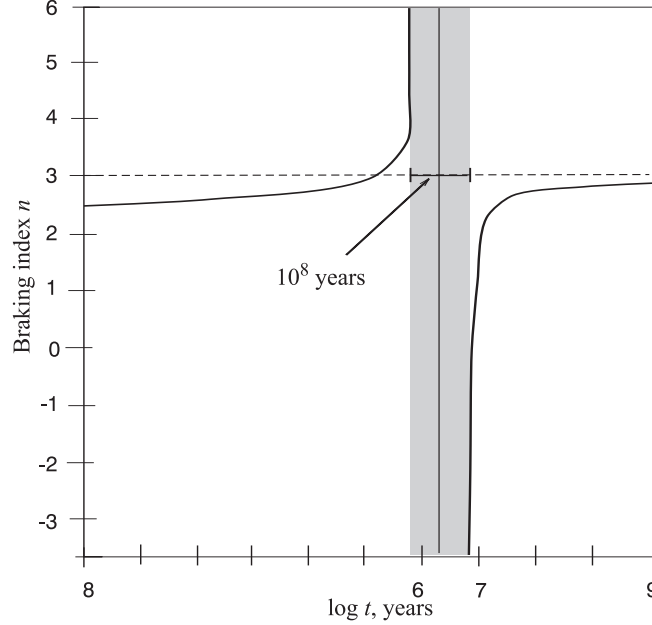


Fig. 11. Braking index as a function of time. The epoch over which n is anomalous (i.e., $-\infty < n < +\infty$) because of quark deconfinement, $\sim 10^8$ years, is indicated by the shaded area (after Glendenning [39]).

REFERENCES

1. Baade W., Zwicky F. — Phys. Rev., 1934, v.45, p.138.
2. Tolman R. — Relativity, Thermodynamics and Cosmology, Clarendon Press, Oxford, 1934.
3. Oppenheimer J.R., Volkoff G.M. — Phys. Rev., 1939, v.55, p.374.
4. Zeldovich Ya.B., Podurets M.A. — Sov. Phys. — Doklady, 1969, v.9 p.3.
5. Podurets M.A. — Sov. Ap. J., 1964, v.XLI, p.28.
6. Pines D., Tamagaki R., Tsuruta S. (Eds.) — The Structure and Evolution of Neutron Stars, Addison-Wesley, New York, 1992.
7. Weber F. — Pulsars as Astrophysical Laboratories for Nuclear and Particle Physics, to be published by IOP Publishing Co., Bristol, Great Britain.
8. Glendenning N.K. — Compact Stars, Springer, New York, 1997.
9. Kettner Ch., Weber F., Weigel M.K., Glendenning N.K. — Phys. Rev., 1995, v.D51, p.1440.
10. Blaschke D., Grigorian H., Schmidt S., Poghosyan G., Roberts C.D. — E-print archive nucl-th/9801060.
11. Fackerell E.D., Ipser J.R., Thorne K.S. — Comments Ap. Space Phys., 1969, v.1, p.134.
12. Ipser J.R., Thorne K.S. — Ap. J., 1968, v.154, p.251.

13. **Katz J., Horvitz G.** — Ap. J., 1974, v.194, p.439.
14. **Shapiro S.L., Teukolsky S.A.** — Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects, Wiley & Sons, New York, 1983.
15. **Shapiro S.L., Teukolsky S.A.** — Ap. J., 1985, v.298, p.58.
16. **Gourgoulhon E.** — Astron. Astrophys., 1991, v.252, p.651.
17. **Grigorian H.A., Sadoyan A.H.** — Proc. of 13th Int. Grav. Conf., 1992.
18. **Grigorian H.A., Sadoyan A.H.** — Astrofizika, 1994, v.37, p.671.
19. **Friedman J.L.** — Black Holes and Relativistic Stars, Univ. Chicago Press, 1997.
20. **Grigorian H.A., Sadoyan A.H.** — Proc. of 15th Int. Grav. Conf., 1997 p.92.
21. **Glendenning N.K., Pei S., Weber F.** — Phys. Rev. Lett., 1997, v.79, p.1603.
22. **Glendenning N.K.** — Phys. Rev., 1992, v.D46, p.1274.
23. **Hermann B.** — Master Thesis, University of Munich, 1996 (unpublished).
24. **Glendenning N.K., Pei S.** — APH N.S., Heavy Ion Physics, 1995, v.1, p.323.
25. **Glendenning N.K.** — Astrophys. J., 1985, v.293, p.470.
26. **Weber F., Weigel M.K.** — Nucl. Phys., 1989, v.A505, p.779.
27. **Weber F., Glendenning N.K.** — Hadronic Matter and Rotating Relativistic Neutron Stars, Proceedings of the Nankai Summer School, "Astrophysics and Neutrino Physics", ed. by D. H. Feng, G. Z. He, and X. Q. Li, World Scientific, Singapore, 1993, p. 64–183.
28. **Glendenning N.K.** — Phys. Rev. Lett., 1982, v.57, p.1120.
29. **Schaab Ch., Weber F.M., Weigel K., Glendenning N.K.** — Nucl. Phys., 1996, v.A605, p.531.
30. **Glendenning N.K.** — Phys. Lett., 1982, v.114B, p.392.
31. **Glendenning N.K., Weber F.** — Phys. Rev., 1994, v.D50, p.3836.
32. **Friedman J.L., Ipser J.R., Parker L.** — Astrophys. J., 1986, v.304, p.115.
33. **Butterworth E.M., Ipser J.R.** — Astrophys. J., 1976, v.204, p.200.
34. **Hartle J.B.** — Astrophys. J., 1967, v.150, p.1005.
35. **Hartle J.B., Sharp D.H.** — Astrophys. J., 1967, v.147, p.317.
36. **Glendenning N.K., Pei S.** — Phys. Rev., 1995, v.C52, p.2250.
37. **Glendenning N.K., Weber F.** — Astrophys. J., 1992, v.400, p.647.
38. **Ruderman M.A.** — In: High Energy Phenomena around Collapsed Stars, ed. by F. Pacini, D.Reidel Publishing Company, Dodrecht, 1987.
39. **Glendenning N.K.** — Pulsar Signal of Deconfinement, Proc. of Quark Matter 1997, to be published by Nucl. Phys. A (astro-ph/9803067).

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ. ОСНОВА МАСС-АНАЛИЗА — ДИСПЕРГИРОВАНИЕ ИОНОВ ИЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Н.И.Тарантин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре рассмотрено диспергирование ионов и заряженных частиц в масс-анализаторах самых различных типов как главная составляющая основы методов измерения атомных масс. Изложена теория диспергирования в пространстве и во времени магнитными и электрическими анализаторами, а также анализаторами со смешанными магнитными и электрическими полями всех типов. Общеизвестные концепции масс-анализа дополнены новыми теоретическими разработками, а также новыми практическими предложениями, выполненными на уровне защищенных изобретений.

This review focuses on the ion and charged particle dispersion in mass analyzers of various types as one of the main factors that provide a basis for atomic mass measurements. The theory of the lateral and time dispersion by magnetic and electric analyzers and also the dispersion by analyzers with mixed magnetic and electric fields of all known types are considered. The known concepts of mass analysis are supplemented by new theoretical developments and practical propositions fulfilled as inventions.

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущем обзоре автора [1], озаглавленном «Методы измерения атомных масс в ядерной физике. Массы атомных ядер как объекты измерений», рассмотрены основные физические понятия метрики и теории атомных масс. Настоящий обзор, являющийся непосредственным продолжением [1], посвящен последовательному рассмотрению одного из общих принципов методики измерения атомных масс, а именно теории диспергирования ионов или заряженных частиц в зависимости от их массы, заряда, скорости (кинетической энергии) в магнитном и электрическом полях масс-анализаторов — масс-спектрографов, масс-спектрометров и масс-сепараторов, как в пространстве, так и во времени. При рассмотрении диспергирования заряженных

частиц в магнитном и электрическом полях использована только осевая дисперсионная траектория частицы в линейном представлении, с помощью которой непосредственно и без затеняющих деталей параксиальной (приосевой) ионной оптики наглядно и доступно показываются возможности и особенности диспергирования заряженных частиц масс-анализаторами различных типов. Выделение осевого рассмотрения оправдано и тем, что ряд масс-анализаторов, а именно масс-спектрометр Смита, классический вариант масс-спектрографа Томсона и метод измерения масс на основе анализа спектра шумов Шоттки в накопительном кольце ионов, используют диспергирование преимущественно осевых частиц и не нуждаются в привлечении приосевых траекторий. Рассмотрение фокусировки приосевых заряженных частиц — второй основы действия масс-анализатора, определяющей наряду с диспергированием его разрешающую способность, предполагается сделать позднее.

Изложение общих физических и математических аспектов масс-анализа в настоящем обзоре дано в значительной мере в рамках единой концепции, положенной в основу обзоров [2] и книги [3].

В обзоре последовательно рассматриваются главные аспекты диспергирования ионов в магнитных и электрических масс-анализаторах всех известных типов. Приводятся примеры как известных этапных вариантов анализаторов, так и новых разработок, выполненных на уровне зарегистрированных и частично апробированных изобретений, однако в ряде случаев содержащих элементы «know how». В обзоре критически затронуты некоторые дискуссионные вопросы ионной оптики.

2. ТЕОРИЯ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ — ОСНОВА МАСС-АНАЛИЗА

Изложение кардинальных положений теории измерений атомных масс и заряженных частиц необходимо для понимания принципов и главных особенностей различных приемов масс-анализа, а также сущности конкретных конструкций масс-анализаторов и оценки их места в общем арсенале масс-аналитических средств. Последовательное изложение основных вопросов теории масс-анализа освобождает от детального описания принципов действия отдельных масс-анализаторов, результаты применения которых для измерений атомных масс предполагается рассмотреть в возможном последующем продолжении обзора.

Здесь, как и в [1, с.1048], используется следующая классификация масс-анализаторов. Масс-спектрографом назван масс-анализатор, «записывающий», например, на фотопластинке неподвижное в пространстве изображение спектра масс. В отличие от масс-спектрографа, масс-спектрометр — это масс-анализатор, последовательно во времени фиксирующий отдельные компоненты спектра масс. Масс-сепаратором обычно называют магнитный

масс-спектрограф относительно больших размеров, разделяющий большие ионные токи или жесткие ионы.

Действие масс-анализаторов основано на разделении, диспергировании (от латинского слова *dispersia* — разложение) в пространстве или во времени ионов или заряженных частиц в зависимости от их массы. В отличие от действия приборов световой оптики (микроскопа, фотоаппарата, подзорной трубы, телескопа), для которых главной задачей является предметное разрешение — создание наиболее детального изображения объекта наблюдения без каких-либо искажений, например, без хроматической окраски, здесь основная цель состоит как раз в противоположном, а именно в «хроматическом» разделении, диспергировании ионов или частиц по массам без каких-либо требований подобия изображения объекту-источнику ионов или частиц.

В масс-анализаторах разделение ионов или заряженных частиц осуществляется под действием магнитного поля $\mathbf{F}_B = q[\mathbf{v}\mathbf{B}]$ на движущуюся заряженную частицу и (или) под действием электрического поля на электрический заряд $\mathbf{F}_E = q\mathbf{E}$, где $\mathbf{F}_B$ и $\mathbf{F}_E$ — силы действия магнитного и электрического полей, q и $\mathbf{v}$ — электрический заряд и вектор скорости частицы, $\mathbf{B}$ — магнитная индукция, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля непосредственно в месте нахождения движущейся частицы.

В динамических масс-анализаторах наряду с реализацией отличий в пространственном поперечном и продольном разделении частиц дополнительно используются различия во времени их пролета определенной дистанции.

Результат действия магнитных и электрических сил определяется решениями уравнения движения заряженных частиц, взятого, например, в векторной форме второго закона-аксиомы Ньютона:

$$d(m \cdot \mathbf{v}) / dt = \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_E, \quad (1)$$

где $m = m_{\text{rest}} \cdot \gamma$ — полная, или динамическая, масса заряженной частицы, m_{rest} — масса покоя частицы, $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$ — релятивистский фактор, $\beta = v/c$, v — скорость частицы, c — скорость света в вакууме. Двойным названием «закон-аксиома» здесь отмечается статус в конце 17 века второго начала механики Ньютона, экспериментально проверенного лишь при малых скоростях (в частности, опытами Галилея по падению тел), и как бы аксиоматически распространенного Ньютоном на изменяющуюся массу, поскольку вместо изменения во времени скорости перемещающегося тела dv/dt он использовал изменение количества движения (*motus*) $d(mv)/dt$. Тем самым Ньютон как бы распространил закон и на релятивистское, и на реактивное движение, возможность которого непосредственно следовала из третьего закона его «Начал».

Для удобства рассмотрения перемещений заряженных частиц в магнитном и электрическом анализаторах обычно от уравнения движения (1), зависящего от времени, переходят к уравнениям траекторий частиц и рассматри-

вают результирующую картину преобразования траекторий вне зависимости от времени. Точные уравнения траекторий частиц в магнитном и электрическом полях, адекватные исходному уравнению движения (1), сложны и не имеют простых аналитических решений. Поэтому при рассмотрении траекторий ограничиваются приближениями по малым параметрам. Мера приближенности этих приближенных уравнений и решений к точным определяется, как правило, наибольшим показателем степени учитываемых малых величин.

2.1. Осевое рассмотрение. Для понимания принципов диспергирования частиц в масс-анализе достаточно, как будет видно ниже, рассмотреть осевые траектории пучков анализируемых заряженных частиц. Под основной осевой траекторией частиц здесь подразумеваем некоторую медианную траекторию из широкого и непараллельного пучка анализируемых частиц с выделенными значениями массы m_0 , скорости v_0 и заряда q_0 . Эта траектория определяет оптическую ось анализатора, выражаемую уравнением нулевого приближения. Осевой дисперсионной траекторией назовем траекторию неосновной частицы с массой m , скоростью v и зарядом q , отличными от массы, скорости, заряда основной частицы: $m = m_0 + \Delta m$, $\delta m = \Delta m / m_0$, $v = v_0 + \Delta v$, $\delta v = \Delta v / v_0$, $q = q_0 + \Delta q$, $\delta q = \Delta q / q_0$, стартовавшей из источника по оптической оси анализатора. Здесь символом Δ обозначено малое приращение.

3. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Магнитная сила всегда направлена ортогонально к перемещению частицы, и, следовательно, эта сила не совершает работу. Поэтому полагают, что кинетическая энергия и полная масса заряженной частицы остаются постоянными при движении частицы в магнитном поле. В этом случае в левой части уравнения (1) от дифференцирования импульса частицы можно перейти к дифференцированию только ее вектора скорости. Тогда уравнение движения заряженных частиц в магнитном поле принимает общую для релятивистского и нерелятивистского случаев движения частиц форму

$$m\dot{\mathbf{v}} = q[\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (2)$$

где точкой обозначено дифференцирование по времени.

Скалярные составляющие уравнения (2) в правовинтовой цилиндрической системе координат ϕ, r, z для осесимметричного магнитного поля ($B_\phi(\phi, r, z) = 0$) имеют вид

$$m(r\ddot{\phi} + 2\dot{r}\dot{\phi}) = q[r\dot{B}_z(\phi, r, z) - \dot{z}B_r(\phi, r, z)], \quad (3a)$$

$$m(\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) = -qr\dot{\phi}B_r(\phi, r, z), \quad (3b)$$

$$m\ddot{z} = qr\dot{\phi}B_r(\phi, r, z). \quad (3в)$$

При переходе от векторов в (2) к их скалярным составляющим в (3) использовалось преобразование единичных ортов $d\mathbf{e}_r(\phi)/d\phi = \mathbf{e}_\phi(\phi)$ и т.п. Уравнение (3а) отражает с точностью до введения интегрирующего множителя изменение момента количества движения заряженной частицы $m\dot{\phi}r^2$ относительно оси симметрии поля z . Уравнение (3б) выражает изменение радиальной составляющей импульса частицы $m\dot{r}$ с учетом центробежной силы $m(\dot{\phi}r)^2/r$. Уравнение (3в) выражает изменение аксиального импульса $m\dot{z}$.

3.1. Аналитическое построение аксиально-симметричного магнитного поля. Осесимметричное магнитное или электрическое поле довольно часто применяется в масс-анализаторах. Даже в тех случаях, когда анализатор в целом не является аксиально-симметричным, отдельные составляющие элементы анализатора, как правило, имеют симметрию вращения.

Достаточно произвольное аксиально-симметричное магнитное поле зададим в медианной плоскости $z=0$ его аксиальной компонентой с точностью до малой величины $\rho < 1$ например, во второй степени $B_z(\phi, r, 0) = B_{0z}(1 + b_1\rho + b_2\rho^2 + \dots)$. Здесь B_{0z} — аксиальная составляющая магнитной индукции на оптической оси анализатора — окружности радиуса R_{0B} , $\rho = (r - R_{0B})/R_{0B}$ — безразмерная радиальная координата, имеющая, как правило, малое численное значение ($\rho < 1$). Радиальная составляющая поля в медианной плоскости, согласно определению медианной плоскости, равна нулю: $B_r(\phi, r, 0) = 0$.

Аксиальную составляющую безвихревого и соленоидального магнитного поля, а также неизвестную радиальную составляющую поля вне $z=0$ найдем, исходя из уравнений Максвелла $\text{rot } \mathbf{H} = 0$, $\text{div } \mathbf{B} = 0$, выполняющихся в межполюсном промежутке дипольного электромагнита при токе пучка анализируемых заряженных частиц пренебрежимо малом по сравнению с током возбуждения в обмотке электромагнита, а коэффициент магнитной проницаемости среды (вакуума) постоянен. Для этого используем метод аналитического построения поля по его базе путем решения обратной задачи, один из вариантов которой изложен, например, в [3, с. 14–29]. Тогда с учетом малых величин вплоть до второй степени получим

$$B_r(\phi, r, z) = B_{0z}(b_1 + 2b_2\rho)\zeta \quad (4а)$$

$$B_z(\phi, r, z) = B_{0z}[1 + b_1\rho + b_2\rho^2 - (b_1 + 2b_2)\zeta^2/2], \quad (4б)$$

где $\zeta = z/R_{0B}$ — безразмерная аксиальная координата, обычно малая: $\zeta < 1$.

3.2. Конструирование дипольного электромагнита. Проблему формирования нужного реального магнитного поля решают как методами теории, так и практическими приемами проб и подгонок. Теоретическое рассмотрение осуществляют методами или расчетного моделирования на основе, на-

пример, точного уравнения Пуассона, или упрощенных аналитических решений. Методами численного моделирования на ЭВМ выполняют детальные расчеты трехмерных магнитов с учетом сложной зависимости магнитной индукции в железе от напряженности поля, создаваемого электрическим током в обмотке возбуждения. Однако численное моделирование и расчет отдельных конкретных конструкций магнитов не выявляют общих закономерностей построения электромагнитных систем. Аналитический подход, возможный при некоторых упрощающих допущениях, позволяет увидеть основные технические принципы построения электромагнитов разных типов. Это является важным для понимания сущности и особенностей конкретных конструкций.

В настоящем обзоре приводится рецепт технического построения дипольного электромагнита с аксиально-симметричным полем типа (4), взятый из [3, с.14–21]. Для решения задачи использовано уравнение Максвелла $\text{rot } \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j}$, выраженное в интегральной форме теоремы Стокса $\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \iint \mathbf{j}(r, z) dr dz$, где $\mathbf{j}(r, z)$ — плотность электрического тока. Напряженность магнитного поля H представлена через магнитную индукцию формулой $H = B / \mu_0 \mu$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная, μ — относительная магнитная проницаемость. Рассмотрен случай, когда железо или мягкая сталь магнитопровода далеки от насыщения, т.е. когда $\mu \approx 10^3 \gg 1$. Тогда частью интеграла по круговому контуру вокруг обмотки возбуждения, прилегающей непосредственно к железному магнитопроводу, можно пренебречь в силу малости $\mu_0 H$ по сравнению с $B = \mu_0 \mu H$. И тогда профиль явно выраженного полюса электромагнита определяется уравнением $\int_0^{z(r)} B_z(r, z) dz = \mu_0 A W$, где A — ток в амперах и W — число витков в обмотке возбуждения, охватывающей каждый из двух полюсов дипольного электромагнита. После подстановки (4б) в интегральное уравнение, его решения, разложения решения в ряд и геометрической интерпретации членов ряда в конечном итоге получаем следующие выражения параметров дипольного электромагнита: $B_{0z} = (2\mu_0 A W / h) [1 - (h / 12 R_{0B}) (\gamma + R_{0B} / R_p) + \gamma^2 / 3]$, $b_1 = -2 R_{0B} \gamma / h$ или $\gamma = -b_1 h / 2 R_{0B}$, $b_2 = 4 (R_{0B} \gamma / h)^2 - R_{0B}^2 / R_p h$ или $R_{0B} / R_p = -b_2 h / R_{0B} + 4 R_{0B} \gamma / h^2$. В приведенных формулах (см. рис.1) h — высота межполюсного промежутка электромагнита на его оптической оси, γ — угол наклона конической поверхности полюса по отношению к медианной плоскости ($z = 0$) при $r = R_{0B}$, R_p — радиус поперечной кривизны конической поверхности полюса, $h / R_{0B} < 1$, $\gamma < 1$, $R_{0B} / R_p < 1$.

Из изложенного видно, от каких параметров полюсов и обмоток возбуждения зависят магнитная индукция B_{0B} , дипольная и квадрупольная структура поля (b_1, b_2) двухполюсного электромагнита. Например, для электромаг-

нита с конической поверхностью полюсов с прямолинейными образующими ($R_p = \infty$) имеем общее соотношение $b_2 = b_1^2$, из которого, например, при $\gamma = h / 4R_{0B}$ следует $b_1 = -1/2$ и $b_2 = 1/4$. В этом случае имеем так называемое бетатронное поле, адекватно фокусирующее заряженные частицы в радиальном и аксиальном направлениях, которое также используется в магнитных анализаторах α - и β -частиц.

3.3. Осевая дисперсионная траектория.

Для перехода от уравнений движения (3) к уравнениям траекторий заряженных частиц производные по времени заменим производными по ϕ -координате преимущественного, продольного движения заряженных частиц в осесимметричном поле в соответствии с правилами дифференцирования $\dot{r} = r' \dot{\phi}$, $\ddot{r} = r'' \dot{\phi}^2 + r' \ddot{\phi}$, $\dot{z} = z' \dot{\phi}$, $\ddot{z} = z'' \dot{\phi}^2 + z' \ddot{\phi}$, где штрихом обозначено дифференцирование по ϕ . Неизбежные при этом производные по времени $\dot{\phi}$ и $\ddot{\phi}$ выразим также через производные по ϕ , используя дополнительно закон сохранения энергии, а именно его частный случай — постоянство абсолютного значения скорости v заряженной частицы при ее движении в статическом магнитном поле, выраженное в точном представлении равенством $v = v_0(1 + \delta v) = (r^2 \dot{\phi}^2 + \dot{r}^2 + \dot{z}^2)^{1/2} = R_{0B} [(1 + \rho)^2 + \rho'^2 + \zeta'^2]^{1/2} \dot{\phi} = \text{const}$. Тогда с учетом малых величин пока в первой степени, достаточной для осевого дисперсионного и последующего приосевого линейного рассмотрений, получим $\dot{\phi} = (v_0 / R_{0B})(1 - \rho + \delta v) + O(2)$, $\ddot{\phi} = 0 + O(1)$ где символами $O(2)$ и $O(1)$ указаны пока-зательная степень первого малого неучтенного члена. В итоге из уравнений движения (3б) и (3в) получаем в результате учета малых величин в нулевой степени определение осевой траектории заряженных частиц

$$m_0 v_0 / q_0 = B_{0z} R_{0B}, \quad (5)$$

связывающее параметры m_0 , v_0 и q_0 основной частицы с главными параметрами магнитного анализатора — радиусом кривизны его оптической оси R_{0B} и значением магнитной индукции на этой оси B_{0z} .

Из уравнений (3б) и (3в) имеем также радиальную и аксиальную линейные компоненты уравнения траектории

$$\rho''(\phi) + \rho^2 \rho(\phi) = \delta, \quad (6a)$$

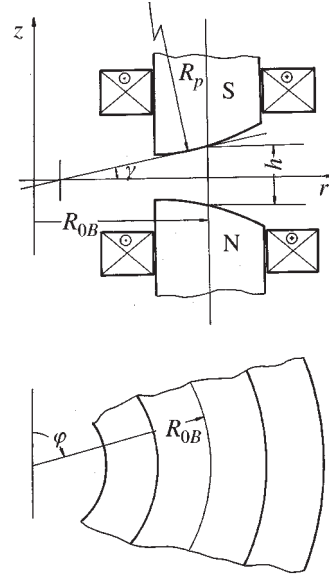


Рис.1. Аксиальное (относительно оси z) и радиальное $z = 0$ сечения полюсов дипольного электромагнита с осесимметричным магнитным полем. Форма магнитопровода С- или Ш-типа [3]

$$\zeta''(\phi) + q^2 \zeta(\phi) = 0 \quad (66)$$

где

$$p = (1 + b_1)^{1/2}, \quad q = (-b_1)^{1/2}, \quad \delta = \delta BR = \Delta BR / B_{0z} R_0 = \delta m + \delta v - \delta q. \quad (7)$$

Здесь мы приняли $\delta m < 1$, имея в виду измерения масс методом мультиплетов, когда в одном эксперименте сравниваются ионы нескольких близких масс. Коэффициенты p и q имеют смысл коэффициентов жесткости упругих сил возврата частиц, отклонившихся от оптической оси соответственно в радиальном и аксиальном направлениях, при условии, что $p^2 > 0$ и $q^2 > 0$, т.е. при условии $-1 \leq b_1 \leq 0$. В этом случае движение заряженных частиц в радиальном и аксиальном направлениях представляет собой гармонические колебания относительно оптической оси, описываемые синусом и косинусом. При значениях b_1 вне указанного интервала радиальные или аксиальные отклонения частиц описываются гиперболическими функциями, неограниченно растущими по мере увеличения угла отклонения ϕ .

Решения уравнений траектории неосновных частиц ($\delta = \delta BR \neq 0$), стартовавших по оптической оси ($\rho(0) = 0$, $\rho'(0) = 0$, $\xi(0) = 0$, $\xi'(0) = 0$), имеют вид

$$\rho_\delta(\phi) = R_\delta \delta BR, \quad R_\delta = (1/p^2)(1 - \cos p\phi), \quad (8a)$$

$$\zeta_\delta(\phi) = 0. \quad (8b)$$

Эта осевая дисперсионная траектория в магнитном поле анализатора выражает в первом приближении по малому значению δBR поперечное отклонение неосновных частиц от оптической оси в магнитном поле анализатора. Конечное же разделение заряженных частиц анализатором на его приемной плоскости, расположенной в общем случае вне магнитного поля, дополнительно определяется угловым отклонением частиц магнитным полем. Угловое диспергирование выражается производной по координате ϕ от (8a) при пересечении частицей границы поля в точке с координатами ρ_δ и $\phi = \Phi_0 - (1/p^2)(1 - \cos p\Phi_0) \operatorname{tg} \varepsilon_2 \delta BR$, где Φ_0 — угол отклонения основных осевых частиц в магнитном поле, ε_2 — угол наклона прямолинейной выходной границы магнитного поля. В итоге угловое диспергирование

$$\rho'_\delta = A_\delta \delta BR, \quad A_\delta = (1/p^2)[(1 - \cos p\Phi_0) \operatorname{tg} \varepsilon_2 + p \sin p\Phi_0], \quad (9)$$

а конечное разделение заряженных частиц магнитным анализатором на расстоянии L_2 от его выходной границы выражается формулой

$$\begin{aligned} \delta y &= y_\delta / R_{0B} = Y_\delta \delta BR, \\ Y_\delta &= [(1/p^2)(1 - \cos p\Phi_0)(1 + l_2 \operatorname{tg} \varepsilon_2) + (l_2/p) \sin p\Phi_0], \end{aligned} \quad (10)$$

где $\delta y = y_{\delta} / R_{0B}$ — безразмерная координата, характеризующая относительно поперечное отклонение частицы от оптической оси x , прямолинейной вне магнитного поля, $\delta y = y_{\delta} / R_{0B} < 1$, $L_2 = L_2 / R_{0B}$.

Из решения (8) следует также формула для продольного диспергирования частиц в магнитном поле, определяемого как разность длин траекторий неосновной и основной частиц при их движении в магнитном поле. Используя дифференциальную разницу длин траекторий, представленную с точностью до малых величин во второй степени как $dL = R_{0B} \rho_{\delta}(\phi) \delta BR d\phi$, получаем следующее выражение для неизодистантности осевых дисперсионной и основной траекторий:

$$\delta L = \Delta L / L_0 = L_{\delta} \delta BR, \quad L_{\delta} = (1/\Phi_0) \int_0^{\Phi} \rho_{\delta}(\phi) d\phi = (1/p^2)(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0). \quad (11)$$

Безразмерная величина Y_{δ} (10) является коэффициентом диспергирования заряженных частиц вдоль линии их наблюдения — координатной оси y . Этот коэффициент характеризует отклонение неосновных частиц от оптической оси на приемнике анализатора, выраженное в единицах R_{0B} и отнесенное к условному значению $\delta BR = 1$ однако недопустимому в линейном рассмотрении. Диспергирование с помощью анализатора обычно выражают значением $Y_{\delta} R_{0B}$ в единицах длины, отнесенным к $\delta BR = 0.01 = 1\%$.

Коэффициент A_{δ} определяет угловое диспергирование частиц относительно оптической оси и выражается в радианах, отнесенных к $\delta BR = 1$.

Из формул (9)—(11), полученных в осевом рассмотрении, непосредственно видно, от каких и только от каких параметров анализатора и как зависят линейное и угловое поперечные диспергирования и линейное продольное диспергирование частиц. Так, диспергирование тем сильнее, чем ближе параметр p к значению -1 . Поперечное линейное диспергирование R_{δ} достигает наибольшего значения при $p\Phi \cong 180^\circ$. Угловое диспергирование A_{δ} (9) максимально при $p\Phi \cong 90^\circ$ и сильно зависит от ε_2 . Продольное диспергирование L_{δ} (11) растет с увеличением угла отклонения оптической оси Φ_0 , стремясь к предельному значению $1/p^2$. Диспергирование не зависит от входных параметров магнитного анализатора ε_1 и L_1 — угла наклона входной границы и расстояния между источником частиц и входной границей анализатора. Все это необходимо иметь в виду, формируя коэффициенты диспергирования, при проектировании анализатора.

Иллюстрация поперечного диспергирования частиц магнитными анализаторами различных типов представлена на рис. 2. На рис. 2,а показана дисперсионная траектория в анализаторе с однородным магнитным полем ($b_1 = 0$, $p = 1$), обеспечивающим $Y_{\delta} = 3,00$, построенная по формулам (9) и (10). Там же показана точная траектория, построенная с помощью циркуля в области однородного магнитного поля и линейки вне магнитного поля. Из рисунка видно расхождение между точной и приближенной первого порядка по параметру δBR траекториями.

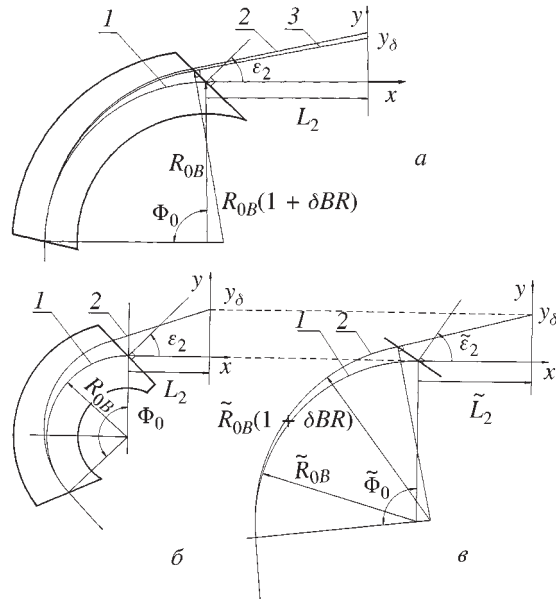


Рис.2. Диспергирование заряженных частиц магнитными анализаторами. Параметр дисперсности частиц $\delta BR = 0,1$. Параметры анализаторов: а) магнитное поле однородное ($b_1 = 0$), $\Phi_0 = 90^\circ$, $\epsilon_2 = 45^\circ$, $L_2 = 100$; коэффициент диспергирования $Y_\delta = 3,00$; 1 — оптическая ось анализатора; 2 — осевая дисперсионная траектория, построенная по формулам (8а), (9); 3 — точная осевая дисперсионная траектория, построенная с помощью циркуля в однородном магнитном поле и линейки в свободном от магнитного поля пространстве; б) магнитное поле неоднородное ($b_1 = -0,5$, $p = 0,70$), $\Phi_0 = 135^\circ$, $\epsilon_2 = 45^\circ$, $L_2 = 100$; коэффициент диспергирования $Y_\delta = 5,79$, 1 и 2 — то же, что на рис. а; в) вспомогательное построение с помощью циркуля и линейки для анализатора, представленного на рис. б. $\tilde{R}_{0B} = R_{0B}/p^2$, $\tilde{\Phi}_0 = p\Phi_0$, $\tilde{L}_2 = L_2/p$, $\tan \tilde{\epsilon}_2 = \tan \epsilon_2/p$. 1 — оптическая ось, 2 — вспомогательное построение, адекватное построению траектории 2 на рис. б

На рис.2,б показана дисперсионная траектория в магнитном анализаторе с неоднородным полем с $b_1 = -0,5$, $p = 0,707$, обеспечивающим $Y_\delta = 5,79$. На рис. 2,в дано вспомогательное условное построение, выполненное только циркулем в магнитном поле и по линейке вне поля, которое определяет в первом приближении диспергирование заряженных частиц в неоднородном поле аналогично точному построению в однородном поле. Это построение, впервые демонстрируемое здесь, является частью более общего построения, с помощью которого находятся все линейные параметры магнитного анализатора. Эти параметры — коэффициенты линейного преобразования радиальных ко-

ординат траектории частицы на участке от плоскости 1 до плоскости 2 образуют следующую матрицу:

$$\begin{pmatrix} \delta y_2 \\ \alpha_2 \\ \delta BR_2 \\ \delta L_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_y & Y_\alpha & Y_\delta & 0 \\ A_y & A_\alpha & A_\delta & 0 \\ D_y & D_\alpha & D_\delta & 0 \\ L_y & L_\alpha & L_\delta & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta y_1 \\ \alpha_1 \\ \delta BR_1 \\ \delta L_1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

4. КЛАССИЧЕСКИЕ ПРИЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ

Как следует из (10), поперечное диспергирование магнитным полем, в одинаковой мере зависящее от массы, скорости и заряда частиц, не обеспечивает преимущественного выделения частиц с заданной массой. Поэтому для измерения массы иона прибегают к дополнительным мерам.

4.1. Унификация ионного заряда. В классических масс-анализаторах обычно используют однозарядные ионы ($q_1 = +1e_0$), где e_0 — заряд протона. Это достигается выбором типа и режима работы ионного источника. В этом случае ближайшему возможному значению заряда $q = +2e_0$ отвечает значение $\delta q = 1$ существенно большее значения δm для практически всех соседствующих по массовому числу ионов. Это позволяет не рассматривать диспергирование ионов в зависимости от их заряда, как не мешающее измерению δm . Однако в тех случаях, когда ионные заряды существенно отличаются от единицы, как, например, заряды продуктов реакций фрагментации тяжелых ионов при высокой энергии, значения δq смешиваются со значениями δm , и интерпретация результатов диспергирования усложняется.

Между тем имеется пример, когда специально использовались однозарядные и двухзарядные ионы для упрощения и однозначности расшифровки спектра масс. В экспериментах [4] по поиску в природе нуклидов сверхтяжелых элементов, имеющих массовые числа в области $A \sim 300$, для выявления атомарных ионов среди аналогичных по массовым числам молекулярных ионов специально применялся источник преимущественно двухзарядных ионов. Ионизация сложных молекул, таких, как, например, UO_3 , US ($M=286$), UO_4 , US_2 ($M=302$), до двухзарядного состояния (UO_3^{2+} и т.п.) с большой вероятностью приводила к их диссоциации, и, таким образом, фон молекулярных ионов в области масс предполагаемых однозарядных атомарных ионов сверхтяжелых элементов ($A/q = 300/2 = 150$) снижался в сотни раз. Расшифровка спектра масс анализируемого вещества приобретала большую однозначность.

4.2. Ускорение ионов. В классических масс-анализаторах используются ионы с фиксированной кинетической энергией, обеспечиваемой предвари-

тельным ускорением ионов постоянной стабилизированной разностью потенциалов U_0 . В результате ускорения влияние разброса скоростей ионов, вызванного, например, тепловыми и другими флуктуационными шумами ионов в источнике Δv , существенно снижается до значения $\delta v = \Delta v / (u_0 + v_0) \ll \delta m$, где u_0 — скорость иона, дополнительно приобретенная в результате ускорения до энергии

$$k = mu_0^2 / 2 = qU_0. \quad (13)$$

Это исключает смешивание диспергирований ионов по значениям δv и δm . Из (13) следует $2\Delta u / u_0 + \Delta m / m_0 = 0$ или $\delta u = -\delta m / 2$, где $\Delta u = u - u_0$ — отклонение скорости неосновных ионов при ускорении, вызванное отличием их массы Δm от массы основных ионов m_0 . В итоге в масс-анализаторах с ускоряющим напряжением имеем вместо (10) следующую аппаратную функцию: $\delta y = y_\delta / R_{0B} = Y_\delta (\delta m / 2 + \delta v)$, где $\delta v = \Delta v / (u_0 + v_0) \ll \delta m$. Из полученной формулы видно, что предельное разрешение по массам в рассматриваемом осевом приближении составляет $\delta m = 2\delta v$. Такой метод измерения масс ионов был предложен и впервые реализован Демпстером [5].

Строго определенная разность стабилизированных потенциалов U_0 (13) обычно поддерживается эталонным электрическим элементом напряжения с относительной погрешностью $\delta U \cong 10^{-4}$. Неопределенность же кинетической энергии ионов, зависящая в существенной мере от температуры горячего эмиттера ионов (поверхности ионизатора, плазмы разряда), равной обычно ~ 2000 К, составляет $\delta k \sim 10^{-5}$ при $U_0 = 50$ кВ. Дальнейшее повышение стабильности ускоряющего напряжения, по-видимому, возможно в результате применения сверхпроводящего туннельного перехода Джозефсона в качестве элемента опорного напряжения с контролем частоты нестационарного тока в туннельном переходе, зависящей от напряжения на переходе.

В режиме анализа ионов масс-спектрометрическим способом, т.е. путем последовательного приведения ионов к детектору на оптической оси анализатора с координатой $r = R_{0B}$ или $y = 0$ в результате, например, изменения магнитной индукции ΔB , диспергирование ионов выражается формулой $\delta B = \Delta B / B_0 = \delta m / 2 + \delta v$, где опять-таки $\delta v \ll \delta m$ при фиксированной и относительно большой разности потенциалов ускоряющего напряжения (13).

Быстрое изменение магнитной индукции в масс-спектрометрическом способе требует, чтобы магнитопровод электромагнита был послойным, т.е. был собран из тонких листов трансформаторного железа, электрически изолированных друг от друга. Этим исключается нежелательное проявление токов Фуко на быстроту изменения магнитного поля. Такие послойные магнитопроводы иногда называют «ламинарными» (лат.) или «шихтованными» (нем.).

Другой вариант масс-спектрометрического режима осуществляется путем изменения во времени напряжения U , ускоряющего ионы. В этом случае

из соотношения (13) следует $\delta U = \Delta U / U = -\delta m - 2\delta v$. Последнее равенство есть дифференциальная форма частного случая теоремы Блекни [6], один из выводов которой гласит, что траектория иона с некоторой массой в произвольных магнитном и электрическом полях останется постоянной, если напряженность электрического поля изменить в k раз, а массу иона в $1/k$ раз.

Сравнение приведенных результатов показывает, что относительное диспергирование в масс-спектрометрическом режиме путем сканирования пучков ускоряющим напряжением U сильнее в два раза по сравнению с диспергированием путем изменения магнитной индукции B . Однако предельное разрешение в осевом рассмотрении в обоих случаях одно и то же: $\delta m = 2\delta v$.

Масс-спектрометрический режим сканирования напряжением обладает и другим преимуществом перед режимом сканирования магнитным полем, которое заключается в том, что анализируемые ионы приходят к детектору по одним и тем же стационарным траекториям. В последнем случае номинально «стационарные» траектории могут реально изменяться из-за различия проявления нелинейной зависимости магнитной индукции B от напряженности магнитного поля H , создаваемого обмоткой возбуждения.

Хотя в двух рассмотренных режимах масс-спектрометрического анализа или магнитное поле, или электрический ускоряющий потенциал не остаются постоянными, тем не менее эти два режима нельзя рассматривать как динамические, поскольку за время пролета заряженной частицы через анализатор ускоряющее электрическое и анализирующее магнитное поля практически не меняются, и диспергирование частиц во время их пролета осуществляется, по существу, статическими полями.

5. СМЕШАННЫЕ МЕТОДЫ МАСС-АНАЛИЗА С ПРИМЕНЕНИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для исключения проявления диспергирования заряженных частиц в магнитном поле в зависимости от скорости применяются и другие дополнительные приемы, помимо рассмотренных в разд.4. Такие смешанные методы иногда называют гибридными.

5.1. Магнитный анализ и метод времени пролета вне магнитного поля. Определение масс продуктов реакций, образующихся не в строго детерминированных по энергии ядерных процессах, например, в реакциях фрагментации ядер при промежуточных и высоких энергиях, часто проводится путем измерения импульса $p = mv = qBR$ выбиваемых из мишени нуклидов — продуктов ядерных реакций — с помощью магнитного анализатора и одновременного измерения их скорости v по времени пролета t некоторой заданной дистанции X_0 . В случае, когда дистанция пролета размещена вне магнитного поля, различие длин прямолинейных траекторий заряженных частиц на

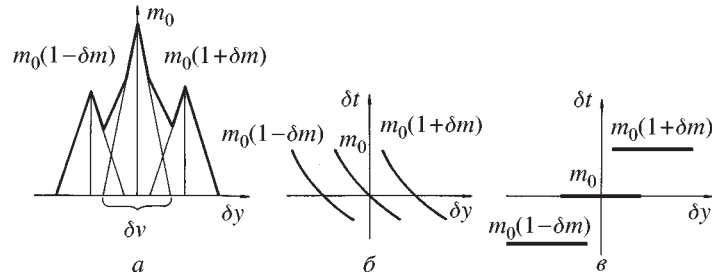


Рис.3. Масс-анализ продуктов ядерных реакций путем измерения их импульса δy магнитным анализатором и времени пролета заданной дистанции δt : а) измерение времени пролета отсутствует; б) дистанция пролета расположена вне магнитного поля; в) дистанция пролета расположена в изохронном магнитном поле

участке пролета есть малая величина второго порядка, обусловленная лишь небольшой разницей в наклоне траекторий по отношению к оптической оси анализатора. Поэтому в линейном приближении относительное различие времени пролета определяется как

$$\delta t = \Delta t / t_0 = -\delta v, \quad (14)$$

где $t_0 = X_0 / v_0$. В этом случае дисперсионная функция выражается двумя зависимостями: $\delta y = Y_\delta (\delta m + \delta v - \delta q)$ и $\delta t = -\delta v$.

На рис. 3,а показано условное распределение плотности траекторий заряженных частиц на приемнике масс-спектрографа с размытым распределением значений δv . Функция δv приблизительно отражает скоростное распределение продуктов фрагментации бомбардирующих частиц, когда средние скорости продуктов реакций и бомбардирующих снарядов равны. На рис. 3,б показано представление того же распределения в зависимости от переменных δy и δt . Малые приращения δy и δt отражают гиперболическую зависимость t от y . Видно, что разрешение по массам в этом случае достигается независимо от разброса значений скорости.

5.2. Магнитный анализ и метод времени пролета в магнитном поле.

В другом варианте приложения метода времени пролета к магнитному анализу вся дистанция пролета лежит в магнитном поле. В этом случае уже в линейном приближении возникает различие длин траекторий заряженных частиц (11), обусловленное разницей радиусов кривизны траекторий в магнитном поле. Для осевых траекторий неосновных и основных частиц это относительное различие длин траекторий в аксиально-симметричном магнитном поле приводит к следующему различию их времен пролета:

$$\begin{aligned}\delta t &= \delta L - \delta v = \\ &= (1/p^2)(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0)(\delta m - \delta q) + [(1/p^2)(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0) - 1]\delta v.\end{aligned}\quad (15)$$

Дисперсионное соотношение (15), выраженное через массу покоя иона, имеет следующее представление:

$$\begin{aligned}\delta t &= [(\gamma_0/p)^2(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0) - 1]\delta v - \\ &- [(1/p^2)(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0)](\delta m_{\text{rest}} - \delta q),\end{aligned}\quad (16)$$

где γ_0 — релятивистский фактор для основных ионов. Если коэффициент перед параметром δv в формуле (16) равен нулю

$$T_{\delta v} = (\gamma_0/p)^2(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0) - 1 = 0 \quad (17)$$

то время пролета основных и неосновных частиц по их осевым траекториям не зависит от разброса их скоростей δv . В этом случае говорят об изохронности пролета частиц по их осевым траекториям.

Соотношение (17) выполняется в однородном магнитном поле ($b_1 = 0, p = 1$) после каждого полуоборота $\Phi_0 = n \cdot 180^\circ$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, для ионов с малыми скоростями ($v \ll c, \gamma_0 \cong 1$). При этом дисперсионная функция отклика по времени упрощается до $\delta t \cong -\delta m + \delta q$.

Двухмерное представление диспергирования ионов по поперечной координате δy и по времени δt в случае (17) показано на рис. 3, в. Временные отметки δt , представленные отрезками горизонтальных прямых, как бы сфокусированы по времени в отличие от случая, представленного на рис. 3, б.

Соотношение (17) выполняется также и для релятивистских ионов ($\gamma_0 > 1$), при этом, например, при отклонении на угол $\Phi_0 = 180^\circ$ требуется $p \cong \gamma_0$. Аксиальное движение в этом случае неустойчиво, т.к. $q^2 = 1 - p < 0$.

К числу первых изохронных масс-анализаторов с однородным магнитным полем относится масс-спектрометр [7], в котором применяется импульсный по времени источник ионов. Для увеличения дистанции пролета использована многооборотная спиральная траектория с шагом вдоль силовых линий магнитного поля. Последующей разработкой масс-анализаторов этого типа явился динамический масс-спектрометр [8], названный автором масс-синхронетром. В устройстве [8] для обеспечения обхода ионами ионного источника на втором обороте вместо винтовой траектории применялось торможение ионов коротким по времени импульсом электрического напряжения после первого полуоборота, приводившее к радиальному смещению траектории ионов. После завершения нескольких полных оборотов в однородном магнитном поле по истечении времени nT , где T — период циклотронного обращения иона и $n = 40$, другим коротким электрическим импульсом ионы переводились на траекторию коллектора.

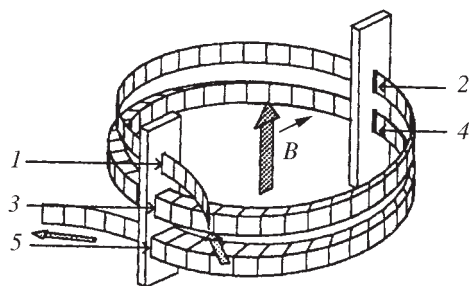


Рис.4. Схема масс-спектрометра Смита с непрерывным изменением временного интервала между управляющими электрическими импульсами [10]: 1 — входная щель, 2 — ВЧ модуляция пучка, 3 — щель, задающая фазу, 4 — ВЧ демодуляция пучка, 5 — выход пучка

Впоследствии этот динамический масс-анализатор был несколько изменен — вместо $n=40$ стали использовать $n=2$ для повышения частоты повторения циклов измерений и увеличения таким образом интенсивности пучка анализируемых ионов [9]. Было введено также непрерывное изменение временного интервала между управляющими импульсами. Этот вариант масс-анализатора, получивший название радиочастотного масс-спектрометра Смита [10], показан на рис. 4.

5.3. Магнитный анализ и метод времени пролета в сложных анализаторах. Условие независимости времени пролета от разброса скоростей может быть обеспечено и в сложном магнитном анализаторе, состоящем из нескольких дипольных магнитов, разделенных свободными промежутками. В этом случае для применения метода времени пролета необходимо выполнение следующего общего условия, вытекающего из двух предыдущих частных условий:

$$\Delta t = t_{01}T_{\delta v} - t_{02} = 0, \quad (18)$$

где t_{01} и t_{02} — время пролета основной частицы, соответственно, на участках анализатора без магнитного поля (14) и с полем (16).

Магнитный анализатор КОМБАС. Таким сложным анализатором является магнитный канал ЛЯР ОИЯИ, носящий аббревиатуру КОМБАС — комплекс быстродействующего анализатора и спектрометра (спектрографа) [11]. КОМБАС предназначен для сбора, сепарации и измерения масс радиоактивных нуклидов, образующихся в ядерных реакциях при облучении мишени ускоренными тяжелыми ионами. Анализатор расположен на одном из отводов пучка ионов, выведенных из циклотрона У-400М.

Магнитный канал КОМБАС, схематически показанный на рис. 5, состоит из восьми дипольных магнитов, разделенных небольшими промежутками и образующих две функционально различные секции. Магниты $D1$ и $D8$ имеют аксиально-симметричное сильно неоднородное поле с углом отклонения оптической оси $\Phi_0 = 25^\circ$ каждый, коэффициентом неоднородности $b_1 = -1100$, $p = 316i$. Мнимое значение p означает, что дисперсионные функции (10) и (11) выражаются через гиперболические синус и косинус вместо тригонометриче-

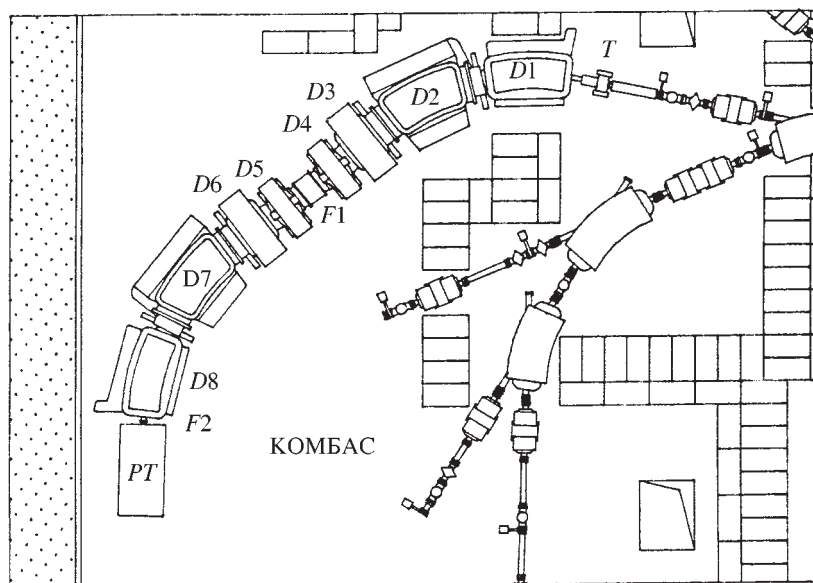


Рис.5. Магнитный канал КОМБАС на пучке циклотрона У-400М [11]. Пояснения в тексте

ских. Коэффициент неоднородности поля в магнитах $D2$ и $D7$ $b_1=6,75$, $\rho=278$, угол отклонения оси $\Phi_0=25^\circ$.

Дипольные магниты $D1$, $D2$, $D7$ и $D8$, как это следует из значений коэффициентов b_1 , являются магнитами с переменнo-градиентной сильной фокусировкой, которая каналом КОМБАС впервые реализована в магнитном анализе заряженных частиц. Сильная фокусировка позволяет выполнить нужное преобразование пучка продуктов ядерных реакций, имеющих достаточно высокую жесткость $B_0 R_{0B} \cong 4,5 \text{ Тл} \cdot \text{м}$ ($k \cong 30-50 \text{ А} \cdot \text{МэВ}$), на относительно небольшой длине канала 14,5 м.

Четыре других дипольных магнита $D3+D6$ с $\Phi_0=\pm 7,5^\circ$ и однородным полем ($b_1=0$) предназначены для коррекции положения пучка частиц в промежуточной $F1$ и конечной $F2$ фокальных плоскостях.

Продукты ядерных реакций, выбитые из мишени толщиной до 1 г/см^2 в телесном угле $\Delta\Omega=6 \text{ мср}$ и с относительным разбросом значений магнитной жесткости $\delta BR=\pm 10\%$, акцептируются и транспортируются магнитным каналом к детектору на фокальной плоскости $F2$. Первая секция магнитного канала производит набег фазы $\rho\Phi_0 \cong 180^\circ$ и обеспечивает совместно со свободны-

ми промежутками изохронизм (18), а также линейное диспергирование продуктов реакций в плоскости $F1$ с коэффициентом $Y_{\delta}R_{0B} = 157$ см на $1\% \delta BR$. Угловое диспергирование отсутствует: $A_{\delta} = 0$.

Вторая секция магнитного канала, дополняя набег фазы до $\rho\Phi_0 \cong 360^\circ$, сохраняет изохронизм (18) и полностью исключает диспергирование продуктов реакций, обеспечивая в конечной фокальной плоскости канала $F2$ двойной ахроматизм ($Y_{\delta} = 0, A_{\delta} = 0$). Это дает возможность использовать метод времени пролета для измерения масс широкого круга продуктов ядерных реакций, собранных на $F2$ в малое фокальное пятно.

Масс-спектрометрическая ионная ловушка типа ловушки Пеннинга в варианте «in flight» на рисунке обозначена РТ.

Обычно такие каналы выполняются в обрабатываемом варианте [12–14], обеспечивающем перевод канала из ахроматического режима в диспергирующий ($Y_{\delta} \neq 0$), необходимый для магнитного анализа продуктов ядерных реакций. Это осуществляется путем зеркального преобразования пучка траекторий в плоскости диспергирования с помощью магнитных квадрупольных линз. В первой из работ [11] указывается на другую возможную трансформацию режима канала КОМБАС, не имеющего в своем составе квадрупольных линз, а именно на трансформацию путем механического поворота второй секции канала на 180° . В этом случае контрдиспергирующее действие второй секции переходит в дополняющее диспергирующее, и общий коэффициент диспергирования каналом удваивается: $Y_{\delta} = 2Y_{\delta 0}$. Однако устройство такого механического поворота на канале КОМБАС пока не реализовано.

Этот принцип преобразования хроматичности магнитного канала поясняется на рис. 6, а, б на примере двух последовательно действующих простейших полукруговых магнитных анализаторов с однородным магнитным полем, каждый из которых, имея $\rho\Phi_0 = 180^\circ$, обеспечивает также изохронизм (18) и угловой ахроматизм ($A_{\delta} = 0$).

Для канала КОМБАС в качестве нового типа трансформатора режима было предложено [15] использовать относительно компактный дублет сверхпроводящих соленоидов, размещенный между первой и второй секциями, с помощью которого пучок ядер отдачи можно было бы зеркально трансформировать, и, таким образом, в зависимости от физических задач канал использовать как в ахроматическом, так и в хроматическом режимах. Трансформация пучка с помощью соленоидов схематически показана на рис 6, в, г.

Более детально траектории ионов в дублете соленоидов показаны на рис. 7. Они отражают действие на заряженную частицу радиально направленных аксиально-симметричных краевых полей B_r на входе и выходе каждого из соленоидов, определяемое теоремой Буша [16]. Эта теорема связывает определенным образом азимутальную скорость вращения, приобретенную заряженной частицей в результате прохождения сквозь краевое поле, с потоком магнитной индукции основного поля соленоида. В настоящем обзоре исполь-

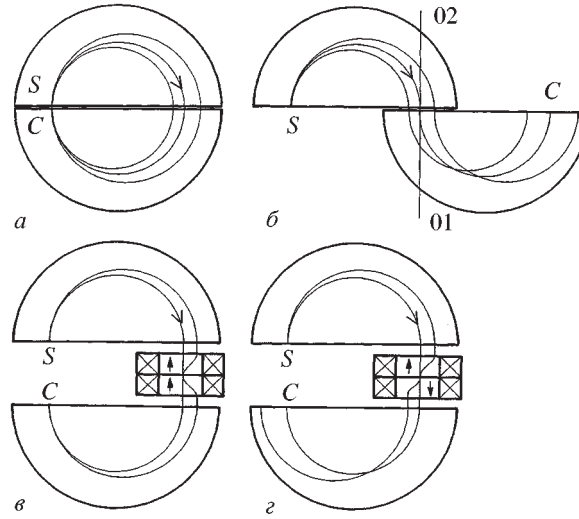


Рис.6. а) Основные и дисперсионные траектории $\delta BR = \pm 0,1$ в изохронном ($T_{\delta v} = 0$) и дважды ахроматическом ($Y_{\delta} = 0, A_{\delta} = 0$) магнитном канале, состоящем из двух полуциркулярных анализаторов с однородным полем ($p\Phi_0 = 180^\circ$). S — источник, C — приемник заряженных частиц. б) Дважды ахроматический магнитный канал, трансформированный в хроматический анализатор ($Y_{\delta} \neq 0$) путем механического поворота второй секции канала вокруг оси 01–02 [11]. в) То же, что и на рис. а, но с $\delta BR = 0,1$ и дополнительным дублетом соленоидов, преобразующим пучок частиц согласно (20б) [15]. г) То же, что и на рис. б, но с $\delta BR = 0,1$ и дополнительным дублетом соленоидов, преобразующим пучок частиц согласно (20а) [15]

здается более простое выражение результата действия краевого поля однородного соленоида, приведенное в [3, с. 89]. Новая формулировка теоремы утверждает, что заряженная частица с нулевым начальным азимутальным моментом количества движения после пролета сквозь входное краевое поле соленоида приобретает азимутальную скорость, которая обеспечивает движение частицы в основном, однородном поле соленоида по круговой траектории, пересекающей ось симметрии краевого поля. Это правило выполняется для частиц с радиальной составляющей начальной скорости $\dot{r}$, как равной, так и не равной нулю. Действие выходного краевого поля соленоида противоположно действию входного, и этим обеспечивается равенство нулю конечного азимутального момента количества движения частицы. На рис. 7,а показано действие дублета соленоидов с полями, равными по абсолютной величине и направленными в противоположные стороны: $|\mathbf{B}_1| = |\mathbf{B}_2|$, $\text{sign } \mathbf{B}_1 = -\text{sign } \mathbf{B}_2$.

При условии

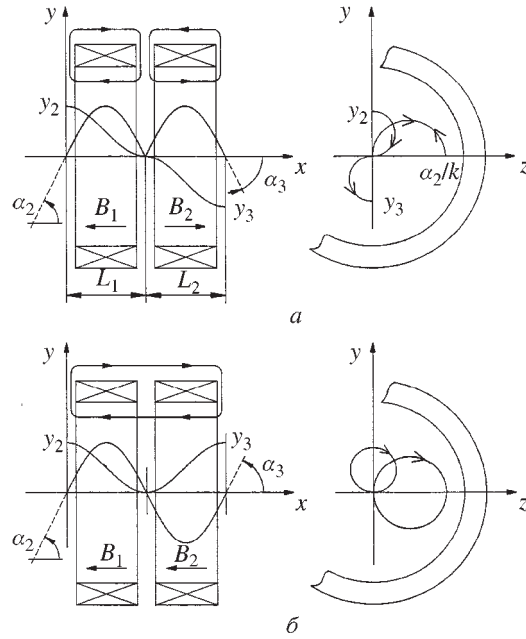


Рис.7. Радиальная и азимутальная проекции траектории иона в дублете соленоидов [15]. а) Магнитные поля соленоидов направлены в противоположные стороны. б) Магнитные поля соленоидов направлены в одну и ту же сторону

$$B_{0z}L = \pi m_0 v_0 / q_0, \quad (19)$$

где L — эффективная длина соленоидов, преобразование поперечных координат траектории, представленной косинусоидальными и синусоидальными составляющими, описывается отрицательной единичной матрицей

$$\begin{vmatrix} y_3 \\ \alpha_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} y_2 \\ \alpha_2 \end{vmatrix}, \quad (20a)$$

трансформирующей ахроматический режим канала в хроматический. С помощью одиночного соленоидов получить преобразование (20a) невозможно, вопреки существующему обратному мнению.

На рис. 7,б представлены соленоиды с магнитными полями, равными по абсолютной величине и направленными в одну и ту же сторону: $|\mathbf{B}_1| = |\mathbf{B}_2|$, $\text{sign } \mathbf{B}_1 = \text{sign } \mathbf{B}_2$. В этом случае преобразование траектории заряженной частицы при выполнении условия (19) описывается положительной единичной матрицей

$$\begin{vmatrix} y_3 \\ \alpha_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} y_2 \\ \alpha_2 \end{vmatrix}, \quad (206)$$

сохраняющей первоначальный ахроматический режим канала. Начальная фокусировка пучка при преобразованиях (20) сохраняется.

Масс-спектрометр TOFI. Другим примером сложного изохронного магнитного анализатора является масс-спектрометр TOFI (time-of-flight isochronous spectrometer) [17], предназначенный для измерений масс экзотических ядер, образующихся под действием высокоинтенсивного пучка протонов с энергией 800 МэВ на ускорителе LAMPF, США.

Магнитный анализатор содержит четыре идентичных дипольных магнита с однородным полем, каждый из которых имеет $R_{0B}=11$ м, $\Phi_0=810^\circ$, $\epsilon_1=\epsilon_2=23,3^\circ$ и $L_2=0,958R_{0B}$. Акцептанс магнитного спектрометра равняется по телесному углу $\Delta\Omega=28$ мср и по магнитной жесткости $\Delta(B_0R_0)/(B_0R_0)=\pm 2\%$ при номинальной магнитной жесткости B_0R_0 , отвечающей кинетической энергии продуктов реакций $k\cong 25$ А·МэВ. Общая длина пролета продуктов реакций в спектрометре составляет 14 м.

Спектрометр представляет собой дважды ахроматический ($Y_\delta=0$, $A_\delta=0$) и изохронный (18) магнитный анализатор. Изохронность пролета частиц обеспечивается на суммарном угле отклонения оптической оси $4\Phi_0=324^\circ$ вместо $\Phi_0=360^\circ$ в случае непрерывного однородного магнитного поля.

Измерения масс ионов с помощью изохронных циклотронов. Другим примером сочетания магнитного анализа и метода времени пролета является предложение Миттига [18] использовать изохронные циклотроны для измерения атомных масс. Это предложение реализовано на циклотронах с разделенными секторами CSS1 и CSS2 научного центра GANIL (Франция), входящих в ускорительный комплекс из трех циклотронов. Схема измерения масс с помощью этих циклотронов приведена на рис.8. Циклотроны работают при одной и той же частоте ускоряющего напряжения, но на разных гармониках, определяемых условием $n_1v_1/R_1=n_2v_2/R_2$, где n_1 и n_2 — номера радиочастотных гармоник ускоряющего напряжения в первом и втором циклотронах, v_1 и v_2 — скорости ускоряемых ионов на выходе первого и на входе второго циклотронов, R_1 и R_2 — ра-

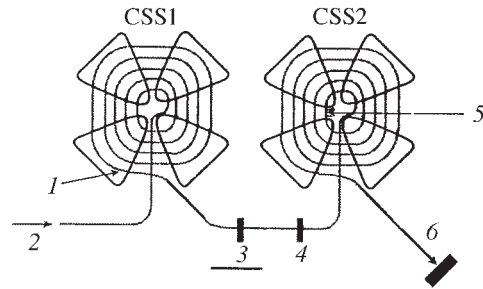


Рис.8. Схема измерения атомных масс с помощью двух изохронных циклотронов [18]: 1 — выходной радиус первого циклотрона CSS1, 2 — пучок ионов из циклотрона СО, на рисунке не показанного, 3 — мишень, 4 — деградер, 5 — входной радиус второго циклотрона CSS2, 6 — детектор ионов

диусы эжекции и инжекции. Обычно при ускорении ионов циклотронами, первый из которых обеспечивает кинетическую энергию $k \cong 5 \div 13 \text{ А} \cdot \text{МэВ}$, первая гармоника $n_1 = 5$, отношение $R_2/R_1 = 2/5$ и $v_1 = v_2$. Тогда $n_2 = 2$.

Продукты реакций, выбиваемые из мишени, расположенной в промежутке между циклотронами, имеют $v_2 < v_1$, и тогда следует, например, необходимость иметь $n_2 = 3$ и $v_2 = (2/3)v_1$, что обеспечивается деградером.

Другая особенность метода заключается в необходимости одновременно ускорения во втором циклотроне исследуемых продуктов реакции и близких по m/q стабильных ионов с подходящей интенсивностью. Как отмечают авторы [18], обеспечить это требование довольно-таки трудно, поскольку частотный аксептанс второго циклотрона ограничен значением $\Delta f \cong 10^{-4}$. Однако если это сделано, то измерение массы исследуемого нуклида сводится к измерению разницы времен ускорения от начального до конечного радиусов δt двух сортов ионов с несколько различными значениями m/q . Полная длина траектории ускорения во втором циклотроне составляет около 5 км, что обеспечивает хорошие условия для использования метода времени пролета.

Измерения масс ионов с помощью накопительного кольца. Аналогичная возможность применения метода времени пролета для измерения атомных масс обеспечивается и в изохронном магнитном поле накопительного кольца ионов [19]. Однако в отличие от рассмотренных выше магнитных систем со стартом и финишем частиц, расположенных на оптической оси, метод времени пролета в накопительном кольце требует специальной организации старта и финиша ионов вне и вблизи замкнутой оптической оси кольца, разделенных целым числом изохронных полуоборотов. Старт вне оптической оси и небольшие неточности в магнитном поле кольца приводят к резонансной раскачке первоначальной стартовой амплитуды заряженных частиц. Это вызывает потери ионов, обусловленные сильными целочисленными или полуцелочисленными резонансами, и тем самым ограничивает число возможных оборотов частиц в накопительном кольце. Как указано в работе [20], наиболее оптимальные условия реализации этого метода ожидаются при числе оборотов $n \cong 30$.

В рассмотренных (п.5.1—5.3) гибридных магнитных анализаторах, дополнительно использующих методику времени пролета, точность измерения атомной массы определяется в конечном итоге точностью измерения магнитной индукции, длиной и точностью задания дистанции и точностью измерения времени пролета. Длина и время представлены основными единицами в СИ и обеспечены возможностями точных измерений на основе принятых определений и эталонов. Магнитная индукция измеряется также с высокой точностью методом ядерного магнитного резонанса. Все это позволяет измерять атомные массы с помощью комбинации магнитного метода и метода времени пролета с хорошим разрешением и точностью до $\delta m \cong 10^{-6}$.

5.4. Магнитный анализ и измерение кинетической энергии. Измерение атомных масс продуктов ядерных реакций, имеющих разброс скоростей, возможно также путем измерения количества движения заряженной частицы $p = mv = qBR$ с помощью магнитного анализатора и ее кинетической энергии $k = mv^2 / 2$ с помощью, например, измерения ионизации, производимой частицей в регистрирующем устройстве до ее полного торможения. Двухмерная аппаратная функция отклика для продуктов реакций фрагментации, приблизительно сохраняющих скорость бомбардирующих частиц, показана на рис. 9: $\delta y = Y_{\delta}(\delta m + \delta v - \delta q)$, $\delta k = \delta m + 2\delta v$. Малые приращения параметра δk представляют собой отрезки параболической кривой.

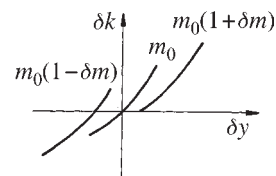


Рис.9. Масс-анализ продуктов ядерных реакций путем измерения их импульса δy магнитным анализатором и кинетической энергии δk

Первой работой, в которой для идентификации продуктов ядерных реакций по массовому числу были применены измерения импульсов с помощью магнитного анализатора и одновременного измерения кинетической энергии, явилась публикация [21]. Для измерения кинетической энергии продуктов реакций использовался полупроводниковый кремниевый детектор.

Известно, что дифференциальные потери кинетической энергии нуклида при его движении в веществе зависят от его атомного номера Z . Поэтому, измеряя частичную потерю кинетической энергии в тонком детекторе, установленном на пути продуктов ядерных реакций, получаем возможность определить их атомные номера Z . Впервые гибридная методика сочетания магнитного анализа с измерениями частичной и полной потери кинетической энергии в тонком и толстом полупроводниковых детекторах была применена в работе [22]. Позднее для этих целей была применена многоэлектродная ионизационная камера [23].

Точность измерения масс заряженных частиц гибридным методом с дополнительным измерением кинетической энергии, например, с помощью ионизационной камеры, ограничена неизбежными случайными флуктуациями потерь кинетической энергии заряженными частицами на ионизацию вещества. Энергия, затрачиваемая частицей на образование одной пары электрон — ион в газах (~ 30 эВ), определяет относительную статистическую погрешность числа пар ион — электрон и, следовательно, погрешность измерения кинетической энергии как $\delta k \cong 10^{-2}$. Полупроводниковые детекторы, требующие ~ 3 эВ для образования пары электрон — положительно заряженная дырка, имеют несколько более высокую точность измерения кинетической энергии (в $(30/3)^{1/2}$ раз). Наиболее точные измерения обеспечиваются сверхпроводящими детекторами, в которых выделенная энергия регистрируется по числу разорванных куперовских электронных пар, имеющих энергию связи в несколько мэВ. Один из современных сверхпроводящих калориметрических (болометрических) детекторов [24], представляющих собой термоэлектрический слой алюминия, нанесенный на сапфировую основу и охла-

жденный до температуры сжиженного гелия (1,5 К), обеспечивает энергетическое разрешение на уровне $\delta m \cong 10^{-3}$ для ионов ^{20}Ne и ^{238}U с энергией несколько сотен А·МэВ.

5.5. Газонаполненный масс-сепаратор. Газонаполненный масс-сепаратор представляет собой гибрид магнитного анализатора быстрых ионов и газового наполнения его камеры. Он предназначен для сепарации по массам продуктов ядерных реакций или осколков деления, имеющих большой разброс скоростей и ионных зарядов, путем исключения зависимости диспергирования от ионного заряда и скорости, связанных в газе между собой определенным образом.

Быстрые атомы, движущиеся в веществе, теряют и подхватывают электроны в результате столкновений с атомами вещества и таким образом получают (на толщине $\cong 10^{16}$ атом/см²) и поддерживают далее среднее значение флуктуирующего ионного заряда. Рассмотрению механизма образования равновесного ионного заряда посвящено много теоретических и экспериментальных работ. Однако итоговый результат этого рассмотрения достаточно хорошо выражается формулой, данной Н.Бором еще в работе [25], обобщающей более ранние работы его и других:

$$Q = q / e_0 \cong Z^{1/3} v / v_0, \quad (21)$$

где v — скорость атома, $v_0 = 2.19 \cdot 10^6$ м/с — скорость электрона в атоме водорода. При обосновании этой формулы исходят из того, что при неупругом механическом столкновении движущегося атома с покоящимся свободным электроном атом получает возбуждение, равное относительной кинетической энергии электрона $m_e v^2 / 2$. Этого возбуждения достаточно, чтобы удалить из атома электроны с энергией связи, равной или меньшей этого значения. Из теоремы о вириале, устанавливающей связь между кинетической энергией электрона, движущегося в кулоновском поле ядра, и потенциалом поля на орбите, следует, что энергия связи электрона и его кинетическая энергия на орбите равны. Это означает, что атом в столкновениях теряет все электроны, скорости которых на атомных орбитах меньше скорости самого атома. Учет распределения скоростей электронов в атоме, взятого по модели Томаса — Ферми, приводит к формуле (21). Пропорциональная зависимость Q от v в (21) и, следовательно, $\delta q \cong \delta v$ определяет диспергирование в газонаполненном сепараторе, как зависящее только от массы: $\delta y = y_\delta / R_{0B} \cong Y_\delta \delta m$.

От себя заметим, что принятое исходное положение о возбуждении атома до энергии $m_e v^2 / 2$ при его столкновении с электроном ведет к другому правилу, определяющему в нерелятивистском случае кинетическую энергию атома k_a , необходимую для его ионизации до определенного состояния при столкновении. Эта энергия $k_a = A I m_n / m_e = 1863 \cdot A I$, где I — значение потенциала ионизации, известное из справочников, m_n и m_e — массы нуклона и электрона.

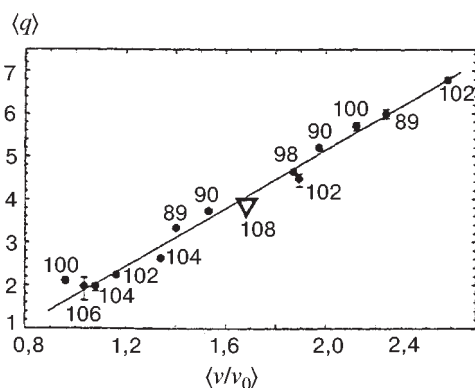


Рис.10. Зависимость среднего заряда ионов трансурановых элементов от их скорости при движении в водороде при давлении 1 Тор [27]. Указаны атомные номера Z продуктов реакций. Ионный заряд дан в единицах заряда протона e_0

Работоспособность газонаполненного магнитного масс-сепаратора была впервые продемонстрирована в работах [26] в применении к сепарации по массам осколков вынужденного деления тяжелых ядер. Экспериментальное подтверждение формулы (21), например, для тяжелых нуклидов, образующихся с относительно малыми скоростями в реакциях под действием ускоренных тяжелых ионов, дано на рис. 10, взятом из работы [27]. Эти результаты получены на газонаполненном магнитном сепараторе ЛЯР ОИЯИ [28] в экспериментах по синтезу новых трансурановых элементов.

Разрешение по массам, обеспечиваемое газонаполненным масс-сепаратором, зависит не столько от параметров магнитного анализатора, сколько от рода наполняющего газа и его давления. В частности, при наполнении водородом или гелием, т.е. легкими газами, вносящими лишь малое многократное угловое рассеяние тяжелых продуктов реакций, до оптимального давления в несколько Тор массовое разрешение составляет $\delta m \cong 10^{-2}$. Этого вполне достаточно для надежного отделения продуктов, образующихся в реакциях полного слияния бомбардирующей частицы с ядром мишени, от самих бомбардирующих частиц и от продуктов реакций неполного слияния в экспериментах по синтезу новых трансурановых нуклидов. Дальнейшая более точная и более полная идентификация новых трансурановых нуклидов по массовому числу A и атомному номеру Z однозначно производится на основе генетических связей, прослеживаемых по α -частицам распада материнского, дочернего, внучатого, правнучатого и более далеких продуктов. При этом обеспечивается до-

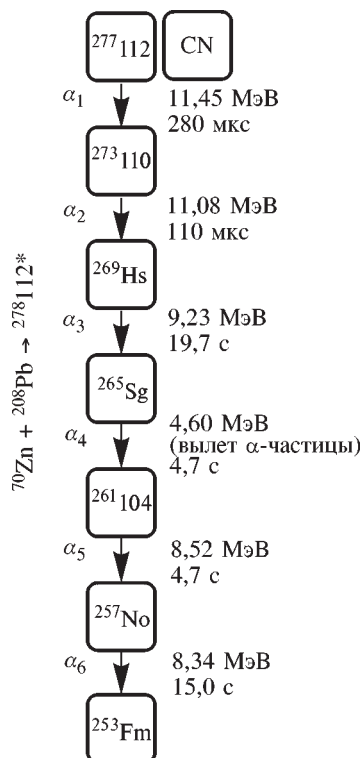


Рис.11. Одна из двух генетических цепочек последовательных α -распадов, зарегистрированных при облучении мишени из ^{208}Pb ускоренными ионами ^{70}Zn — доказательство синтеза нуклида $^{277}_{112}$ [29]. Наряду с энергиями α -частиц и временами ожидания α -распада указаны атомные номера Z или символы и массовые числа A продуктов распада

статочное прецизионное определение атомной массы исследуемого нуклида способом, изложенным ниже в разд.6.

На рис. 11 представлена одна из двух зарегистрированных цепочек α -распадов наиболее далекого в ряду химических элементов и наиболее тяжелого в настоящее время нуклида $^{277}_{112}$, воспроизведенная здесь по работе [29]*. Аналогичная методика идентификации использовалась и в экспериментах [27, 30], в которых синтезировались изотопы 108-го и 110-го химических элементов.

Заметим, что идея идентификации трансурановых нуклидов по цепочке α -распадов была высказана [31] еще в 1953 г. и позднее опубликована в [32]. Тогда предлагалась регистрация цепочек α -распадов с помощью ядерной фотоэмульсии, однако не дающей возможности проследить цепочку распадов во времени. Тогда же было обосновано [31, 33], а позднее экспериментально подтверждено и предложение использовать выбивание продуктов ядерных реакций из мишени импульсом ускоренных тяжелых ионов для быстрого отделения и идентификации этих продуктов с помощью быстродействующего магнитного сепаратора. Для определения пробегов выбиваемых ядер в 1954 г. были предприняты эксперименты, результаты которых опубликованы только в 1960 г. [34, 35]. На начальном этапе исследований использовались моноэнергетические нейтроны с энергией 14 МэВ из реакции

*Как сообщил еженедельник ОИЯИ «Дубна — наука, содружество, прогресс» (№1 (3440) от 15 января 1999 г.), в последние дни 1998 года в ЛЯР группой ученых под руководством профессора Ю.Ц.Оганесяна в коллаборации с сотрудниками Ливерморской национальной лаборатории (США) синтезирован новый относительно долгоживущий (30 с) сверхтяжелый элемент Периодической системы Д.И.Менделеева с порядковым номером $Z = 114$ и массовым числом $A = 289$. Это открытие подвело итог многолетних усилий физиков-экспериментаторов России, США и Германии по поиску острова стабильности в области сверхтяжелых ядер, предсказанного теоретиками разных стран 35 лет тому назад.

$^2\text{H} + ^3\text{H}$ для выбивания радиоактивных нуклидов, образующихся в реакциях типа $(n, 2n)$ и (n, pn) , а позже — ускоренные до энергии 90 МэВ ионы ^{14}N . Найденные общие зависимости пробега от энергии, атомного номера Z и массового числа A выбитых нуклидов и атомов тормозящей среды показали достаточную эффективность метода выбивания для будущих экспериментов с ускоренными тяжелыми ионами. Полученные результаты [34, 35] и результаты аналогичной работы [36], выполненной приблизительно в то же время, оказались в согласии.

6. МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Одно из косвенных определений атомных масс сводится к измерению импульса α -частицы, испускаемой при радиоактивном распаде ядер, с помощью магнитного анализатора. В этом случае неизвестная масса одного из двух участвующих в распаде нуклидов, преимущественно материнского, определяется на основании законов сохранения энергии и импульса $m_1c^2 = (m_2 + m_3)c^2 + Q$ и $\mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 = 0$, где m_1 , m_2 и m_3 — массы покоя, соответственно, материнского и дочернего нуклидов и эмитируемой α -частицы, p — импульс испущенной α -частицы (3), равный по абсолютной величине импульсу отдачи дочернего ядра (2), Q — энергия, выделяемая в радиоактивном распаде. В нерелятивистском приближении, уместном при рассмотрении α -распада, кинетические энергии α -частицы и ядра отдачи, соответственно, равны $k_2^2 = p_3^2/2m_2$, $k_3 = p_3^2/2m_3$, $Q = k_2 + k_3$.

Аналогичная ситуация имеет место и в бинарных, или двухтельных, ядерных реакциях, протекающих через составное ядро или, минуя его, с вполне определенным выделением или поглощением энергии. Вторичные продукты таких реакций, если они инициируются моноэнергетичными бомбардирующими частицами, имеют строго определенные значения импульсов. В этом случае измерение импульса одного из двух вторичных продуктов бинарной реакции дает возможность однозначно определить энергию реакции и, следовательно, неизвестную массу одного из продуктов на основе законов сохранения энергии и импульса $(m_1 + m_2)c^2 + k_1 = (m_3 + m_4)c^2 + k_2 + k_3$ и $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4$. Конкретное нерелятивистское кинематическое соотношение, вытекающее из законов сохранения и связывающее три известные массы, заданный в эксперименте импульс бомбардирующей частицы, измеренный в эксперименте импульс

одного из двух продуктов реакции и неизвестные импульс и массу другого продукта реакции, имеет вид

$$p_3 = p_1 m_3 \cos \theta / (m_1 + m_2) \pm \{2m_3 m_4 [p_1^3 m_2 / 2m_1(m_1 + m_2) + Q] / (m_3 + m_4) - [p_1^2 m_3 \sin \theta / (m_1 + m_2)]^2\}^{1/2}, \quad (22)$$

где $Q = (m_1 + m_2)c^2 - (m_3 + m_4)c^2$ — энергия, выделяемая в реакции, θ — угол вылета продукта реакции в лабораторной системе по отношению к направлению движения бомбардирующей частицы. В реакциях уже при промежуточных энергиях относительно легкие продукты реакции, как правило, полностью освобождены от электронов ($\delta q = 0$), и для измерения импульса p_3 имеем $\delta y = y_\delta / R_{0B} = Y_\delta \delta p_3$. Такой прием измерения атомных масс используется в реакциях под действием и ускоренных легких частиц (см., например, одну из первых работ [37]), и ускоренных тяжелых ионов [38, 39], и π -мезонов [40].

Этот метод измерения атомных масс дает возможность определять массы и короткоживущих, почти нуклонно-нестабильных продуктов реакции с временем жизни вплоть до 10^{-20} с, не успевающих до распада долететь до приемника магнитного анализатора, но проявивших свою массу в акте реакции. В этом случае измеряется импульс стабильного продукта бинарной реакции, сопряженного с нестабильным. Этот вариант измерения масс носит название метода измерения отсутствующей или исчезнувшей массы (mass missing method, mass escape method).

6.1. Квазимонохроматизация. Прецизионные измерения импульсов продуктов бинарных ядерных реакций с целью определения масс новых нуклидов и энергий их возбужденных состояний требуют адекватной прецизионности импульсов бомбардирующих частиц. Иногда нужная монохроматичность первичных частиц обеспечивается непосредственно ускорителем, например, управляемым электростатическим. Иногда для монохроматизации пучка первичных частиц применяется дополнительный магнитный или электрический анализатор, с помощью которого пучок бомбардирующих частиц диспергируется соответственно по импульсам или энергиям. Далее из диспергированного пучка частиц с помощью диафрагмы выделяется его некоторая часть с допустимой немонахроматичностью.

Существует еще один метод упорядочивания импульсов частиц в пучке, предложенный в работах [41, 42], который можно назвать квазимонохроматизацией. Этот метод основан на уравнивании, спаривании (matching) диспергирующих действий анализатора бомбардирующих частиц и анализатора продуктов ядерных реакций таким образом, чтобы немонахроматичность бомбардирующих частиц в результатах измерения импульсов продуктов ядерных бинарных реакций не проявлялась. В этом способе квазимонохроматизации, по существу, определяется только разность импульсов первичного и вторич-

ного участников реакции, чем и обеспечивается независимость измерений импульсов продуктов реакций от разброса импульсов первичных частиц. При этом начальная интенсивность первичных бомбардирующих частиц используется полностью для инициирования ядерных реакций в отличие от способа монохроматизации с ограничивающей диафрагмой.

Эндотермические реакции ($Q < 0$), имеющие место, как правило, при получении новых, менее стабильных ядер из более стабильных, сопровождаются уменьшением кинетической энергии участников реакции. Отсюда и название способа уравнивания диспергирований двух анализаторов — метод измерения потери энергии (energy loss method).

6.2. Уравнивание диспергирований анализаторов, расположенных под углом друг к другу. Принцип уравнивания диспергирований, когда второй магнитный анализатор расположен под углом к пучку диспергированных бомбардирующих частиц, поясняется на рис. 12 в рамках осевого рассмотрения. На рисунке показаны выход анализатора бомбардирующих частиц $D1$ и анализатор вторичных продуктов ядерных реакций $D2$, установленный под

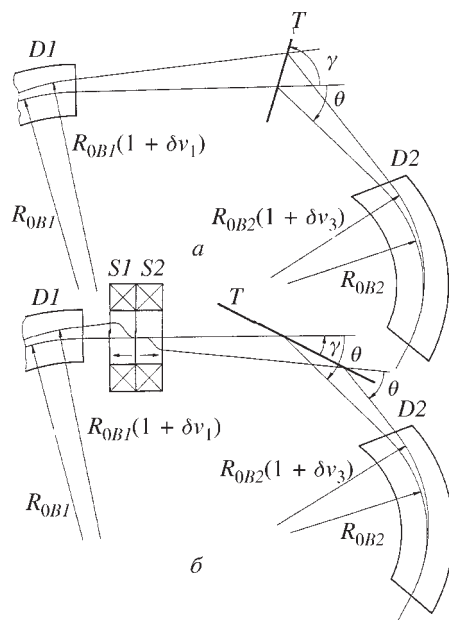


Рис.12. Принципы уравнивания диспергирований магнитных анализаторов первичных бомбардирующих частиц $D1$ и продуктов реакций $D2$, расположенных под некоторым углом $\theta \neq 0^\circ$. T — облучаемая мишень. *а)* Уравнивание поперечных линейных диспергирований. *б)* Уравнивание поперечных линейных и угловых диспергирований с применением дополнительного дублета соленоидов $S1$ и $S2$ с противоположно направленными магнитными полями [15]

некоторым углом $\theta \neq 0$ к первому анализатору. Бомбардирующие частицы представлены диспергированной частицей, характеризуемой $m_1, v_{10}(1+\delta v_1)$ и $q_1 (\delta v_1 = 0,075)$, положение которой в плоскости мишени есть $y_2 = Y_{\delta 1} R_{0B1} \delta v_1$. Продукты ядерной реакции представлены частицей с параметрами $m_3, v_{30}(1+\delta v_3)$ и q_3 , из которых v_{30} определено кинематической формулой (22) при заданных параметрах m_1, p_{10}, m_3 и угле наблюдения θ . Для определения значения δv_3 , связанного с δv_1 матричным элементом D_{δ} из (13) $\delta v_3 = D_{\delta} \delta v_1$, используется то же кинематическое соотношение (22). Представленное на рис.12,а можно рассматривать как встречу выделенной бомбардирующей частицы (δv_1) и продукта реакции (δv_3), как бы движущегося в обратном направлении по осевой дисперсионной траектории анализатора $D2$. Из рис.12,а следует, что встреча двух частиц состоится, если $Y_{\delta 2}^* R_{0B2} D_{\delta} / \cos(\theta + \gamma) = -Y_{\delta 1}^* R_{0B1} / \cos \gamma$, где $Y_{\delta 2}^*$ — коэффициент обратного диспергирования заряженных частиц вторым анализатором при их движении от приемника к источнику, γ — угол, под которым установлена мишень по отношению к осевой траектории первичного пучка. Коэффициент $Y_{\delta 2}^*$ выражается формулой (10) при простой замене выходных параметров ε_2, l_2 магнитного анализатора $D2$ входными ε_1, l_1 . Выполнение условия уравнивания линейных поперечных диспергирований пучков осуществляется выбором угла наклона мишени γ .

Для исключения проявления кинематического эффекта ядерной реакции при измерении импульса продуктов реакций, обусловленного разбросом значений угла вылета θ из протяженной мишени, наряду с сопряжением поперечных линейных диспергирований требуется сопряжение и поперечных угловых диспергирований: $A_{\delta 2}^* D_{\delta} = -A_{\delta 1}^*$. Из (9) и (10) следует, что коэффициенты A_{δ}^* и Y_{δ}^* одного знака, если $p\Phi_0 \leq 180^\circ$ и ε_2 не имеет слишком большого отрицательного значения. Поэтому одновременное выполнение обоих условий с учетом того, что $\cos(\theta + \gamma) < 0$ требует варьирования в зависимости от эксперимента магнитного анализа бомбардирующих частиц. Например, в магнитном анализаторе такого типа [43] планируется использовать 5 дипольных и 18 квадрупольных магнитов для обеспечения возможности варьирования.

Уравнивание обоих диспергирований можно осуществить с помощью дублета соленоидов с противоположно направленными полями, обращающими направление диспергирования ионов магнитным анализатором бомбардирующих частиц (см. п. 5.3.). На рис. 12,б представлен предлагаемый здесь вариант выполнения обоих условий уравнивания. В этом случае осевые дисперсионные траектории продуктов реакций имеют один и тот же угол вылета θ по отношению к дисперсионным траекториям бомбардирующих частиц в любой точке мишени T . Облучение мишени первичными частицами в этом варианте постановки эксперимента производится не через ее подложку, ухудшающую

энергетическую однородность бомбардирующих частиц, а с лицевой стороны при регистрации продуктов реакций в передней полусфере.

Заметим, что представленный на рис. 12 прием обратной встречи двух траекторий частиц является частным случаем более общего приема обратного сопряжения начальных и конечных частей траекторий частиц, использованного автором настоящего обзора для кардинального упрощения и симметризации коэффициентов преобразования траекторий частиц первого порядка (12) в дипольных [44] и квадрупольных магнитах [45].

6.3. Уравнивание диспергирований анализаторов, расположенных под нулевым углом. При исследовании продуктов ядерных реакций под углом θ , близким к 0° , мишень при уравнивании должна быть установлена под острым углом к пучку бомбардирующих частиц. Это приводит к усилению проявления неоднородности толщин подложки и самой мишени. В связи с этим был предложен [46] прием уравнивания диспергирующих способностей двух анализаторов путем поворота второго анализатора вокруг входного участка его оптической оси.

Этот прием был разработан применительно к вертикально отклоняющим дипольным магнитам установки снижения и коммутации пучка ионов циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Ионно-оптические параметры этой установки даны в [47], а схема ее действия в уравнивании диспергирований показана на рис. 13.

Как следует из рассмотрения обратной дисперсионной осевой траектории, уравнивание диспергирований двух анализаторов имеет место при выполнении следующего условия для ψ — угла поворота анализатора продуктов реакций: $Y_{\delta 2}^* R_{0B2} D_{\delta} / \cos \psi =$

$= Y_{\delta 1} R_{0B1}$. Избыточное диспергирование первым анализатором ведет к уширению изображения в направлении, перпендикулярном к итоговой оси диспергирования Y_4 , не ухудшающего конечного разделения.

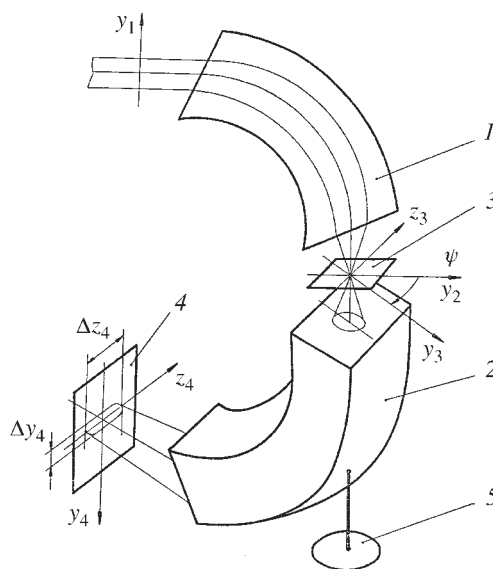


Рис. 13. Принцип уравнивания поперечных линейных диспергирований магнитных анализаторов, расположенных под углом $\theta = 0^\circ$ [46, 47]: 1 — магнитный анализатор бомбардирующих частиц, 2 — магнитный анализатор продуктов ядерных реакций, 3 — облучаемая мишень, 4 — детектор продуктов реакций, 5 — устройство поворота анализатора продуктов

6.4. Уравнивание диспергирований двух анализаторов с взаимно перпендикулярными плоскостями диспергирования. Иногда первый и второй магнитные анализаторы имеют взаимно перпендикулярные направления диспергирований, например, горизонтальное и вертикальное. В таких случаях для уравнивания их диспергирований необходимо повернуть пучок, выходящий из первого анализатора, на угол, равный 90° . Сделать это с помощью соленоидов невозможно, вопреки существующему мнению. Для этой цели можно использовать скручивание пучка так называемым ротатором (rotator), или твистером (twister) [48]. Такой ротатор пучка представляет собой систему квадрупольных магнитов чередующегося фокусирующего-дефокусирующего действий, плоскости фокусировки (дефокусировки) которых повернуты на угол 45° по отношению к плоскости начального диспергирования. Скручивающее действие такой системы из квадрупольных магнитов основано на том, что в сечениях квадрупольного магнита, проходящих через вершины одноименных гиперболических полюсов, линии магнитной индукции имеют только радиальную составляющую $\pm B_r$ (знаки даны для пар полюсов, соответственно, южной и северной полярностей), вызывающую, как легко понять, азимутальное перемещение $\pm \dot{\phi}$ продольно движущихся заряженных частиц. Это перемещение закручивает пучок частиц вокруг оси квадрупольных магнитов. Азимутальный поворот частиц, исключение при этом приобретенного промежуточного азимутального момента количества движения $mr^2\dot{\phi}$ и сохранение первоначальной фокусировки пучка частиц может быть обеспечено только с помощью нескольких квадрупольных магнитов со специальным подбором их азимутального закручивающего и радиального фокусирующего и дефокусирующего действий. Например, в твистере Института физических и химических исследований RIKEN (Япония) для такого поворота пучка используются семь квадрупольных магнитов.

7. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ НЕЙТРИНО

Особое место среди ядерных масс занимает масса нейтрино — масса нейтральной частицы, в частности, участницы атомно-ядерного процесса электронного захвата и ядерного процесса β -распада. Важные аспекты космологии, астрофизики, физики элементарных частиц и ядерной физики непосредственно связаны с вопросом, имеет ли нейтрино отличную от нуля массу покоя, и если имеет, то какова эта масса.

Наиболее известны эксперименты по определению массы нейтрино, осуществляемых при β -распаде трития ${}^3\text{H} = {}^3\text{He}^{1+} + \beta + \nu$. Законы сохранения энергии и импульса в этом случае требуют для определения массы нейтрино с приемлемой погрешностью знания масс участников распада и измерений импульсов ядра отдачи и β -частицы с точностью, пока не достигнутой. Поэтому в современных экспериментах используют косвенный метод определения

массы нейтрино, основанный на измерении формы спектра энергий β -частиц, испускаемых при распаде.

Бета-распад трития относится к сверхразрешенным переходам, и энергетическое распределение β -частиц $N(k)$, испущенных при этом, описывается согласно теории Ферми функцией $N(k) = dN/dk \propto [(k_0 - k)^2 - m_\nu^2 c^4]^{1/2}$, где m_ν — масса покоя нейтрино, k — кинетическая энергия β -частицы, k_0 — энергия, отвечающая конечной точке β -спектра. Из формулы следует, что энергетический спектр β -частиц резко обрывается при $(k_0 - k) = m_\nu c^2$, если масса покоя нейтрино не равна нулю (это более наглядно проявляется на графике Кюри — линеаризованной версии приведенного распределения). Поэтому методика измерения массы нейтрино сводится к прецизионному измерению формы энергетического спектра β -частиц вблизи его конечной точки k_0 ($k_0 = 18,6$ кэВ при β -распаде ${}^3\text{H}$) с помощью, например, магнитного бета-спектрометра.

7.1. Магнитный анализатор типа $\pi\sqrt{2}$. Одними из первых таких измерений являются эксперименты Бергквиста [49] по определению формы спектра β -частиц из распада трития с помощью магнитного спектрометра аксиально-симметричного типа с углом отклонения оптической оси $\pi\sqrt{2}$ радиан, т.е. спектрометра с $b_1 = -0,5$, $\Phi_0 = \pi\sqrt{2} = 254,6^\circ$, $l_1 = l_2 = 0$.

Существенной особенностью этого β -спектрометра является применение распределенного вдоль радиальной координаты источника электрического потенциала, исключающего проявление радиального размера источника в ширине изображения ($Y_y = 0$) при реализации в спектрометре угловой фокусировки ($Y_\alpha = 0$) [50]. Это дает возможность использовать источник β -частиц большой радиальной ширины без ухудшения разрешения и в обход ограничения $Y_y A_\alpha - Y_\alpha A_y = 1$ следующего из теоремы Лиувилля.

Принцип действия распределенного электрического потенциала, рассмотрение которого обычно дается с привлечением матричных элементов фокусировки пучка, схематически показан на рис.14 в рамках осевого рассмотрения обратной траектории частицы. На рисунке представлена обратная осевая дисперсионная траектория β -частицы с импульсом $p = p_0(1 + \Delta p)$, имеющая в плоскости источника S координату $y_\delta =$

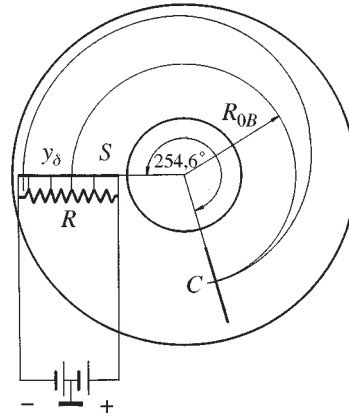


Рис.14. Исключение зависимости ширины изображения в β -спектрометре от радиального размера источника частиц с помощью распределенного вдоль источника электрического потенциала

$=Y_{\delta}^* R_{0B} \delta p$. Этой обращенной траектории отвечает реальная траектория β -частицы с начальным импульсом p_0 , дополнительно ускоренной потенциалом $U = (dU/dy)y_{\delta} = (p_0^2 / m_0 q_0) \delta p = (q_0 R_{0B}^2 B_{0z}^2 / m_0) \delta p$. Как можно видеть, исключение зависимости радиальной ширины изображения от размера источника осуществляется при условии, что $dU/dy = q_0 R_{0B} B_{0z}^2 / m_0 Y_{\delta}^*$, где Y_{δ}^* — коэффициент обратного диспергирования, который в симметричном магнитном анализаторе, как в рассматриваемом случае, равен Y_{δ}^* .

7.2. Тороидальный магнитный анализатор. Другая серия широко известных экспериментов с неподтвердившимся впоследствии результатом обнаружения ненулевой массы нейтрино была проведена в начале 80-х годов [51] с применением четырехступенчатого магнитного спектрометра β -частиц с полем тороидального типа, разработанного Третьяковым [52] и обладающего большим диспергированием и большим аксептансом. Тороидальное магнитное поле для β -спектрометрии $B_{\phi}(\phi, r, z) = B_0 r_0 / r$, $B_r(\phi, r, z) = 0$, $B_z(\phi, r, z) = 0$ создается обычно безжелезными токовыми обмотками, имеющими форму долек апельсина и давшими повод такие спектрометры называть еще спектрометрами типа «апельсин». В таком поле осевая траектория имеет не круговую форму, а выражается через угол искривления оптической оси θ формулой [53]

$$r(\theta) = r_{\max} \exp[-k(1 - \cos \theta)], \quad z(\theta) = r_{\max} k \exp(-k) \int \cos \theta \cdot \exp(k \cos \theta) d\theta, \quad (23)$$

где $r_{\max}$ — наибольшее отклонение оптической оси от координатной оси z , $k = R(r)/r$, $R(r)$ — радиус кривизны траектории основной частицы в точке тороидального поля с координатой r . Обычно рассмотрение траекторий частиц в поле (23) и коэффициентов их преобразования проводят методами численного расчета серии траекторий. В работе [54] дано полуаналитическое представление коэффициентов преобразования пучка траекторий частиц в тороидальном поле, выраженных через единожды вычисленные осевые интегралы (23). Диспергирующее действие тороидального магнитного анализатора вдоль координаты z дается формулой $\delta z = \delta z / Z_0 = \delta m + \delta v - \delta q$, где Z_0 определено через интегралы (23).

Спектрометр другого типа для измерения массы нейтрино — соленоидальный тормозящий спектрометр, будет рассмотрен ниже (см. п. 12.2) в разделе об анализаторах, использующих магнитное и электрическое поля.

8. ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Логическим продолжением метода времени пролета является метод определения массы заряженных частиц путем измерения частоты их обращения в магнитном поле. Существенное различие этих двух методов состоит в том,

что измерение частоты обращения частицы по достаточно длинной многооборотной траектории может быть выполнено с большой точностью с помощью неразрушающего пучок анализа в течение времени, принципиально ограниченного не дистанцией, а временем жизни, например, радиоактивного нуклида. Измерение же времени пролета в первом методе всегда лимитировано самим временем пролета, как правило, более короткой дистанции.

8.1. Частотный метод в аксиально-симметричном поле. Если среднее значение угловой скорости частицы в магнитном поле $\dot{\phi}(\phi, r, z)$ является величиной постоянной на каждом обороте частицы, то можно определить частоту обращения частицы как число ее оборотов в единицу времени $f_B = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} \dot{\phi}(\phi, r, z) d\phi$. Частота обращения основных ионов в осесимметричном магнитном поле

$$f_{0B} = v_0 / 2\pi R_{0B} = q_0 B_0 / 2\pi m_0. \quad (24)$$

Частоту обращения неосновных ионов найдем, используя линейное приближение для $\dot{\phi}$ и уравнение осевой дисперсионной траектории (8а). В итоге имеем

$$\begin{aligned} \delta f_B = \Delta f / f_{0B} &= (1/2\pi) \int_0^{2\pi} [\delta v - (1/p^2)(1 - \cos p\phi) \delta B R] d\phi = \\ &= [1 - (1/p^2)(1 - \sin 2\pi p / 2\pi p)] \delta v - (1/p^2)[1 - \sin 2\pi p / 2\pi p](\delta m - \delta q), \end{aligned} \quad (25)$$

где f_{0B} выражается формулой (24). Дисперсионное соотношение (25), представленное через массу покоя ионов, имеет следующий вид:

$$\delta f_B = [1 - (\gamma_0 / p^2)(1 - \sin 2\pi p / 2\pi p)] \delta v - (1/p^2)[1 - \sin 2\pi p / 2\pi p](\delta m_{\text{rest}} - \delta q). \quad (26)$$

Формула (26) показывает, что в осесимметричном магнитном поле независимость частоты обращения ионов от их скорости, т.е. изохронность обращения, обеспечивается, если

$$F_{\delta v} = [1 - (\gamma_0 / p^2)(1 - \sin 2\pi p / 2\pi p)] = 0. \quad (27)$$

Условие (27) приблизительно выполняется в однородном магнитном поле ($b_1 = 0$, $p = 1$), если динамическая масса иона не сильно отличается от его массы покоя ($\gamma_0 \cong 1$). Тогда функция отклика (26) упрощается до $\delta f_B = -\delta m + \delta q$. Примером использования частотного метода измерения масс нерелятивистских ионов в однородном магнитном поле является омегатрон, впервые описанный в [55]. В общем случае из условия изохронности (27) вытекает требование $p \cong \gamma_0$, ведущее при $p > 0$ к неустойчивости аксиального движения в аксиально-симметричном магнитном поле.

Дисперсионное соотношение (26), выраженное через массы покоя и импульсы ионов, имеет вид

$$\begin{aligned} \delta f_B = & \{m_{0\text{rest}}^2 c^2 / (p_0^2 + m_{0\text{rest}}^2 c^2) - [1 - \sin(2\pi p) / (2\pi p)] / p^2\} \delta p - \\ & - [m_{0\text{rest}}^2 c^2 / (p_0^2 + m_{0\text{rest}}^2 c^2)] \delta m_{\text{rest}} + \{1 - \sin(2\pi p) / (2\pi p)\} / p^2 \delta q, \end{aligned} \quad (28)$$

где $\delta p = \Delta(mv) / (m_0 v_0) = \Delta p / p_0$, p_0 — выделенное значение импульса.

8.2. Частотный метод в периодическом поле накопительного кольца.

В магнитном поле накопительного кольца или ускорителя частиц на большие энергии, образуемом системой чередующихся дипольных и квадрупольных магнитов жесткой фокусировки, условие изохронности определяется требованием равенства энергии частицы так называемой энергии перехода $E_{\text{tr}} = \gamma_{\text{tr}} E_{\text{rest}}$, при котором коэффициент расширения орбиты при ускорении частиц проходит через нуль ($\alpha = 0$), обеспечивая тем самым постоянство дистанции и, следовательно, периода обращения частиц, достигших практически предельной скорости $v \cong c$. В периодическом магнитном поле накопительного кольца роль приведенного выше условия изохронности $p \cong \gamma_0$ выполняет равенство $\gamma_{\text{tr}} = \gamma_0$. При этом переходное значение $\gamma_{\text{tr}} \cong N_r$, где N_r — число радиальных бетатронных колебаний на одном обороте частицы, аналогичное усредненному по орбите значению коэффициента p . Для кольца с периодической структурой магнитного поля соотношение (26) имеет вид

$$\delta f_B = [1 - (\gamma_0 / \gamma_{\text{tr}})^2] \delta v - (1 / \gamma_{\text{tr}}^2) (\delta m_{\text{rest}} - \delta q), \quad (29)$$

а (28) представляется в двух формах:

$$\delta f_B = (1 / \gamma_0^2 - 1 / \gamma_{\text{tr}}^2) \delta p - (1 / \gamma_0^2) \delta m_{\text{rest}} + (1 / \gamma_{\text{tr}}^2) \delta q, \quad (30a)$$

$$\delta f_B = [m_{0\text{rest}}^2 c^2 / (p_0^2 + m_{0\text{rest}}^2 c^2) - \alpha] \delta p - [m_{0\text{rest}}^2 c^2 / (p_0^2 + m_{0\text{rest}}^2 c^2)] \delta m_{\text{rest}}. \quad (30b)$$

В магнитном поле с жесткой фокусировкой оба усредненных коэффициента p и q имеют положительные значения, обеспечивающие одновременную фокусировку ионов в накопителе в радиальном и аксиальном измерениях.

Конкретная схема реализации частотного метода измерения масс ионов в накопительном кольце, предложенная в [56], заключается в измерении спектра частот шумов Шоттки, индукционно наводимых на измерительный зонд обращающимися в накопительном кольце ионами, и разложения спектра шумов в ряд Фурье.

Одним из способов повышения разрешения спектра частот (29) является выравнивание значений γ_{tr} и γ_0 путем специального выбора ионно-оптических параметров магнитов кольца, исключаяющих зависимость частоты обращения ионов от неизбежного разброса их скоростей δv [57].

Важность выполнения условия $\gamma_{tr} = \gamma_0$ в накопительном ионном кольце, имеющем аббревиатуру ESR (GSI, Германия), при измерении атомных масс иллюстрируется работами [58]. Авторам этих работ пришлось преодолеть некоторые трудности, чтобы снизить, не уменьшая аксептанса накопительного кольца, значение γ_{tr} для обеспечения изохронного движения ионов в ESR, первоначально не предназначавшемся для работы в таком режиме. Вначале был проанализирован и рассчитан возможный вариант накопительного кольца с $\gamma_{tr} = 1,48$, который должен был обеспечить независимость частоты обращения ионов от их скорости при энергии $447 \text{ А} \cdot \text{МэВ}$. Реально было достигнуто $\gamma_{tr} = 1,96$, а затем и $\gamma_{tr} = 1,37$ (энергия ионов соответственно 894 и $345 \text{ А} \cdot \text{МэВ}$).

В техническом предложении ЛЯР ОИЯИ [59] по накопительному комплексу тяжелых ионов К4-К10 вопрос о выборе γ_{tr} и о взаимном соответствии значений γ_0 и γ_{tr} никак не обсуждается. Между тем большое расхождение между γ_0 и $\gamma_{tr} = 5,26$ для накопительного кольца К10, рассматриваемого как основной инструмент для изучения накопленных ядер, сильно затруднит прецизионные измерения их масс.

Снижение проявления разброса скоростей ионов в (29) при измерении масс в тех случаях, когда $\gamma_0 \neq \gamma_{tr}$, обеспечивается монохроматизацией ионов по скорости путем их стохастического, электронного или лазерного охлаждения. Каждый из этих методов охлаждения имеет свои особенности и ограничения. Рассмотрение истории, теории и современного состояния электронного метода охлаждения ионов дается, например, в обзоре [60].

Уровень монохроматизации ионов часто используемым методом электронного охлаждения, основанным на выравнивании скоростей силами трения коллинеарных ионного и моноэнергетичного электронного пучков, в конечном итоге ограничен тепловым разбросом скоростей электронов, эмитируемых горячим ($T = 2000 \text{ К}^\circ$) термокатодом: $\delta v \cong 10^{-6}$. Поэтому более точные измерения атомных масс, по-видимому, могут быть достигнуты другим возможным методом — путем монохроматизации накопленных в кольце ионов «холодным» сверхпроводящим магнитным полем.

8.3. Возможный частотный метод измерения масс в накопительном кольце. В работах [61] предложен новый частотный метод измерения масс накопленных в кольце ионов, в котором для монохроматизации ионов используется их селекция по импульсам с помощью сверхпроводящего соленоида. Селекция основана на том, что сквозь соленоид, установленный в прямолинейном свободном промежутке накопительного кольца со смещением оси соленоида относительно оптической оси кольца на расстояние y_1 (см. рис.15), пролетают без поперечных возмущений только ионы с импульсом p_0 , удовлетворяющим соотношению $B_{0z}L[1+(\pi y_1/L)^2]^{1/2} = 2\pi p_0 / q$, где B_{0z} и L — магнитная индукция и эффективная длина соленоида. Это соотношение следует

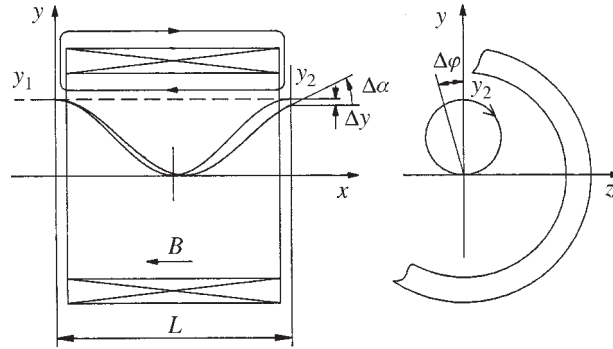


Рис.15. Селекция по импульсам ионов, накопленных в кольце, с помощью магнитного соленоида [61]

из условия полного циклотронного оборота частицы в магнитном поле соленоида с точным учетом малой величины $(y_1/L) \ll 1$ в результате рассмотренного выше азимутального действия входного и выходного краевых магнитных полей соленоида. Накопление угловых $\Delta\alpha \sim \delta p (\delta p = \Delta p / p_0)$ и линейных поперечных $\Delta y \sim \delta p^2$ возмущений на каждом обороте приводит к тому, что побочные ионы выбывают из накопительного кольца. Степень монохроматизации определяется условиями устойчивости, следующими из уравнения Матье, которое будет рассмотрено ниже.

Метод селекции ионов по импульсам (30а) имеет следующие преимущества по сравнению с методом «охлаждения» ионов (29).

а) Коэффициент диспергирования частоты ионов в зависимости от их масс возрастает в $(\gamma_{\text{т}} / \gamma_0)^2$ раз (для кольца К10 [59] более чем в 25).

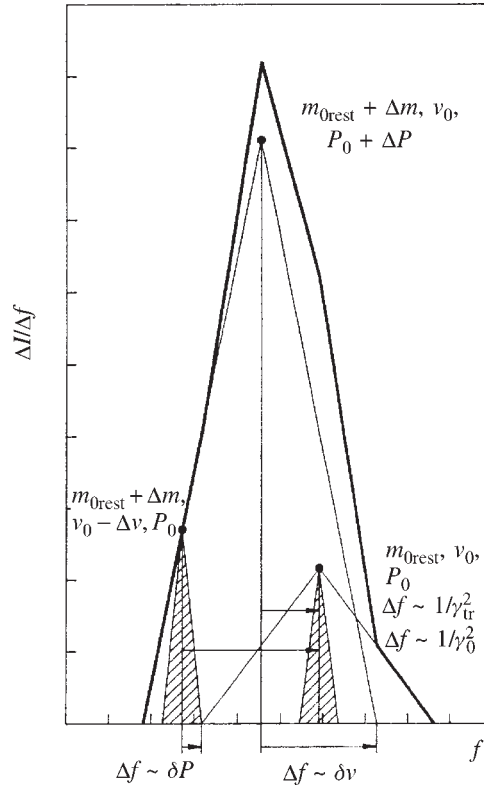
б) Интенсивность непосредственно детектируемых ионов в результате их селекции по импульсам снижается и таким образом исключается внутривидовое расталкивание ионов, ухудшающее их частотное разрешение.

в) Селекция по импульсам обеспечивает движение детектируемых ионов по одной и той же траектории в накопительном кольце. Тем самым исключается зависимость частоты обращения ионов от локальных нарушений заданной структуры магнитного поля кольца.

Прогнозируемые качественные результаты применения соленоида для измерения разности масс дублета ионов в накопительном кольце путем селекции по импульсам представлены на рис. 16. Предельная погрешность измерения атомных масс зависит в конечном итоге только от временных флуктуаций и дрейфа сверхпроводящего магнитного поля соленоида и накопительного кольца. Если следовать аналогии с ловушкой Пеннинга (см. разд. 13), также

Рис.16. Прогнозируемые качественные результаты улучшения измерений атомных масс в накопительном ионном кольце методом селекции ионов по импульсу [61]

использующей соленоидальное сверхпроводящее магнитное поле и имеющей погрешность измерения масс на уровне $\delta m \cong 10^{-10}$, то предложенный метод, вероятно, обеспечит не худшую точность измерения атомных масс ионов. Это заключение учитывает высокую избирательность многократного поперечного отбора ионов сверхпроводящим соленоидом, ведущего к существенному сужению разброса орбит ионов в накопительном кольце, больший продольный импульс ионов и отсутствие (по сравнению с ловушкой Пеннинга) применения в методе менее стабилизируемого электрического поля. Сверхпроводящее магнитное поле соленоидов характеризуется, как известно, относительной неоднородностью, меньшей $10^{-8}/\text{см}$, и дрейфом не более $10^{-9}/\text{час}$.



9. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Электрическое поле, как и магнитное, широко используется для диспергирования ионов по их массам.

9.1. Аналитическое построение аксиально-симметричного электрического поля. Для осесимметричного электрического поля, характеризуемого условием $E_\phi(\phi, r, z) = 0$, имеем радиальную компоненту поля, заданного в медианной плоскости $z = 0$ в виде $E_r(\phi, r, 0) = E_{0r}(1 + e_1\rho + e_2\rho^2)$ и продолженного на область вне этой плоскости (см. [3], с. 29-31, [62]) как $E_r(\phi, r, z) = E_{0r}[1 + e_1\rho + e_2\rho^2 + (1 - e_1 - 2e_2)\zeta^2/2 + \dots]$, $E_z(\phi, R_{0E}, z) = -E_{0r}[1 + e_1 -$

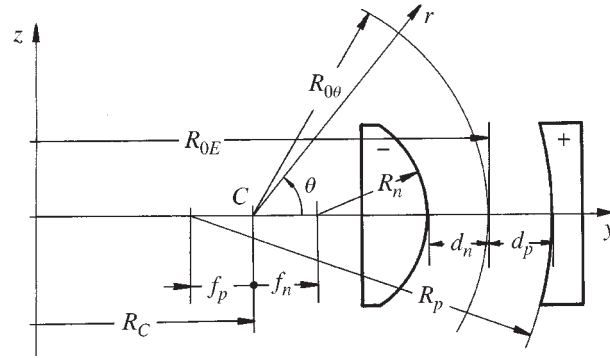


Рис.17. Поперечное сечение электрического дефлектора-анализатора тороидального типа [62]

$-(1-e_1-2e_2)\rho+\dots]\zeta$, где малые величины учтены вплоть до второй степени, а в качестве опорного радиуса для выражения безразмерных координат ρ и ζ использован радиус кривизны оптической оси электрического анализатора R_{0E} .

9.2. Конструирование электрического анализатора типа «дефлектор».

Непосредственное интегрирование компонент аксиально-симметричного поля по координатам r и z позволяет определить электрический потенциал поля в любой точке и таким образом реализовать это поле с помощью тонких (по r и z) кольцевых (по ϕ) потенциальных электродов. Имеется также возможность формирования поля с помощью более удобных в применении сплошных широких эквипотенциальных электродов тороидальной формы (см. [3], с.30-31, [62]), представленных на рис.17. Потенциалы электродов и параметры поля определяются с точностью до малых во второй степени формулами $U=E_0(d+e_1d^2/2R_{0E}+e_2d^3/3R_{0E}^2)$, $e_1=-(1+R_{0E}/R_{00})$, $e_2=1+R_{0E}/R_{00}+(R_{0E}/R_{00})^2(1-f/2d)$, где R_{0E} — радиус кривизны оптической оси, он же радиус сечения нулевой медианной поверхности тороидального дефлектора в экваториальной плоскости, R_{00} — радиус кривизны той же поверхности, но в меридиональном сечении; параметры d и f могут быть асимметричны по отношению к положительному (p) и отрицательному (n) электродам.

9.3. Осевая дисперсионная траектория. В электрическом поле, когда движение заряженных частиц происходит вдоль силовых линий, кинетическая энергия, а следовательно, динамическая масса частиц в результате действия поля изменяется. В связи с этим в общем случае в левой части уравнения движения (1) нельзя априори отказаться от дифференцирования по времени массы частицы. Однако в тех случаях, когда продольная составляющая

силовых линий электрического поля относительно мала по сравнению с поперечной, удерживающей составляющей, в рамках линейного приближения полную массу заряженной частицы можно рассматривать не изменяющейся при перемещении в электрическом поле. Поэтому при дифференцировании импульса в (1) можно дифференцировать только вектор скорости.

Для перехода от уравнений движения (1) к уравнениям траекторий выразим $\dot{\phi}$ и $\ddot{\phi}$ через производные по координате ϕ , используя закон сохранения энергии в форме, учитывающей малые величины вплоть до первой степени: $m_0 R_{0E}^2 (1 + \delta m + 2\rho) \dot{\phi}^2 / 2 = m_0 v_0^2 (1 + \delta m + 2\delta v) / 2 + q_0 E_{0r} R_{0E} \rho$, где v_0 — скорость основных частиц на оптической оси электрического анализатора $r = R_{0E}$, а последнее слагаемое есть изменение потенциальной энергии заряженной частицы при ее удалении от оптической оси. Из закона сохранения энергии следует: $\dot{\phi} = (v_0 / R_{0E}) (1 - 2\rho + \delta v) + Q(2)$ и $\ddot{\phi} = 0 + Q(1)$, где R_{0E} определено соотношением

$$m_0 v_0^2 / q_0 = -E_{0r} R_{0E}. \quad (31)$$

Знак минус в правой части формулы (31) отражает то, что заряженная частица имеет в заданном поле круговую орбиту с радиусом $R_{0E} > 0$, если сила действия радиальной составляющей поля на частицу направлена к оси вращения, т.е. $q_0 E_{0r} < 0$.

Из уравнения (1) в конечном итоге следуют те же линейные уравнения траектории частицы в электрическом поле и их решения, что и в магнитном (6), но с параметрами p , q и δER , имеющими другие выражения:

$$p^2 = 3 + e_1, \quad q^2 = -(1 + e_1), \quad \delta = \delta ER = \delta m + 2\delta v - \delta q = \delta k - \delta q. \quad (32)$$

Из (32) видно, что устойчивое движение заряженных частиц в электрическом поле одновременно в радиальном ($p^2 > 0$) и в аксиальном ($q^2 > 0$) направлениях имеет место при значениях линейного коэффициента неоднородности поля e_1 в интервале $-3 < e_1 < -1$ охватывающем поля цилиндрического ($e_1 = -1$), сферического ($e_1 = -2$) и предельного (радиально не фокусирующего) тороидального ($e_1 = -3$) типа. Из (32) также видно, что электрическое поле диспергирует заряженные частицы по значениям их кинетической энергии $k = mv^2 / 2$ ($\delta k = \delta m + 2\delta v$) в отличие от магнитного поля, диспергирующего по импульсу $p = mv$ ($\delta p = \delta m + \delta v$).

В качестве дисперсионной функции для дефлектора имеем $\delta y = y_\delta / R_{0E} = Y_\delta (\delta m + 2\delta v - \delta q) = Y_\delta (\delta k - \delta q)$, где коэффициент Y_δ выражен все той же формулой (10), но с параметрами, определяемыми формулами (32), и при обычно используемом условии $\varepsilon_2 = 0^\circ$. Последнее условие отражает тот

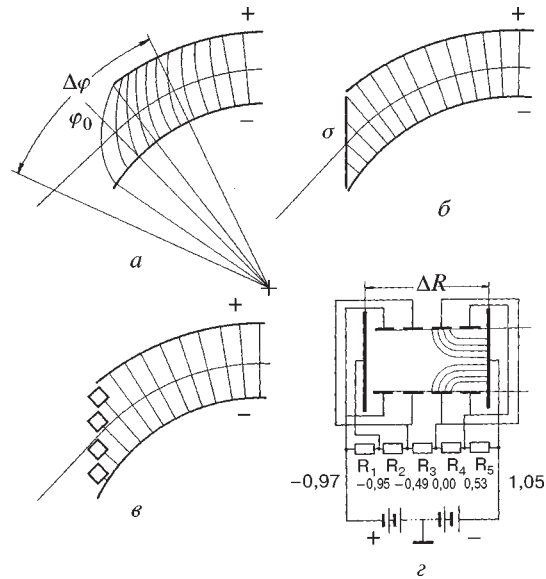


Рис.18. Формирование наклонной границы электрического поля в дефлекторе-анализаторе. а) Положение эффективной границы электрического поля, определяемое ортогональной к оптической оси прямой $\phi = \phi_0$, в дефлекторе с электродами разной угловой протяженности. б) Формирование наклонной границы диэлектрической заряженной пленкой. в, з) Формирование наклонной границы вспомогательными потенциальными электродами [63], представленными в радиальном (в) и аксиальном (з) сечениях. Распределение потенциалов на вспомогательных электродах дано для радиального размера каждого из электродов $\Delta r = \Delta R / 4$ и аксиального расстояния между ними $\Delta z = \Delta R / 2$

факт, что в электрическом дефлекторе координата ϕ эффективной границы поля, выражаемая как $\phi(r) = \int_{\Delta\phi} E_r(\phi, r, 0) d\phi / E_{0r}(1 + e_1 \rho + \dots)$, согласно теореме

Стокса есть величина постоянная ϕ_0 , определяющая ортогональность границы незранированного поля дефлектора к оптической оси (рис. 18, а).

Однако вопрос о возможности принудительного формирования наклонных границ электрического поля не лишен интереса, поскольку наклонные границы изменяют диспергирование и фокусировку пучка частиц. Одна из возможностей создания наклонной границы поля ($\epsilon \neq 0^\circ$) — это экранирование поля с помощью торцевой наклонной тонкой заряженной диэлектрической пленки, проницаемой для частиц и несущей электрические заряды с поверх-

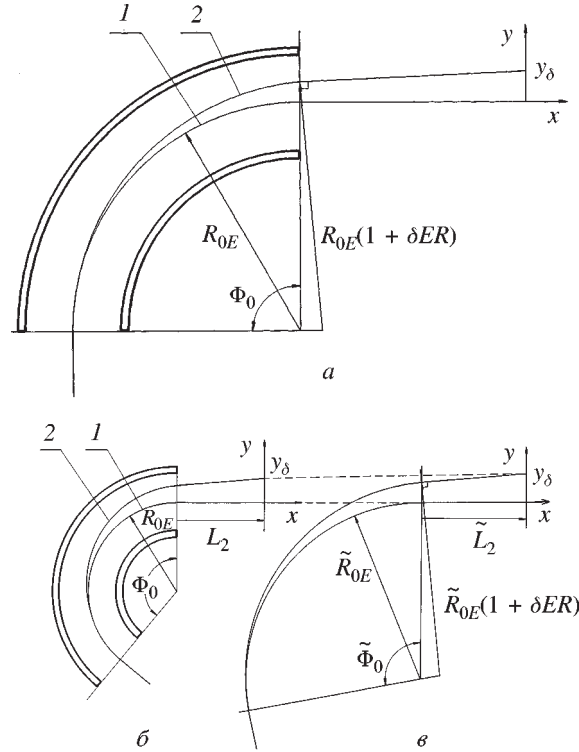


Рис.19. Диспергирование заряженных частиц электрическими дефлекторами-анализаторами. Дисперсность частиц $\delta ER = 0,1$. Параметры анализаторов: а) электрическое поле цилиндрическое ($e_1 = -1, \rho = 2^{1/2} = 1,41$), $\Phi_0 = 90^\circ$, $\epsilon_2 = 0^\circ$, $L_2 = 100$. Коэффициент диспергирования $Y_\delta = 1,37$. 1 — оптическая ось анализатора, 2 — осевая дисперсионная траектория, построенная по формулам (8а) и (9) и с помощью циркуля и линейки. б) Сферическое электрическое поле ($e_1 = -2, \rho = 1$), $\Phi_0 = 140^\circ$, $\epsilon_2 = 0^\circ$, $L_2 = 100$. Коэффициент диспергирования $Y_\delta = 2,41$. 1 и 2 — то же, что на 19,а. в) Вспомогательное построение с помощью циркуля и линейки для анализатора, представленного на рис. 19,б: $\tilde{R}_{0B} = 2R_{0B} / \rho^2$, $\tilde{\Phi}_0 = \rho\Phi_0 / 1,41$, $\tilde{L}_2 = 1,41 L_2 / \rho$, $\text{tg } \tilde{\epsilon}_2 = 1,41 \text{tg } \epsilon_2 / \rho$. 1 — оптическая ось, 2 — вспомогательное построение, заменяющее построение траектории 2 на рис. 19,б

ностной плотностью $\sigma = -E_{0r}(1 + e_1\rho)\sin\epsilon / 4\pi$, которые исключают проникновение поля наружу дефлектора (рис. 18,б).

Формирование наклонной торцевой границы поля дефлектора может быть обеспечено также системой потенциальных плоских электродов, найденной путем решения обратной задачи и показанной на рис. 18,в,г [63].

Демонстрация диспергирования заряженных частиц электрическими дефлекторами-анализаторами с полями разных типов представлена на рис.19, где показаны дисперсионные траектории в цилиндрическом $e_1 = -1$ (рис.19,а) и сферическом $e_1 = -2$ (рис. 19,б) анализаторах, построенные по формулам (8а), (9) и (32).

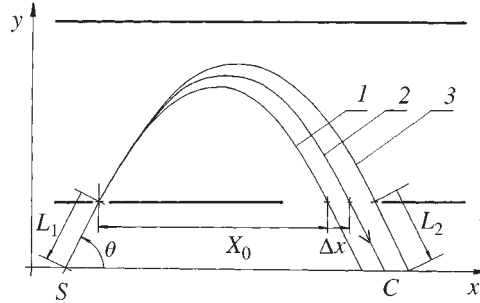
Из закона сохранения энергии и равенства центростремительной и электрических сил на орбите следует, что изменение положения заряженной частицы в цилиндрическом дефлекторе ($e_1 = -1$) ведет к изменению ее скорости в соответствии с соотношением $\delta v = -p$. Это означает, что в любой точке электрического цилиндрического поля радиус кривизны траектории частицы имеет одно и то же значение R_{0E} , как и в случае однородного магнитного поля. Это дает основание для применения приема определения диспергирования в цилиндрическом анализаторе методом циркуля и линейки (построение этим методом на рис. 19,а совпадает с результатом, полученным по формулам (8), (9) и (32)), а также для распространения этого приема на любое другое электрическое поле путем его условного приведения к цилиндрическому, как это сделано на рис. 2,в для магнитного поля с $b_1 = -0.5$, приведенного к однородному магнитному полю. На рис. 19,в это вспомогательное построение дано для определения диспергирования заряженных частиц в сферическом электрическом анализаторе.

Примером анализатора с высокой диспергирующей способностью может служить энергоанализатор типа «тороидальный дефлектор» со значением $e_1 = -2.93$, близким к предельному значению -3 , и с коэффициентом диспергирования $Y_\delta = 27.9$, [64]. Для обеспечения необходимой фокусировки пучка частиц ($Y_\alpha = 0$) используется угол отклонения $\Phi_0 = 540^\circ$, т.е. угол в полтора полных оборота, реализуемых с помощью электродов, направленных по винтовой линии в спиральной криволинейной системе координат, метрика которой определена соответствующими коэффициентами Ламе.

10. АНАЛИЗАТОР ТИПА «ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО»

Наряду с электрическими дефлекторами для диспергирования заряженных частиц используются анализаторы типа «электрическое зеркало» с возвратным движением частиц. Наиболее простым таким анализатором является плоское зеркало, образованное двумя параллельными пластинами, находящимися под разностью потенциалов U_0 , создающей тормозящее электрическое поле $E_y = -U_0 / d$. Это зеркало и его диспергирующее действие показаны на рис. 20: $\delta x = \Delta x / X_0 = \delta E R = \delta m + 2\delta v - \delta q$, где $X_0 = m_0 v_0^2 \sin 2\theta / q_0 E_y$. Угловое диспергирование A_δ равно нулю. Диспергирование по времени пролета определяется формулой $\delta t = \Delta t / t_0 = \delta x - \delta y = \delta m + \delta v - \delta q$, где $t_0 = 2m_0 v_0 \sin \theta / q_0 E_y$.

Рис.20. Диспергирование заряженных частиц анализатором типа «плоское электрическое зеркало». 1 — осевая траектория, 2 и 3 — дисперсионные траектории, характеризующиеся, соответственно, $\delta m = 0,1$ и $\delta v = 0,1$, S — положение источника заряженных частиц, C — положение коллектора



10.1. Конструирование анализатора типа «электрическое зеркало».

Для широкого класса анализаторов этого типа с выделенной плоскостью симметрии $\phi = 0$ и для радиальной и аксиальной компонент электрического поля в этой плоскости, заданных в виде $E_r(Q, r, z) = kr^n$ и $E_z(\phi, r, z) = 0$, имеем, согласно [62], следующие конечные выражения потенциала поля: $U(\phi, r, z) = -[kr^{(n+1)} / (n+1)] \cos(n+1)\phi$ для $n \neq -1$, $U(\phi, r, z) = V(Q, r_0, z) - k \ln r / r_0$, для $n = -1$. При $n = 0$ получаем плоскопараллельное зеркало (диполь) (рис. 21, а), диспергирующее действие которого представлено на рис. 20, при $n = 1, 2, 3$ и т.д. имеем зеркала с электрическими полями квадрупольного, секступольного, октупольного типа и т.д. (рис. 21, б, в, г). По мере увеличения индекса n жесткость электрического поля увеличивается, уменьшая его диспергирующую способность. При $n = -2$ получаем цилиндрическое зеркало (рис. 21, е) с полем, которое можно назвать квазисферическим — аналогичным в некотором отношении полю сферического дефлектора, имеющему также индекс $n = -2$. При $n = -3$ получаем цилиндрическое лемнискатическое зеркало (рис. 21, ж),

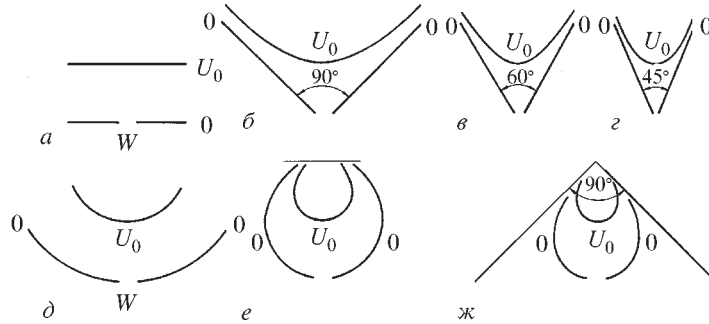


Рис.21. Профили электродов цилиндрических анализаторов типа «электрическое зеркало» [62]: а) плоское (дипольное) зеркало; б) квадрупольное зеркало; в) секступольное зеркало; г) октупольное зеркало; д) круговое зеркало; е) квазисферическое зеркало; ж) лемнискатическое зеркало. Символом W обозначены положения входных окон

(от лемнискаты Бернулли $r=k(\cos 2\phi)^{1/2}$). Индексом $n=-1$ и соответствующим приведенным выше отдельным решением представлено известное цилиндрическое зеркало с круговыми сечениями двух электродов (рис. 21,д). Диспергирующая способность электростатических зеркал с индексом поля $n < 0$ увеличивается по мере роста абсолютного значения n .

Поперечное движение частиц относительно плоскости $\phi = 0$ устойчиво в зеркальных полях с индексом $n < 0$, неустойчиво при $n > 0$ и нейтрально в плоском и цилиндрическом круговом зеркалах.

10.2. Электрический анализ и метод времени пролета. К числу приборов для измерения атомных масс, использующих электрический анализатор типа «плоское зеркало», аналогичное представленному на рис. 20 и 21, но с углом влета и вылета ионов $\theta \cong 90^\circ$, и метод времени пролета ионов, принадлежит предложенный в работе [65] масс-спектрометр, названный авторами масс-рефлектроном. Изохронность пролета ионов от источника до приемника, существенно улучшающая разрешение ионов по массам при использовании метода времени пролета, в приборе обеспечена выбором L_{12} и X_0 согласно (18) и с учетом изменения скорости ионов при предварительном ускорении (13).

11. ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Из равенства (31) следует, что частота обращения основных ионов, движущихся по оптической оси осесимметричного электрического кольцевого анализатора,

$$f_{0B} = v_0 / 2\pi R_{0E} = (-q_0 E_{0r} / m_0 R_{0E})^{1/2} / 2\pi, \quad (33)$$

где не мнимое значение f_{0B} при положительном (реально осуществимом) значении радиуса $R_{0B} > 0$ реализуется при $q_0 E_{0r} < 0$, когда сила действия электрического поля на заряженную частицу направлена к оси вращения.

Относительная разность частот обращения неосновных и основных ионов в электрическом поле, найденная процедурой, которая была применена для определения частоты обращения в магнитном поле (см. п. 8.1), выражается формулой

$$\begin{aligned} \delta f_E = \Delta f / f_{0E} = \{1 - (2/p^2) - (2/p^2)[1 - \sin 2\pi p / (2\pi p)]\} \delta v - \\ - \{(1/p^2) + (1/p^2)[1 - \sin 2\pi p / (2\pi p)]\} (\delta m - \delta q), \end{aligned} \quad (34)$$

где f_{0E} дается формулой (33).

Из дисперсионной зависимости (34) следует, что частота обращения ионов в осесимметричном электрическом поле не зависит в нерелятивистском приближении от разброса скоростей частиц только в том случае, когда $p=2$, т.е. когда показатель линейной неоднородности поля $e_1=1$. Дисперсионная функция (34) в этом случае принимает простое выражение $\delta f_E = (-\delta m + \delta q) / 2$. Аксиальное движение заряженных частиц в поле с $e_1=1$ неустойчиво, поскольку $q^2 = -2 < 0$.

Поле с $e_1=1$ реализуется в кольцевой области в окрестности оптической оси $r=R_{0E}$ с помощью двух тороидальных электродов, показанных на рис. 17 и 22, а, у которых $R_{0\theta} = -R_{0E} / 2$.

11.1. Масс-спектрометры Пауля. Аналогичное по своей структуре изохронное электрическое поле $E_r(\phi, r, z) = G_r r$, где G_r — градиент радиальной составляющей напряженности электрического квадрупольного поля, $G_r = E_{0r} / R_{0E}$, можно получить не в кольцевом тороидальном объеме, а в некоторой шаровой области. Трехмерный потенциал такого поля в известных из литературы случаях (см., например, [66]) определялся простым подбором соответствующего решения второго порядка уравнения Лапласа. В работе [62] приводится новый алгоритм определения решения любого порядка трехмерного уравнения Лапласа методом обратной задачи. При этом непосредственно уравнение Лапласа не используется, а интегрируются уравнения Максвелла $\text{div } \mathbf{D} = 0$ и $\text{rot } \mathbf{E} = 0$, первое из которых является исходным для построения уравнения Лапласа. В случае базового поля $E_\phi(\phi, r, 0) = 0$, $E_r(\phi, r, 0) = k_n r^n$, $E_z(\phi, r, 0) = 0$ имеем

$$\begin{aligned} E_r(\phi, r, z) &= k_n r^n [1 - (n+1)(n-1)(z/r)^2 / 2! + (n+1)(n-1)^2(n-3)^2(z/r)^4 / 4! - \dots], \\ E_z(\phi, r, z) &= k_n r^n [-(n+1)(z/r) + (n+1)(n-1)^2(z/r)^3 / 3! - \\ &\quad -(n+1)(n-1)^2(n-3)^2(z/r)^5 / 5! + \dots] \end{aligned} \quad (35)$$

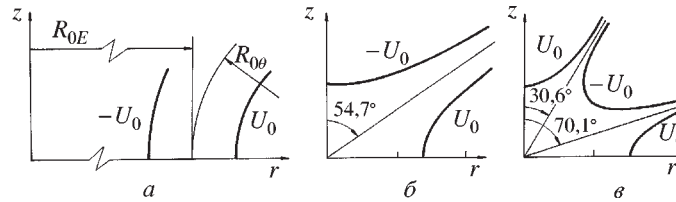


Рис.22. Профили электродов электрических систем с квадрупольным и октупольным полями: а) тороидальный кольцевой дефлектор с аксиально-симметричным полем с параметром $e_1=1$; б) осесимметричный трехмерный квадруполь (гиперболоид); в) осесимметричный трехмерный октуполь. Ось z и плоскость $z=0$ — ось и плоскость симметрии

и соответствующие потенциалы, определяющие форму электродов элементов. При $n = -1$ имеем поле круглого цилиндра, при последующих значениях n следуют трехмерные мультиполи нечетного порядка, а именно: при $n = 1$ — объемный квадруполь (гиперboloид), $E_\phi(\phi, r, z) = 0$, $E_r(\phi, r, z) = G_r r$, $E_z(\phi, r, z) = -2G_r z$, (рис. 22, б), при $n = 3$ — объемный октополь (рис. 22, в) и т.д.

В электрическом гиперboloидном поле радиальное и аксиальное уравнения траектории заряженной частицы находятся из (1) в линейном приближении с помощью определений $\dot{\phi} = (v_0 / R_{0G})(1 - 2\rho + \delta v) + O(2)$ и $\ddot{\phi} = 0 + O(1)$, вытекающих из закона сохранения энергии, где для радиуса осевой круговой орбиты R_{0G} имеет место равенство

$$m_0 v_0^2 / q_0 = -R_{0G}^2 G_r, \quad (36)$$

требующее $q_0 G_r < 0$. Траектории заряженных частиц определяются уравнениями (6) с $p = 2$, $q^2 = -2$ и $\delta = \delta_G = \delta m + 2\delta v - \delta q = \delta k - \delta q$. Эти траектории при $q_0 G_r < 0$, так же, как и в случае кольцевого поля с $e_1 = 1$ (рис. 22), устойчивы в радиальном и неустойчивы в аксиальном направлениях.

Частота обращения основных ионов в поле объемного квадруполя равна

$$f_{0G} = (-q_0 G_r / m_0)^{1/2} / 2\pi \quad (37)$$

при обязательном условии $q_0 G_r < 0$. Дисперсионная функция для неосновных ионов в трехмерном квадрупольном поле имеет вид $\delta f_G = \Delta f / f_{0G} = 2(-\delta m + \delta q)$, где f_{0G} выражается формулой (37).

Применение для масс-анализа частотного действия электрического поля трехмерного квадруполя (рис. 22, б) и частотного действия аналогичного двухмерного цилиндрического квадрупольного масс-фильтра, изобретенного Паулем [67], основано на использовании условий устойчивости и неустойчивости движения заряженных частиц в периодически меняющихся квадрупольных электрических полях. В общем случае устойчивость движения частиц под действием периодической силы определяется решениями уравнения Матье. В гиперboloидическом трехмерном квадрупольном поле с постоянной U и переменной $V \cos \omega_0 t$ составляющими потенциалов электродов эти уравнения имеют вид

$$d^2 r / d\xi^2 + (a_r - 2q_r \cos 2\xi)r = 0 \quad (38a)$$

и

$$d^2 z / d\xi^2 + (a_z - 2q_z \cos 2\xi)z = 0, \quad (38б)$$

где $\xi = \omega_0 t / 2$ — безразмерное нормированное время, ω_0 — угловая частота изменения переменного поля. В уравнении (38, а) $a_r = -2G_r U q / m\omega_0^2 = -4Uq / r_0^2 m\omega_0^2$, $q_r = -G_r V q / m\omega_0^2 = 2Vq / m\omega_0^2$, в уравнении (38, б) $a_z = 2a_r$, $q_z = 2q_r$. Общая теория решений уравнений Матье достаточно полно изложе-

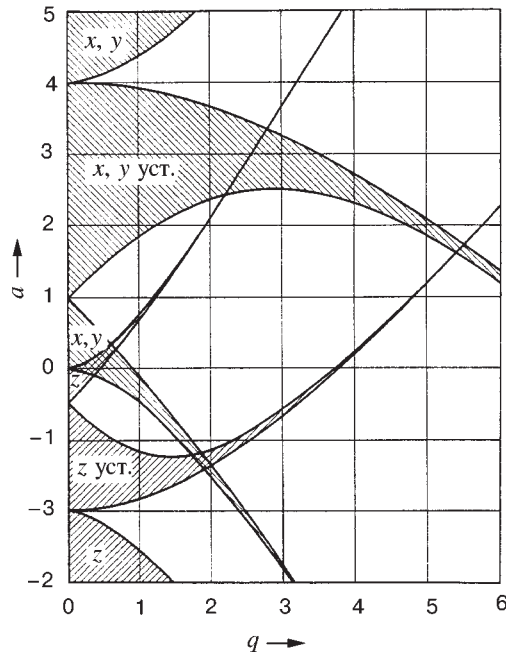


Рис.23. Области стабильности решений уравнений Маттье для осесимметричного объемного квадрупольного [68]

на в книге [68]. Решение каждого из уравнений (38), согласно [68], представляется в виде суммы двух рядов, которые описывают или неограниченно растущее (неустойчивое), или ограниченное (устойчивое) решение.

Частный случай анализа решений уравнений Маттье применительно к полю объемного квадрупольного впервые был дан в работе [66]. На плоскости значений a и q на рис. 23, взятом из [66], заштрихованные области представляют устойчивые решения системы уравнений (38) соответственно в радиальном (x, y) и аксиальном (z) сечениях объемного квадрупольного, незаштрихованные области — неустойчивые решения. Общие дважды заштрихованные области представляют устойчивые решения одновременно в двух направлениях движения частиц.

Первая область устойчивости, обычно используемая на практике, ограничена значениями $0 < a < 0,3$ и $0 < q < 0,9$. Путем изменения ω_0 или G_{rU} и G_{rV} последовательно выявляют ионы с устойчивым движением, обеспечивая при этом их идентификацию по значению отношения m/q .

Аналогичным образом действует двухмерный цилиндрический квадрупольный масс-спектрометр [67]. В этом случае избирательность масс-спектрометра проявляется в том, что ионы только с определенным значением m/q пролетают сквозь цилиндрическое квадрупольное поле параллельно его оптической оси z , не претерпевая при пролете сильного отклонения и выбывания из пучка. Модификацией четырехполюсного цилиндрического квадрупольного масс-спектрометра является его однополюсный или монополюсный вариант [69] (рис. 21,б, но без входного окна W), в котором исключена оптическая ось z , открытая для пролета всех ионов из-за отсутствия на оси селективного действия электрического поля.

Первая иллюстрация работы электрического двухмерного цилиндрического квадрупольного масс-фильтра Пауля была дана в [67] на примере разде-

ления ионов ^{85}Rb и ^{87}Rb . Первые описания действия электрического объемного трехмерного осесимметричного квадрупольного в качестве масс-спектрометра приведены в работах [66, 70].

Фишер, впервые продемонстрировавший [66] разделение с помощью электрического гиперблоида изотопов криптона и производных пропана, назвал новое устройство «ионной клеткой» (Ionenkafig). Однако впоследствии в физических исследованиях это устройство получило название «ионная ловушка» (ion trap), ловушка Пауля, а в химических исследованиях — квисстор (quistor) (от полного английского наименования — quadrupole ion storage trap).

В настоящее время основное применение электрической резонансной высокочастотной гиперболической ловушки Пауля — это удержание и накопление ионов для прецизионных атомных и ядерных спектроскопических исследований, и в том числе — исследований с применением лазерного луча. Другое, не менее широкое использование ловушки Пауля, как и цилиндрический квадрупольный масс-спектрометр, также носящий его имя, находит в области измерений атомных и молекулярных масс.

Существенной особенностью объемной гиперболической электрической ионной ловушки, применяемой в качестве масс-спектрометра, является возможность совмещения области ионизации атомов и области масс-анализа ионов в одном небольшом объеме ловушки. Это исключает необходимость иметь отдельный ионный источник со специальными устройствами экстракции, ускорения и ввода ионов в ловушку, что обеспечивает высокую чувствительность устройства. Одним из примеров применения ионной ловушки Пауля в качестве высокочувствительного масс-спектрометра явилась нашумевшая в свое время история труднодоступного обнаружения в винах некоторых европейских фирм примеси диэтиленгликоля (грушевой эссенции).

12. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В СОВМЕЩЕННЫХ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Траектории заряженных частиц в совмещенных магнитном и электрическом полях с параллельными друг другу силовыми линиями описываются в линейном приближении независимыми друг от друга уравнениями без перемешивания членов уравнений, обусловленного одновременным действием магнитной и электрической сил. Поэтому дисперсионные траектории в каждой из двух ортогональных плоскостей отклонения в этом случае определяются формулами из соответствующих предыдущих разделов обзора и не требуют дополнений.

12.1. Масс-спектрограф Томсона. Примером масс-анализатора с параллельными друг другу однородными магнитным B_z и электрическим E_z поля-

ми является масс-спектрограф Томсона [71], относящийся к классическим масс-анализаторам. В спектрографе [71] используются малые угловые отклонения осевых траекторий. В этом случае пучок дает изображение следов осевых траекторий на светящемся под действием ионов экране (например, из вельимита в опытах Томсона) в виде ветвей параболы $z = [mE_{0z}/qB_{0z}^2 X_0(L_2 + X_0/2)]y^2$, где y и z — декартовы координаты отклонения ионного луча перпендикулярно первоначальному направлению движения ионов вдоль оси x , X_0 — длина пролета ионов в совмещенных магнитном и электрическом полях, L_2 — расстояние от выходной границы анализирующих магнитного и электрического полей до приемника-экрана. Диспергирование ионов с различным отношением m/q здесь проявляется в различии парабол, как это показано на рис. 24.

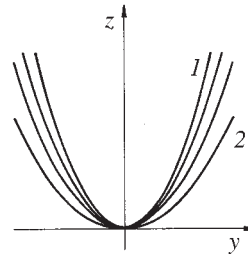


Рис.24. Масс-анализ с помощью спектрографа Томсона [71], $(m/q)_1 > (m/q)_2$

Масс-спектрограф Томсона [71], с помощью которого впервые было показано существование изотопов элементов, является наглядной демонстрацией реализации оптики осевых траекторий, принятой в настоящем обзоре для иллюстрации диспергирования ионов и заряженных частиц масс-анализаторами. В приборе Томсона ионный пучок формировался из так называемых во времена Томсона каналовых положительных лучей механическим коллимированием с помощью длинного отверстия с малым диаметром.

12.2. Соленоидальный тормозящий спектрометр. Для измерения массы нейтрино при β -распаде трития путем измерения энергетического спектра β -частиц (см. разд. 7) в работе [72] было предложено использовать торможение β -частиц статическим электрическим полем в продольном, изменяющемся в пространстве соленоидальном магнитном поле. Рассматриваемый метод измерения, названный в [72] методом магнитной адиабатической коллимации, был реализован также и авторами работы [73]. Схема устройства, названного в работе [73] соленоидальным тормозящим спектрометром, воспроизведена на рис. 25.

Источник β -частиц и детектор помещены в двух сверхпроводящих соленоидах с осевой магнитной индукцией B_0 . В промежутке между соленоидами расположена система тормозящих электродов. Силовые линии магнитного поля образуют сначала расходящийся и затем сходящийся поток, что обеспечивает акцептирование β -частиц спектрометром в пределах телесного угла 2π ср и их транспортировку к детектору небольшого размера после электрического торможения и селекции части частиц. В медианной плоскости между двумя соленоидами, где магнитная индукция снижается до минимума B_1 , поперечная кинетическая энергия $k_{\perp}$ β -частиц, обусловленная их начальным циклотронным вращением в магнитном поле, в значительной мере трансформи-

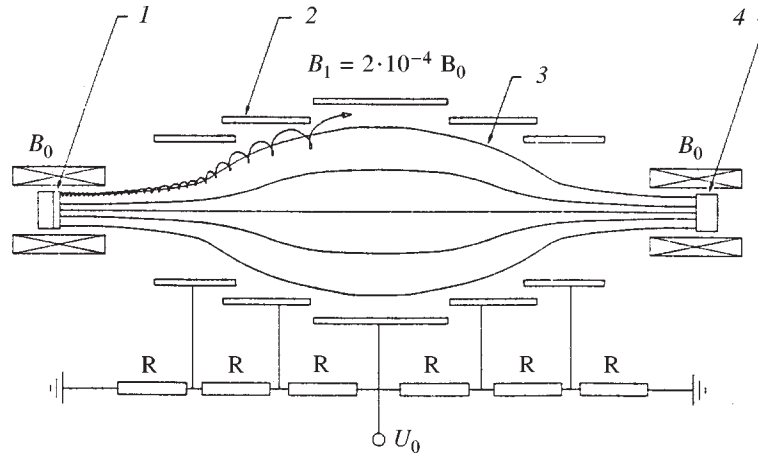


Рис.25. Схема соленоидального тормозящего спектрометра [73]: 1 — источник частиц; 2 — электроды; 3 — силовая линия магнитного поля; 4 — детектор частиц

руется в продольную кинетическую энергию $k_{\parallel}$. При этом имеет место соотношение $k_{\perp 1}/k_{\perp 0} = B_1/B_0$, выполняющееся, как известно, лишь приближенно. Этим самым как бы обеспечиваются трансформация начального поперечного движения β -частиц в продольное движение и точность интегрального порогового измерения продольной энергии задерживающим потенциалом на уровне $\delta k = \Delta k / k_0 = B_1 / B_0 = 2 \cdot 10^{-4}$. Этого достаточно для определения конечной точки спектра энергий β -частиц трития с точностью до $\Delta k = 4$ эВ.

Между тем заметим, что в рассматриваемых экспериментах [72, 73] в значительном числе случаев имеет место внеаксиальный вылет β -частиц из источника ($r_0 \neq 0$) параллельно или почти параллельно оси соленоида ($\dot{\phi}_0 = 0$, $\dot{r}_0 = 0$, $\dot{z} \neq 0$). Для таких частиц осуществляется не учитываемая в [73] трансформация части их продольной кинетической энергии в поперечную при пролете в спадающем магнитном поле, ухудшающая точность энергетического анализа. В работе [73] движение электронов рассматривается как первоначально состоящее из циклотронного вращения вокруг некоторого центра и движения этого центра. Результатом такого рассмотрения является трансформация только энергии вращения заряженной частицы в продольную (иногда только части продольной энергии), но не наоборот. В действительности, из уравнения Максвелла $\text{div } \mathbf{B} = 0$ следует в первом приближении для изменяющегося вдоль оси z магнитного поля $B_r(\phi, r, z) = -(r/2)dB_z(\phi, r, z)/dz$. Подставляя B_r в правую часть уравнения (3а) и пренебрегая малым под действием силы второго порядка изменением r ($\dot{r}_0 = 0$) при движении в магнитном поле,

получаем следующий первый интеграл $mr_0^2\dot{\phi}(t) \approx (qr_0^2/2) \int \dot{z}(dB/dz)dt = (qr_0^2/2) \int dB$, из которого в медианной плоскости устройства имеем $mr_0^2\dot{\phi}_1 = qr_0^2(B_0 - B_1)/2$ или $k_{\perp} \cong q^2 r_0^2 B_0^2 / 8m$. Полученное значение приобретенной электроном поперечной кинетической энергии $k_{\perp}$ равняется потере продольной кинетической энергии, следующей из (3в): $-\Delta k_{\parallel} = (qr_0^2/4m) \iint (dB)^2 \cong q^2 r_0^2 B_0^2 / 8m$, так что закон сохранения энергии выполняется.

Заметим, что отмеченная трансформация продольной энергии заряженных частиц в поперечную в спадающем магнитном поле имеет место и в устройствах формирования моноэнергетического электронного пучка для охлаждения ионов в накопительном кольце и в магнитных ловушках для удержания плазмы. Но там эта трансформация учитывается.

13. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В СОВМЕЩЕННЫХ СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

13.1. Однородные магнитное и электрическое поля. Простейшим для рассмотрения вариантом скрещенных полей является однородное магнитное поле B_z , направленное ортогонально к однородному электрическому полю E_y . Движение заряженных частиц в таких скрещенных полях впервые было проанализировано в [74] и потом реализовано для измерения масс ионов. Это движение описывается в праввинтовой декартовой системе координат уравнениями $m_0\ddot{x} = q_0\dot{y}B_z$, $m_0\ddot{y} = q_0(-\dot{x}B_z + E_y)$. Решение приведенной системы уравнений с начальными условиями, например, $x(0)=0$, $y(0)=0$, $\dot{x}(0)=0$ и $\dot{y}(0)=v_0$, полученное известным способом в параметрической форме, представляет собой трохоиду: $x(t) = (v_d/\omega_{0B})(\omega_{0B}t - \sin\omega_{0B}t) + (v_0/\omega_{0B})(1 - \cos\omega_{0B}t)$, $y(t) = (v_d/\omega_{0B})(1 - \cos\omega_{0B}t) + (v_0/\omega_{0B})\sin\omega_{0B}t$, где $\omega_{0B} = q_0B_z/m_0$ — угловая скорость обращения частицы в магнитном поле по окружности,

$$v_d = E_y / B_z \quad (39)$$

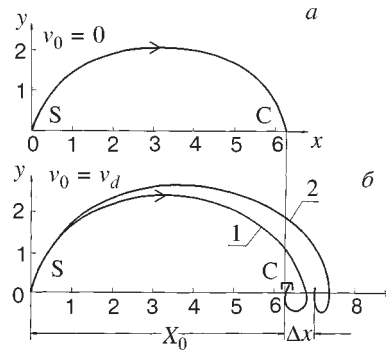


Рис.26. Масс-анализ с помощью трохоидального спектрометра [74]. а) Обыкновенная циклоида, $v_0=0$. За единицу длины принят радиус круга трохоиды. б) 1 — оптическая ось спектрометра, $m=m_0$, $v_0=v_d=E_y/B_z$, $q=q_0$. 2 — осевая дисперсионная траектория, $\delta m=0,1$

— скорость дрейфа центра этой окружности вдоль оси x . Рассмотренное трохоидальное движение представлено на рис. 26 двумя траекториями основной частицы с $v_0 = 0$ (рис. 26,а) и $v_0 = v_d$ (рис. 26,б, кривая 1). Из рисунка и формул движения следует, что частицы независимо от их начальных скоростей перемещаются на одно и то же расстояние вдоль оси x после завершения одного оборота. Диспергирование по m/q заряженных частиц, предварительно ускоренных разностью потенциалов (13), показано на рис. 26,б кривой 2. Оно определяется формулой $\delta x = \Delta x / X_0 = \delta m - \delta q$, где $X_0 = 2\pi m_0 E_y / q_0 B_z^2$. Трохоидальный анализатор осуществляет фокусировку заряженных частиц по скорости, в отличие, например, от ахроматического параболического масс-спектрографа Томсона, не обеспечивающего такой фокусировки.

13.2. Однородное магнитное и кольцевое электрическое поля. Нулевое приближение, вытекающее из уравнений траектории, приводит к следующему определению радиуса кривизны оптической оси пучка основных частиц в скрещенных магнитном и электрическом полях:

$$1/R_{0BE} = 1/R_{0B} + 1/R_{0E}. \quad (40)$$

В соотношении (40) R_{0B} определяется формулой (5) как радиус кривизны траектории основной частицы в магнитном поле $B_z = B_{0z}$. Радиус R_{0E} , определенный формулой (31), в скрещенных магнитном и электрическом полях имеет физический смысл не только в случае $R_{0E} > 0$, но и в случае $R_{0E} < 0$ при $qE_{0r} > 0$, если $R_{0BE} > 0$.

Определение итогового радиуса кривизны оптической оси скрещенных магнитного и электрического полей формулой (40), существенно упрощающей рассмотрение движения заряженных частиц в таких полях, было введено в [2, с. 893] и впоследствии использовалось в [3, с. 110-114], а также в работах других авторов (см., например, [75, с. 93]).

Согласно (40), например, при торцевом внеосевом $r_0 \neq 0$ и параллельном оси $\dot{r}_0 = 0$ вводе заряженных частиц в магнитное поле соленоида имеем осесимметричное движение частиц с $r = R_{0BE} = r_0$, если внутри соленоида размещен электрический кольцевой дефлектор с $E_{0r} = q_0 B_{0z}^2 r_0 / 4m_0$. В этом случае $R_{0E} = -R_{0BE}$ и $R_{0B} = r_0 / 2 = R_{0BE} / 2$ и скорость частиц на оптической оси удовлетворяет равенству

$$v_0 = 2E_{0r} / B_{0z}. \quad (41)$$

Из уравнения движения следуют в линейном приближении уравнения траекторий частиц в совмещенных полях и дисперсионные решения, тождественные (6) и (8)—(11), но со следующими определениями параметров:

$$p^2 = R_{0BE} [(1+b_1)/R_{0B} + (3+e_1)/R_{0E} - R_{0BE}/R_{0B}R_{0E}], \quad (42)$$

$$q^2 = -R_{0BE} [b_1/R_{0B} + (1+e_1)/R_{0E}], \quad \delta BER = \delta m + (1+R_{0BE}/R_{0E}) \delta v - \delta q.$$

Из формул (42) непосредственно вытекают некоторые особенности диспергирования заряженных частиц совмещенными скрещенными полями. Например, при $R_{0E} = -R_{0BE}$ и $R_{0B} = R_{0BE} / 2$ зависимость диспергирования заряженных частиц в анализаторе от скорости ионов исчезает и $\delta y = y_\delta / R_{0BE} = = Y_{\delta BE} (\delta m - \delta q)$.

Один из немногих примеров применения совмещенных скрещенных полей — это вторая ступень масс-сепаратора, предназначенного для получения изотопов тяжелых элементов высокой чистоты [76].

13.3. Масс-спектрограф типа «фильтра Вина». При $R_{0E} = -R_{0B}$ из формулы (40) имеем $R_{0BE} = \infty$ т.е. оптическая ось анализатора есть прямая линия. В этом случае для однородных магнитного и электрического полей в декартовой системе координат получаем $\delta y = \Delta y / X_0 \cong (L_0 / 2R_{0B}) \delta v = -(X_0 / 2R_{0E}) \delta v$, где X_0 — протяженность скрещенных полей вдоль оси x . В этом случае диспергирование заряженных частиц анализатором в линейном приближении производится только по скоростям частиц и не зависит ни от их массы, ни от их заряда. Скорость заряженных частиц, проходящих без отклонения от прямой оптической оси анализатора v_0 , удовлетворяет соотношению

$$v_0 = E_y / B_z. \quad (43)$$

Здесь значение требуемого электрического поля на прямолинейной оси фильтра скоростей (43) в два раза выше, чем на круговой орбите кольцевого анализатора со скрещенными полями (41).

Анализатор с $R_{0E} = -R_{0B}$ был применен Вином [77] как предварительный селектор скоростей в экспериментах по определению отношения m/q для электронов и ионов с помощью магнитного анализатора. Фильтр скоростей Вина использовался Томсоном для изучения электрической проводимости газов и в том числе для измерения электрического заряда так называемых в то время корпускул катодных лучей, за что Томсон в 1906 г. был удостоен Нобелевской премии.

Фильтр скоростей Вина, примененный к ионам, ускоренным постоянной разностью потенциалов (13), осуществляет сепарацию ионов по m/q в варианте масс-спектрографа. В этом случае $\Delta y / X_0 = (X_0 + 2L_2) \delta m / 4R_{0B}$, где L_2 — расстояние от выходной границы анализатора до плоскости сбора сепарированных ионов. Селектор скоростей Вина в качестве сепаратора изотопов, описан, например, в [78]. Особенностью такого масс-сепаратора является его регулируемая диспергирующая способность, задаваемая значениями E и B . Варьируемое диспергирование важно для обеспечения оптимальных условий сепарации изотопов химических элементов в широком диапазоне их массовых чисел.

14. ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

14.1. Однородное магнитное и кольцевое электрическое поля. Частота обращения основных ионов f_{0BE} , движущихся по круговой оптической оси R_{0BE} в скрещенных магнитном и электрическом полях, следует из равенства (40):

$$f_{0BE} = f_{0B} + f_{0E}, \quad (44)$$

где f_{0B} и f_{0E} — слагаемые частоты, выражаемые формулами (24) и (33). Алгебраическое сложение частот (44), учитывающее направления их векторов, определяет, например, частоту обращения основных ионов на орбитах в полях (41) как $f_{0BE} = f_{0B} - f_{0E} = f_{0B} / 2 = -f_{0E}$.

Частота обращения неосновных частиц в скрещенных полях, найденная способом, аналогичным методу определения частот в разделенных магнитном (см. разд. 8) и электрическом (см. разд. 11) полях, не зависит от скорости частиц, если выполняется условие

$$1 - (1 + R_{0BE} / R_{0E})^2 / \rho^2 = 0. \quad (45)$$

Условие (45) выполняется, если скрещенными полями являются однородное магнитное поле ($b_1 = 0, \rho = 1$) и электрическое поле с линейным показателем $e_1 = 1 (\rho = 2)$. Относительное диспергирование заряженных частиц по частотам их обращения в таких скрещенных полях $\delta f_{BE} = \Delta f / f_{0BE} = -\delta m + \delta q$, где f_{0BE} выражается формулой (44).

14.2. Ловушка Пеннинга. Рассмотренный выше трехмерный электрический квадруполь с обратной полярностью электродов, помещенный в однородное магнитное поле, явился качественно новым устройством для прецизионного измерения атомных масс. Обратная полярность электродов нужна для удержания заряженных частиц вдоль силовых линий магнитного поля. Это устройство было названо ловушкой Пеннинга в знак признания практически важного предложения Пеннинга использовать поперечное магнитное поле для удержания электронов в плазме электрического разряда, высказанного [79] им в 1936 г., однако в связи с другим устройством. Действие ловушки Пеннинга во многом аналогично масс-спектрометрическому частотному действию скрещенных однородного магнитного и кольцевого электрического полей (см. п. 14.1). Рассмотрение некоторых специфических вопросов движения ионов в ловушке Пеннинга можно найти, например, в [80-82]. Ниже приводятся некоторые результаты из области теории ловушки Пеннинга, полученные в одной из последних работ [82].

Две равновесные круговые траектории ионов в ловушке Пеннинга.

В [82] получено следующее соотношение нулевого порядка для радиуса круговой траектории в ловушке Пеннинга, аналогичное соотношению (40):

$$1/R_{0BG} = 1/R_{0B} + R_{0BG}/R_{0G}^2, \quad (46)$$

где $R_{0G}^2 = -m_0 y_0^2 / q_0 G_r$ имеет условное отрицательное значение в силу обратной полярности электродов трехмерного квадрупольного поля $q_0 G_r > 0$. Однако в случае $q_0 G_r < 0$ величина R_{0G}^2 приобретает физический смысл квадрата радиуса кривизны траектории. Из (46) следует существование двух решений $R_{0BG}^{\pm} = -(R_{0G}^2 / 2R_{0B}) [1 \pm (1 + 4R_{0B}^2 / R_{0G}^2)^{1/2}]$, означающих, что в ловушке Пеннинга заряженная частица с массой m_0 , скоростью v_0 и зарядом q_0 имеет две равновесные круговые орбиты, в отличие от всех других рассмотренных выше ионно-оптических магнитных и электрических систем. Скорость частиц на равновесной орбите с радиусом R_{0BG}^+ удовлетворяет приближенному соотношению

$$v_0 \cong 2R_{0BG}^+ G_r / 2B_{0z} = 2E_r(R_{0BG}^+) / B_{0z}, \quad (47)$$

где $E_r(R_{0BG}^+)$ — напряженность электрического поля на круговой орбите. Выражение (47) аналогично соотношению (41) для скрещенных однородного магнитного и кольцевого электрического полей, и существенно отличается от скорости прохождения частиц сквозь фильтр Вина (43), которое без каких либо обоснований обычно используется при рассмотрении движения частиц в ловушке Пеннинга.

К частотному методу масс-анализа в ловушке Пеннинга. Из (46) также следуют [82] две частоты обращения частиц в ловушке Пеннинга

$$f_{0BG}^{\pm} = (f_{0B} / 2) [1 \pm (1 + 4f_{0G}^2 / f_{0B}^2)^{1/2}], \quad (48)$$

где $f_{0BG}^{\pm} = v_0 / 2\pi R_{0BG}^{\pm}$ — частоты обращения основных ионов в скрещенных полях на орбитах с радиусами $r = R_{0BG}^{\pm}$, f_{0B} и f_{0G} определены, соответственно, формулами (24) и (37).

Сложилось так, что величину $[q_0 G_r / (2\pi)^2 m_0] > 0$ не используют для описания радиального движения и обращаются к f_{0z}^2 , несмотря на то, что в идеальном поле ловушки Пеннинга круговые движения частиц в радиальной плоскости и осцилляция частиц по оси z не связаны в линейном приближении. Эти два движения — радиальное и аксиальное, смешиваются (интерферируют) в третьем порядке по малым величинам при наличии, например, октупольной составляющей электрического поля, ближайшей по мультипольности и по типу симметрии к квадрупольному полю. Такая составляющая может генерироваться трехмерным электрическим октуполем, представленным на рис. 22, в, или каким-то его проявлением в несовершенном гиперboloиде.

Заметим, кстати, что объемный электрический октуполь, помещенный в однородное магнитное поле, образует ангармоническую ловушку, удерживающую в объеме одновременно положительно и отрицательно заряженные ча-

стицы. Аналогичная неявно выраженная октупольная система использовалась, например, для накопления антипротонов и позитронов в экспериментах по синтезу антиводорода [83].

Аналитическое представление траекторий заряженных частиц в ловушке Пеннинга. Движение частиц в скрещенных однородном магнитном и объемном квадрупольном электрическом полях с частотой f_{0BG}^+ (а мы добавим — и с радиусом равновесной орбиты R_{0BG}^-) называют измененным циклотронным движением, или квазициклотронным, отличие которого от сугубо циклотронного движения обусловлено дополнительным центробежным действием электрического поля на заряженную частицу.

Движение частиц с частотой f_{0BG}^- или f_{0z} (а мы добавим — и с радиусом равновесной орбиты R_{0BG}^+) называют магнетронным движением из-за некой аналогии с движением электронов в магнетроне — магнитном устройстве, генерирующем высокочастотное электромагнитное излучение.

Движение ионов в ловушке Пеннинга определяется в цилиндрической системе координат уравнениями

$$\ddot{\phi} = (\omega_{0B} - 2\dot{\phi})\dot{r} / r, \quad (49a)$$

$$\ddot{r} + \omega_{0r}^2 r = 0 \quad (49b)$$

где $\omega_{0r}^2 = \omega_{0B}\dot{\phi} + \omega_{0G}^2 - \dot{\phi}^2$, $\omega_{0G}^2 = -q_0 G_r / m_0$. Обычно такая система уравнений движения решается численными методами, например, методом Рунге — Кутты. В работе [82] решение системы проведено аналитически методом последовательных приближений, который использовался автором ранее [84] при рассмотрении в хроматических абберациях второго порядка магнитных анализаторов так называемых секулярных, или вековых, членов, ведущих свое начало из решений уравнения движения Луны вокруг Земли при учете влияния притяжения Солнца. В правильности полученного решения

$$\dot{\phi}(t) = \omega_{0B} / 2 + [\dot{\phi}(0) - \omega_{0B} / 2][r(0) / r(t)]^2 \quad (50)$$

легко убедиться непосредственным его дифференцированием и подстановкой в исходное уравнение (49a). При торцевом внеосевом вводе частицы в соленоид $r(0) \neq 0$, $\dot{r}(0) = 0$ согласно новой формулировке теоремы Буша (см. п.13.2) $\dot{\phi}(0) = \omega_{0B} / 2$, т.к. $R_{0B} = r(0) / 2$, и зависимость угловой скорости обращения частицы $\dot{\phi}(t)$ (49) от времени исчезает. В этом случае траектория частицы описывается решением уравнения (49b)

$$r(t, \phi) = 2R_{0B} \cos \omega_{0r} t = 2R_{0B} \cos(\phi / n), \quad (51)$$

где использовано $t = \phi / \dot{\phi} = 2\phi / \omega_{0B}$ и n принимает значения $n = 1, 2, 3, 4$ и ∞ при

$$(\omega_{0G})^2 / (\omega_{0B})^2 = 0, -3/16, -2/96, -15/64, -1/4. \quad (52)$$

Разложение движения заряженных частиц в ловушке Пеннинга на вращательное и дрейфовое. Траектории частицы в скрещенных полях ловушки Пеннинга можно представить как суперпозицию кругового вращательного и кругового дрейфового движений. В работе [82] приведена схема, похоже, единственно возможного варианта разложения найденного движения в ловушке Пеннинга (51) на указанные выше составляющие. В качестве радиусов вращательного и дрейфового движений принят один и тот же радиус орбиты частицы в однородном магнитном поле $R_{0B}: R_{\text{rot}} = R_{0B}$ и $R_d = R_{0B}$. В качестве угловой скорости вращательного движения взята квазициклотронная угловая скорость: $\omega_{\text{rot}} = \omega_{0BG}^+$. Тогда из схемы разложения движения следует, что угловая скорость дрейфового движения

$$\omega_d = (\omega_{0B} / 2) \{1 - [1 + 4(\omega_{0G})^2 / (\omega_{0B})^2]^{1/2}\}. \quad (53).$$

Для указанных выше пяти значений параметра траектории частицы в ловушке (52) имеют место следующие численные значения относительной угловой скорости дрейфа: $\omega_d / \omega_{0B} = 0, 1/4, 1/3, 3/8$ и $1/2$. Последнее значение ω_d отвечает вращательному перемещению частицы по окружности и дрейфу центра этой окружности с одинаковыми угловыми скоростями $\omega_{0B}/2$ приводящим к результирующему осесимметричному круговому движению со скоростью $\omega_{0BG}^- = \omega_{0B} / 2$.

Такое дрейфовое движение не описывается ни формулой (39), ни формулой (43). Оно не является, вопреки распространенному мнению, эпигипотрохоидальным, т.е. образованным качением круга по внешней (внутренней) стороне окружности.

Детектирование ионов в ловушке Пеннинга. В идеальной ловушке Пеннинга, имеющей аксиально-симметричное электрическое поле, детектирование частиц осуществляется посредством регистрации индукционного сигнала от движения частиц вдоль электрических силовых линий E_r или E_z , определяемого теоремой Рамо—Шокли. В общем случае смешанного вращательного и дрейфового движений индуцируются частоты f_{0BG}^+ и f_{0BG}^- . Отсюда дисперсионная функция отклика масс-спектрометра Пеннинга имеет вид $\delta f_{BG}^{+-} = \Delta f / f_{0BG}^{+-} = -\delta m + \delta q$, которая не зависит от разброса скоростей ионов.

Сложный вопрос взаимодействия частиц с электрическим полем в ловушке Пеннинга, важный для охлаждения ионов и измерения частоты их обращения, рассмотрен в обстоятельной работе [85]. В работе анализируется роль азимутальной составляющей электрического поля в формировании электрического сигнала от кругового движения ионов, но уже в поле неправильного, аксиально разрезанного гиперboloида, поскольку, как отмечается в [85], к несчастью, уравнение Лапласа не имеет простого аналитического решения второго порядка, обеспечивающего азимутальную составляющую поля. Поэтому авторам [85] пришлось рассчитывать азимутальную компоненту поля в таких

«разрезанных» устройствах численными методами, очень трудоемкими для трехмерных систем. Была модифицирована программа численного решения уравнения Лапласа для ловушки с разрезами кругового электрода гиперboloида и получен ряд интересных для практического использования результатов. В частности, было найдено, что в ловушке с кольцевым электродом, разделенным вдоль оси z на четыре части, возникает азимутальная составляющая электрического поля, непосредственно откликающаяся на суммарную частоту $f_{0BG}^+ + f_{0BG}^-$, равная, как следует из (48), более строго определенной и более стабильной частоте f_{0B} .

Метод аналитического решения обратной задачи [62] дает простой способ построения электрического поля с азимутальной компонентой E_ϕ в трансформированном гиперboloиде. Например, в [62, 82] для заданного базового электрического поля в виде $E_\phi(\phi, r, 0) = kr^l \sin m\phi$, $E_z(\phi, 0, z) = -2G_r z$, $E_z(\phi, r, 0) = 0$ из уравнений Максвелла $\text{div } \mathbf{D} = 0$ и $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ интегрированием получено $E_\phi(\phi, r, z) = [km^2 r^l / (l+1)^2] \sin m\phi$, $E_r(\phi, r, z) = G_r r - [kmr^l / (l+1)] \cos m\phi$, $E_z(\phi, r, z) = -2G_r z$. Для обеспечения изохронности движения полагаем $l = 1$ и, следовательно, имеем $m = l + 1 = 2$. Потенциал такого поля $U(\phi, r, z) = G_r (r^2 / 2 - z^2) + kr^2 \cos 2\phi$ при $k = 0$ определяет известный гиперboloид, состоящий из одного кольцевого и двух торцевых электродов. При $0 < k < G_r$ сечения трех электродов в плоскости $z = \text{const}$ представляют собой эллипсы, обуславливающие появление азимутальной составляющей в электрическом поле с периодичностью, равной второй гармонике дрейфового движения частицы в ловушке Пеннинга (53).

Из [62, 82] также следует, что движение заряженной частицы по круговой орбите со смещением с оси идеальной ловушки Пеннинга дрейфующим центром также индуцирует переменный электрический сигнал с частотой $\omega_{\text{rot}} = \omega_{0BG}^+$ в цепи торцевой — кольцевой гиперболические электроды, вызванный составляющей $kr \cos \phi$. Все это дает возможность также измерять сумму частот (48), но с помощью сплошных, более чувствительных электродов.

Рассмотренные выше особенности движения заряженных частиц в ловушке Пеннинга предполагается использовать в масс-спектрометрической ионной ловушке in-flight, планируемой для магнитного канала КОМБАС [11].

В настоящее время ловушки Пеннинга широко используются для прецизионных измерений атомных масс, для измерения гиромангнитных факторов элементарных заряженных частиц. Другим приложением ловушки Пеннинга является удержание в ее скрещенных полях движущихся по орбитам заряженных частиц в экспериментах различного назначения. Наиболее яркий пример таких экспериментов — это удержание одиночного электрона, впервые осуществленное в работе Демельта и других [86]. Одиночный электрон в ловушке Пеннинга представляет собой устойчивую квантово-механическую си-

стему, которая подобна атому водорода и поэтому дает возможность измерять некоторые константы движения электрона с точностью, характерной для измерений атомных констант водорода. По предложению Демельта такая искусственная система была названа «атомом геониума», по-видимому, как отражение факта построения квазиатомной структуры с помощью «земных» (человеком произведенных) магнитного и электрического полей. За развитие техники ловушек заряженных частиц Пауль и Демельт были удостоены в 1989 г. Нобелевской премии.

15. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре были рассмотрены все используемые приемы диспергирования ионов и заряженных частиц на основе осевых траекторий частиц в магнитном и электрическом полях, обеспечивающих наиболее точные измерения атомных масс. Поэтому здесь не обсуждался, например, известный метод приближенного определения массовых чисел осколков деления по их кинетической энергии k и времени пролета t , функции отклика для которого $\delta k = \delta m + 2\delta v$ и $\delta t = -\delta v$. Не было обращено внимание также на чисто условный, гипотетический гравитационный масс-анализатор, в котором диспергирование ионов, предварительно ускоренных разностью потенциалов U_0 , осуществляется полем притяжения Земли: $\delta y_g = \Delta y / X_0 = (g X_0 m_0 / 4q_0 U_0) (\delta m - \delta q)$, где g — гравитационная постоянная.

Масс-анализаторы с последовательно расположенными друг за другом магнитным и электрическим полями здесь не были представлены потому, что для понимания принципов их построения и общего действия требуется привлечение помимо осевых дисперсионных траекторий также и неосевых, поскольку осевая дисперсионная траектория первого элемента составного анализатора перестает быть осевой в его последующих элементах.

Существенное упрощение теории диспергирования в обзоре было достигнуто в результате не только осевого рассмотрения, но и введения для индексации неосновных частиц дифференциальных различий их параметров — массы, скорости и заряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарантин Н.И. — ЭЧАЯ, 1995, т.26, вып.4, с.1046.
2. Тарантин Н.И. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.4, с.851;
Тарантин Н.И. — Вopr. атомн. науки и техн. — Радиационная техн., 1986, вып.1(32), с.70.
3. Тарантин Н.И. — Магнитные статические анализаторы заряженных частиц. Поля и линейная оптика. М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. Кабаченко А.П., Тарантин Н.И. — Сообщение ОИЯИ Р13-80-737, Дубна, 1980;
Тарантин Н.И., Кабаченко А.П.

- А.с. СССР, №983827, 1980. Способ масс- спектрального анализа элементного состава вещества. Опул. в ОИПОТЗ, 1982, № 47, с.231.
5. **Dempster A.J.** — Phys. Rev., 1918, v.11, p.31.
 6. **Bleakney W.** — Am. Phys. Theach., 1936, v.4, p.12.
 7. **Goudsmit S.A.** — Phys. Rev., 1948, v.4, p.621.
 8. **Smith L.G.** — Phys. Rev., 1951, v.81, p.295A;
 - Smith L.G.** — Rev. Sci. Instr., 1951, v.22, p.115.
 9. **Smith L.G.** — Phys. Rev., 1952, v.85, p.767.
 10. **De Saint Simon M., Thibault C., Audi G. et al.** — Phys. Scripta, 1995, v.59, p.406.
 11. **Artukh A.G., Obukhov Y.L., Stchepunov V.A. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1991, v.A306, p.123.
 - Artukh A.G., Gridnev G.F., Grushezki M et al.** — Preprint JINR E7-98-294, Dubna, 1998.
 - Artukh A.G., Tarantin N.T.** — Nucl. Instr. and Meth., 1997, v.B126, p.246.
 12. **Münzenberg G. et al.** — 1st Conf. on Radioactive Nucl. Beams, 1990, Berkely.
 13. **Geissel H., Armbruster P., Behr K.H. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B70, p.286.
 14. **Sherrill B.M., Morrissey D.J., Nolen Jr. J.A., Winger J.A.** — Nucl. Instr. and Meth., 1993, v.B56/57, p.1106.
 15. **Tarantin N.I.** — Proc. of the Third Kiev's International School on Nuclear Physics. Kiev, 1992, v.2, p.414.
 - Tarantin N.I.** — JINR, FLNR, Scientific Report 1991-1992. E7-93-57, Dubna, 1993, p.267;
 - Tarantin N.I.** — JINR, Intern. School-Seminar on heavy ion Physics, Ed. Yu.Ts. Oganessian, Yu.E. Penionzhkevich, R. Kalpakchieva. Dubna, 1993, v.2, p.462;
 - Тарантин Н.И.** — Патент №2054830, 1994. Магнитный канал. Опул. в Бюл. Комитета Российской Федерации по патентам и товарным знакам. Изобретения. 1996, №5, с.253.
 - Тарантин Н.И.** — II Научный семинар памяти В.П. Саранцева, Дубна, 23-24 сентября, 1997, ОИЯИ, Д9-98-153, Дубна, 1998, с.127.
 16. **Bush H.** — Ann. Phys., 1926, bd.81, s.974.
 17. **Wouters J.M., Vieira D.J., Wollnik H. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1985, v.A240, p.77.
 18. **Auger G., Bajard M., Baron E. et al.** — Nouvelles du GANIL., 1991, № 37, p.11.
 19. **Fujita Y., Trotscher J., Schwab Th. et al.** — Proc. Intern. Symp. on Structure and Reactions of Unstable Nuclei, Ed. K. Ikeda, Y. Suzuki, Nigata, Japan, 1991, p.40.
 20. **Trotscher J., Wollnik H., Balog K. et al.** — Nuclei Far From Stability / Atomic Masses and Fundamental Constants. Ed. R. Neugart, A. Wöhr, 1992, p.959.
 21. **Jacmart J.S., Liu M., Mazloum F. et al.** — Rev. Phys. Appl., 1969, v.4, p.99.
 22. **Artukh A.G., Avdeichikov V.V., Erö J. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1970, v.83, p.72.
 23. **Shapira D., Devries R.M., Fulbright H.W. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1975, v.129, p.123.
 24. **Meier J, Chulkov L., Egelhof P., et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1996, v.A370, p.259.
 25. **Bohr N.** — Kgl. Danske Vid. Selsk. Math.-Fys. Medd., 1948, v.18;
 - Бор Н.** — Прохождение атомных частиц через вещество (пер. с англ.), М.: ИЛ, 1950.
 26. **Cohen B.L., Fulmer C.B.** — Nucl. Phys., 1958, v.6, p.547;
 - Fulmer C.B., Cohen B.L.** — Phys. Rev., 1958, v.109, p.94.
 27. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.S. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1995, v.75, p.1903.
 28. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Mezentsev A.N. et al.** — Sci. Rep. 1991-1992, JINR, E7-93-57, Dubna, 1995, p.303;

- Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Mezentsev A.N. et al. — JINR, Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Ed. Yu.Ts. Oganessian, Yu.E. Penionzhkevich, R.Kalpakchieva. Dubna, 1993, v.2, p.497.
29. Hofmann S., Ninov V., Hebberger E.P. et al. — Z. Phys., 1996, v.A354, p.229.
30. Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V. Oganessian Yu.S. et al. — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.620.
31. Флеров Г.Н., Поликанов С.М., Парфанович Д.М., Тарантин Н.И. — Отчет ЛИП АН СССР, 1953, № 360.
32. Парфанович Д.М. — Материалы конференции по ядерным реакциям с многозарядными ионами (март 1958), ОИЯИ, Р-374, 1958, с.53.
33. Тарантин Н.И. — См. [32], с.107.
34. Флеров Г.Н., Поликанов С.М., Карамян С.А. и др. — ЖЭТФ, 1960, т.38, с.82.
35. Тарантин Н.И. — Канд. дисс., 1960, ИАЭ АН СССР им. И.В.Курчатова.
36. Leachman R.B., Atterling H. — Arkiv for Fysik, 1958, v.13, p.101.
37. Trentelman G.F., Predom B.M., Kashy E. et al. — Phys. Rev., 1971, v.C3, p.2205.
38. Naulin F., Detraz C., Roy-Stephan M. et al. — Phys. Rev., 1982, v.C25, p.1074.
39. Fifield I.K., Durell J.L., Hotchkis M.A.C. — Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.505.
40. Seth K.K., Nann H., Iversen S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v.41, p.1589.
41. Cohen B.L. — Rev. Sci. Instr., 1959, v.30, p.415.
42. Sjögren B. — Nucl. Instr. and Meth., 1960, v.7, p.76.
43. Fujita Y., Hatanaka R., Berg G.P.A. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1997, v.B126, p.274.
44. Тарантин Н.И. — ЖТФ, 1979, т.49, с.251.
45. Tarantin N.I. — Nucl. Instr. and Meth., 1980, v.171, p.535.
46. Тарантин Н.И. — А.с. СССР, № 1594626, 1987. Способ измерения потерь энергии в бинарных ядерных реакциях. Оpubл. в ОИ, 1990 № 35, с.251.
47. Тарантин Н.И. — Сообщение ОИЯИ Р9-11536, Дубна, 1978.
48. Kowalski S., Enge H. — Proc. 4-th Intern. Conf. on Magnet Technol. Brookhaven, 1972, p.182.
49. Bergkvist K.E. — Nucl. Phys., 1972, v.B39, p.317.
50. Bergkvist K.E. — Ark. Phys., 1964, v.27, p.383, 439.
51. Lubimov V.A., Novikov E.G., Nozik V.Z. et al. — Phys. Lett., 1980, vol. B94, p.266.
- Любимов В.А., Новиков Е.Г., Нозик В.З. и др. — ЖЭТФ, 1981, т.81, с.1158.
52. Третьяков Е.Ф. — Изв. АН СССР, 1975, сер. физ., т.39, с.583.
53. Richardson H.O.M. — Proc. Phys. Soc. (London), 1947, v.59, p.791.
54. Тарантин Н.И. — Журн. техн. физ., 1967, т.37, с.375;
- Тарантин Н.И. — В кн.: Призменная электронная спектроскопия высокого разрешения. Вильнюс: Ин-т физ. АН Лит. ССР, 1979, с.18.
55. Hipple J.A., Sommer H., Thomas H.A. — Phys. Rev., 1949, v.76, p.1877L;
- Sommer H., Thomas H.A., Hipple J.A. — Phys. Rev., 1950, v.80, p.497L.
56. Franzke B. — Nucl. Instr. and Meth., 1987, v.B24/25, p.18.
57. Trotscher J. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B70, p.455.
58. Fujita Y., Eickhoff H., Franczak B. et al. — GSI Scientific Report 1992, 93-1, p.369, Darmstadt, 1993;
- Franzke B., Beckert K., Eickhoff H. et al. — GSI Scientific Report 1993, 94-1, p.305, Darmstadt, 1994.
- Haumann M., Beckert K., Eickhoff H. et al. — GSI Scientific Report 1997, 98-1, p.170, Darmstadt, 1998.
59. Пархомчук В.В., Серый А.А., Белов В.П. и др. — Накопительный комплекс тяжелых ионов К4-К10, Сообщение ОИЯИ Р9-92-15, Дубна, 1992, с.41.
60. Мешков И.Н. — ЭЧАЯ, 1994, т.25, вып.6, с.1487.
61. Tarantin N.I. — Abstracts. The Second International Symposium on Nuclear Physics at Storage Rings. St.-Petersburg, Russia, 1994, p.8;
- Tarantin N.I. — JINR FLNR, Scientific Report 1993-1994. JINR, E7-95-227, Dubna, 1995, p.205;

- Tarantin N.I.** — Nucl. Phys., 1997, v.A626, p.333c.
62. **Тарантин Н.И.** — Сообщение ОИЯИ Р9-88-149, Дубна, 1988.
63. **Тарантин Н.И.** — А.с. СССР, № 1443052, 1986. Электростатический цилиндрический дефлектор заряженных частиц. Оpubл. в ОИ, 1988, № 45, p.210.
64. **Тарантин Н.И.** — А.с. СССР, № 1647699, 1988. Электростатический энергоанализатор заряженных частиц. Оpubл. в ОИ, 1991, № 17, с.219.
65. **Мамырин Б.А., Каратаев В.И., Шмигк Д.В., Загулин В.А.** — ЖЭТФ, 1973, т.64, с.82.
66. **Fischer E.** — Zs. Phys., 1959, bd. 156, s.1.
67. **Paul W., Steinwedel H.** — Zs. Naturforsch., 1953, bd.8, s.448.
68. **Мак Лахлан Н.Б.** — Теория и применение функций Матье (пер. с англ.). М. ИЛ: 1953.
69. **Von Zahn V.** — Rev. Sci. Instr., 1963, v.34, p.1.
70. **Berkling K.** — Diplomarbeit. Physik Inst., Univ. Bonn, 1956.
71. **Thomson J.J.** — Phil. Mag., 1911, v.21, p.225.
72. **Lobashev V.M., Spivak P.E.** — Nucl. Instr. and Meth., 1985, v.A240, p.305
73. **Picard A., Backe H., Barth H. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B63, p.345
74. **Bleakney W., Hipple J.A., Jr.** — Phys. Rev., 1938, v.53, p.521.
75. **Nakabuchi H., Sakurai T., Matsuda H.** — Intern. Jour. Mass Spectr. and Ion Phys., 1983, v.49, p.89.
76. **Дмитрук М.И., Малов А.Ф., Панин Б.В. и др.** — Физическая электроника. М.: Атомиздат, вып. 2, 1965, с.47.
77. **Wien W.** — Annalen Phys., 1902, bd.8, s.260.
78. **Wahlin L.** — Nucl. Instr. and Meth., 1965, v.38, p.133.
79. **Penning E.M.** — Physica, 1936, v.3, p.873.
80. **Brown S., Gabrielse G.** — Rev. Mod. Phys., 1986, v.58, p.233.
81. **Kretzschmar M.** — Europ. J. Phys., 1991, v.12, p.240; Phys. Scripta, 1992, v.46, p.544.
82. **Tarantin N.I.** — Nucl. Instr. and Meth., 1997, v.B126, p.392.
83. **Landua R.** — Report F4 on 3rd Int. Conf. on Nuclear Physics at Storage Rings. Bernkastel-Kues, Germany, 1996.
84. **Tarantin N.I.** — Intern. J. Mass Spectrometry Ion Phys., 1983, v.46, p.51.
85. **Bollen G., Moore R.B., Savard G., Stolzenberg H.** — Journ. Appl. Phys., 1990, v.68, p.4355.
86. **Van Dyck R.S., Jr., Schwinberg P.B., Dehmelt H.G.** — In: Atomic Physics. Ed. R.S. Van Dyck, Jr., E.N. Fortson. World Scientific, Singapore 1984.

УДК 577.391; 612.112.94; 612.014.2
614.876; 621.039.58; 629.78; 612.014.48.08

ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИЕ НАРУШЕНИЯ В КЛЕТКАХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЖИВОТНЫХ И ЧЕЛОВЕКА ПРИ ДЕЙСТВИИ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Б.С. Федоренко, С.В. Ворожцова, В.Н. Герасименко,
С.В. Дружинин, Л.А. Юдаева*

Государственный научный центр РФ — Институт медико-биологических
проблем, Москва

Г.П. Снигирева

Научно-исследовательский институт диагностики и хирургии МЗ РФ, Москва

В.А. Шевченко

Институт общей генетики им. Н.И. Вавилова РАН, Москва

Представлен обзор результатов собственных исследований и литературных данных по проблеме изучения цитогенетических эффектов в клетках эпителия роговицы мышей и культуре лимфоцитов периферической крови человека *in vitro* при действии тяжелых ионов низких энергий, протонов широкого энергетического спектра и ускоренных релятивистских ядер. Исследования выполнены на ускорителях заряженных частиц Объединенного института ядерных исследований. На основе полученных данных определены коэффициенты относительной биологической эффективности излучений, показана их зависимость от различных биологических и физических факторов.

Кроме того, в обзоре изложены результаты впервые проведенных исследований цитогенетических нарушений в лимфоцитах периферической крови космонавтов в пред- и послеполетном периодах. Показано увеличение частоты абберрантных клеток и абберраций хромосомного типа после длительных космических полетов. Нарушения генетического аппарата клеток могут привести к нежелательным последствиям в отдаленные сроки после воздействия ионизирующих излучений.

A survey has been presented of the results of own studies and literature data on the cytogenetical effects in cornea epithelium cells of mice and in human peripheral blood lymphocytes cultured *in vitro* which occur due to the action of heavy ions of low energy, protons of

broad energy spectrum and heavier accelerated particles. The studies were performed at the accelerators of the Joint Institute for Nuclear Research. Coefficients of relative biological effectiveness of radiations have been determined, and their dependence upon different biological and physical factors has been shown.

Chromosomal aberrations in cosmonauts' blood lymphocytes before and after space flights have been studied. It has been shown that the frequency of aberrant cells and of chromosomal-type aberrations increases after long space flights. The damage to the hereditary apparatus of cells may lead to unfavourable consequences in distant periods of time after irradiation with ionising radiation.

ВВЕДЕНИЕ

Постоянное возрастание интереса к радиобиологическим исследованиям тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) связано, с одной стороны, с успешным освоением космического пространства, а с другой — со все более расширяющимися возможностями использования тяжелых ионов в радиотерапии злокачественных новообразований и в других отраслях медицины и биологии.

Обеспечение радиационной безопасности экипажей при длительных космических полетах диктует необходимость разностороннего изучения биологических эффектов, обусловленных космическим излучением. Сложный состав космического излучения и широкий энергетический спектр входящих в него частиц предопределяет трудности адекватной оценки радиационной опасности космического излучения. Как известно, космическое излучение состоит преимущественно из высокоэнергетических протонов (около 80% по потоку), α -частиц (13%), и в небольшом количестве в его составе обнаружены более тяжелые ядра. Вместе с тем последние вызывают более половины всех нарушений, обнаруживаемых в биологических объектах. Воспроизвести влияние космического излучения в земных условиях не представляется возможным. Поэтому основным источником получения информации об опасности космического излучения для живых организмов до настоящего времени являются экспериментальные исследования на ускорителях заряженных частиц, позволяющие изучать влияние отдельных его составляющих. Ограниченная часть исследований в области космической радиобиологии может быть проведена в условиях космических полетов. Таким исследованием, в частности, является цитогенетическое изучение частоты и видов хромосомных aberrаций в культуре лимфоцитов периферической крови космонавтов *in vivo* в пред- и послеполетном периоде, результаты которого представлены в настоящей работе.

В процессе митотического деления клеток высших организмов хромосомы — основные носители наследственного материала — становятся доступными для анализа разнообразных структурных повреждений. При формиро-

вании метафазы появляется возможность регистрировать такие нарушения структуры хромосом, как хромосомные и хроматидные фрагменты, дицентрики, кольцевые хромосомы, транслокации и другие аберрации хромосомного и хроматидного типов. Анализ этих нарушений структуры хромосом составляет раздел современной экспериментальной цитогенетики, получивший название метафазного анализа аберраций хромосом. На стадиях анафазы и телофазы митоза дочерние хромосомы расходятся к полюсам двух формирующихся клеток и их структурные нарушения становятся видимыми под микроскопом в виде хромосомных и хроматидных мостов и фрагментов. Этот метод наблюдения хромосомных нарушений, получивший название ана-телофазного метода, исследователи широко используют для изучения влияния различных факторов, в том числе и изучения биологического действия ускоренных заряженных частиц. Возможность количественной характеристики развивающихся эффектов на цитогенетическом уровне позволила установить многие закономерности влияния ионизирующих излучений на живые клетки и, в частности, оценить относительную биологическую эффективность (ОБЭ) излучений широкого спектра энергий.

В настоящем сообщении представлены результаты цитогенетических исследований, основной задачей которых являлось изучение особенностей биологического действия ускоренных заряженных частиц с различными линейными передачами энергии (ЛПЭ), определение коэффициентов относительной биологической эффективности (ОБЭ) ускоренных заряженных частиц, необходимых для оценки опасности космического излучения. В связи с этим в работе представлен анализ цитогенетических эффектов у экспериментальных животных при воздействии протонов и тяжелых ионов, рассмотрены вопросы модифицирующего влияния радиопротекторов в условиях воздействия ускоренных заряженных частиц, а также особенности пострadiaционного восстановления клеток. Авторы сочли целесообразным также представить материалы впервые проведенных исследований влияния космического излучения на наследственные структуры лимфоцитов периферической крови 24 космонавтов с применением метафазного метода цитогенетического анализа.

Результаты исследований *in vivo* и *in vitro* важны для комплексной оценки радиационных рисков и формирования адекватной системы обеспечения радиационной безопасности при длительных космических полетах.

ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ОБЛУЧЕНИЯ ПРОТОНАМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ КЛЕТОК ЭПИТЕЛИЯ РОГОВИЦЫ МЫШЕЙ *IN VIVO*

Клетки эпителия роговицы глаза мелких лабораторных животных являются удобной моделью для изучения относительной биологической эффективности тяжелых заряженных частиц. Клетки роговицы мышей состоят из 3—4 слоев эпителия, при этом два нижних из них имеют достаточно однотипное строение клеток. В процессе старения клетки мигрируют на поверхность

ткани, теряя способность к делению, постепенно отмирают и слущиваются. В роговой оболочке отсутствуют кровеносные сосуды, а снабжение ее необходимыми питательными веществами происходит из прилежащей к ней соединительной ткани. У мелких лабораторных животных имеется четко выраженный суточный ритм митотической активности эпителия роговицы, который сохраняется в экстремальных ситуациях [1]. Митотическая активность эпителия роговицы мышей достигает максимума в утренние часы. В период между 12 и 15 часами митотический индекс близок к среднему его значению за сутки, затем он постепенно снижается до 22 часов, а далее вновь постепенно возрастает. Амплитуда суточных колебаний и среднесуточные значения митотического индекса эпителия роговицы здоровых мышей могут варьировать вследствие сезонности или неоднородности экспериментального материала, однако характер суточных колебаний митотической активности остается неизменным [2—4]. Эти особенности строения роговицы позволяют не только быстро и относительно просто приготовить препараты для цитогенетического анализа, но и проводить исследования в период наиболее высокой митотической активности клеток.

Условия облучения экспериментальных животных на ускорителях Объединенного института ядерных исследований неоднократно описаны нами ранее [5—10]. В табл.1 показаны физические характеристики и уровни доз использованных в экспериментах излучений. Кроме того, животных облучали ядрами релятивистских энергий: протонами, 9 ГэВ (ЛПЭ=0,23 кэВ/мкм), ионами гелия, 4 ГэВ/нуклон (ЛПЭ = 0,88 кэВ/мкм), а также ионами углерода, 4 ГэВ и 300 МэВ/нуклон (ЛПЭ = 7,6 и 12,7 кэВ/мкм соответственно).

Таблица 1. Физические характеристики ускоренных заряженных частиц, использованных в экспериментах по изучению цитологических и цитогенетических нарушений в клетках млекопитающих

Вид излучения	ЛПЭ, кэВ/мкм	Энергия, МэВ/нуклон	Мощность дозы, сГр/мин	Диапазон ис- пользованных доз, сГр
Протоны	2,14	25	0,3	50 ÷ 750
	1,22	50	0,3	50 ÷ 750
	0,25	645	7,0	200 ÷ 800
Ионы гелия	19,7	9,7	10,0	25 ÷ 250
	27,3	6,0	10,0	25 ÷ 250
	37	4,0	10,0	25 ÷ 250
Ионы бора	150	7,5	10,0	25 ÷ 250
Ионы углерода	438	2,5	10,0	25 ÷ 250
Ионы неона	632	6,0	10,0	25 ÷ 250
Гамма- и рентген. лучи	0,25	—	5,0	50 ÷ 750

Результаты проведенных исследований показали, что воздействие протонов с энергиями 25, 50, 645 МэВ, тяжелых ионов и стандартного излучения вызывало значительные нарушения процессов деления клеток эпителия роговицы мышей, которые проявлялись прежде всего в изменении темпа клеточного деления, показателем чего является снижение митотической активности клеток (рис. 1). Наибольшее изменение митотического индекса наблюдалось через 24 часа после воздействия излучений. В последующие сроки имело место восстановление этого показателя. Интенсивность его зависела от величины поглощенной дозы, энергии и вида излучения. При прочих равных услови-

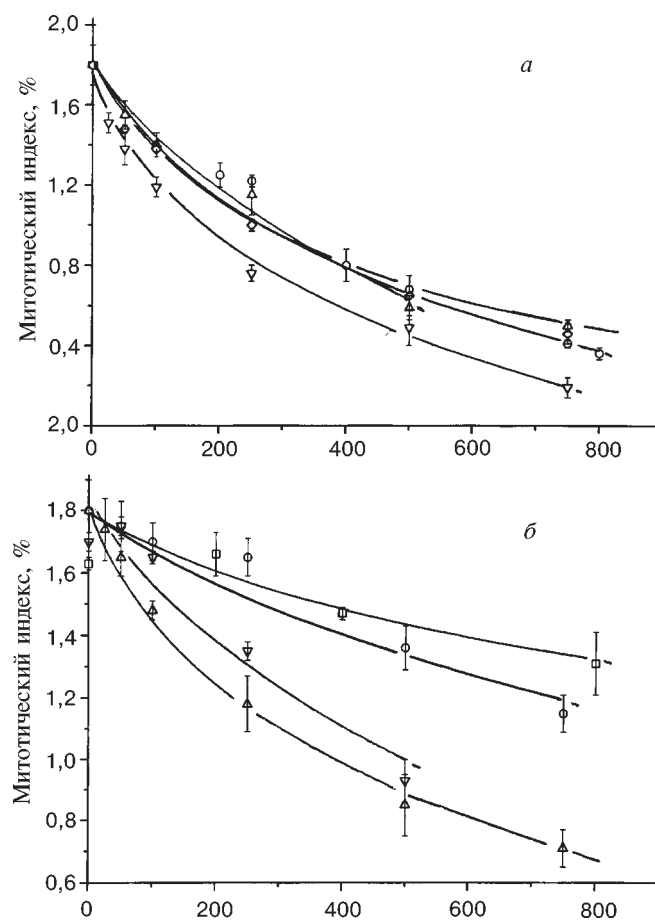


Рис. 1. Зависимость снижения митотического индекса в клетках эпителия роговицы мышей через 24 (а) и 120 (б) часов после облучения протонами с энергией 645 МэВ (○), 50 МэВ (Δ), 25 МэВ (▽) и рентгеновскими лучами (◇)

ях глубина изменения митотического индекса возрастала с увеличением дозы. При анализе дозовой зависимости было показано, что она удовлетворительно описывается следующей формулой:

$$y = y_0 - a(1 - e^{-\alpha D}),$$

где y — митотический индекс, %; y_0 — фоновое значение митотического индекса, %; D — доза, крад; a — свободный член; α — угол наклона кривых, при малых значениях αD .

Сравнительный анализ митотической активности клеток в зависимости от энергии и вида излучения показал, что наиболее существенное угнетающее действие на клетки эпителия роговицы мышей оказывали ионы бора и углерода. Далее в порядке снижения эффективности идут протоны с энергией 25 МэВ. Протоны с энергией 50 МэВ вызывали такие же по величине изменения, как и 180 кВ рентгеновские лучи, тогда как протоны 645 МэВ оказывали менее выраженное снижение митотической активности клеток эпителия роговицы мышей. При сопоставлении равноэффективных доз, вызывающих снижение митотической активности в два раза по сравнению с контролем, было выявлено, что относительная эффективность ионов бора, углерода и протонов с энергиями 25, 50 и 645 МэВ оказалась, соответственно, $4,0 \pm 0,2$; $3,8 \pm 0,2$; $1,6 \pm 0,1$; $1,0 \pm 0,1$; $0,8 \pm 0,1$ по сравнению с рентгеновскими лучами 180 кВ. При сопоставлении полученных значений ОБЭ с ЛПЭ соответствующих излучений отмечено наличие выраженной корреляции между обоими показателями — увеличение коэффициентов ОБЭ при возрастании значений ЛПЭ.

С целью выявления возможных качественных различий в реакции клеток на воздействие протонов и тяжелых ионов сделан анализ длительности фаз митоза в различные периоды после облучения, а также проведены расчеты изменения длительности клеточного цикла в целом. Результаты этих исследований (табл. 2) показали, что воздействие протонов с энергиями 50, 645 МэВ и рентгеновских лучей вызывало аналогичные по направленности и выраженности изменения длительности отдельных фаз клеточного цикла. Незначительные отличия были найдены при анализе изменений длительности фаз митоза, вызываемых протонами с энергией 25 МэВ и тяжелыми ионами. Эти изменения касались главным образом увеличения времени, необходимого для полного разъединения сестринских хроматид и перемещения их к полюсам. Проведенные расчеты длительности митотического цикла выявили его значительное удлинение как после облучения протонами всех использованных энергий и тяжелыми ионами, так и после воздействия рентгеновских лучей. Облучение тяжелыми ионами и протонами 25 МэВ приводило к значительно более выраженному увеличению продолжительности митотического цикла, тогда как после воздействия протонов с энергией 50 и 645 МэВ и рентгеновских лучей существенных различий в изменении длительности митотического цикла не обнаружено.

Таблица 2. Изменение продолжительности митотического цикла клеток эпителия роговицы мышей через 24 часа после облучения

Вид излучения	Доза, сГр	Длительность митотич. цикла, ч
Ионы углерода, 2,5 МэВ/нуклон	25	58,1±13,5
	50	61,8±12,7
	100	81,5±17,7
	250	120,9±11,7
	500	144,2±33,3
Протоны, 645 МэВ	250	61,5±5,4
	500	108,7±3,3
	750	182,9±8,9
Протоны, 50 МэВ	50	48,3±2,2
	100	53,5±2,3
	250	65,2±6,2
	500	127,1±12,9
	750	15,0±9,0
Протоны, 25 МэВ	25	49,6±1,6
	50	54,3±3,2
	100	63,0±2,6
	250	88,7±5,2
	500	153,0±28,1
	750	394,7±10,4
Рентгеновские лучи, 180 кВ	50	50,7±2,7
	100	54,0±1,6
	250	60,0±1,4
	500	88,0±10,3
	750	163,0±17,7
Контроль	–	41,6±2,8

Облучение протонами и тяжелыми ионами вызывает образование большого количества клеток с абберациями хромосом, выявляемых в анафазах и телофазах митоза, частота которых зависит от энергии, вида, дозы излучения и сроков исследования после их воздействия (рис. 2).

Полученные данные указывают на наличие отчетливой зависимости проявления наблюдаемых эффектов от величины дозы. В диапазоне использованных доз эта зависимость носит экспоненциальный характер и удовлетворительно описывается следующим уравнением:

$$y=c-ae^{-\alpha D},$$

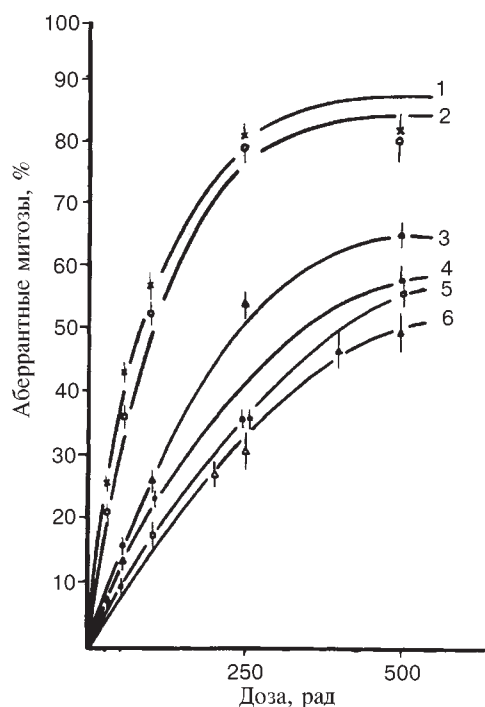


Рис. 2. Зависимость частоты абберрантных митозов в клетках эпителия роговицы мышей от дозы ионов бора (1), углерода (2), протонов 25 МэВ (3), рентгеновских лучей (4), протонов с энергией 50 (5) и 645 МэВ (6)

где $D \Rightarrow \infty$, $y = y_{\max}$ — количество хромосомных абберраций, соответствующее эффекту насыщения; $\alpha = 1/D_{37}$, где D_{37} — доза, при которой у 37% делящихся клеток отсутствуют хромосомные абберрации.

Анализ семейства кривых, отражающих зависимость величины наблюдаемых эффектов от дозы излучения, выявил ряд особенностей, касающихся вида, формы и взаимного расположения. Обращает на себя внимание единая форма кривых зависимости доза — эффект, характеризующихся относительно высокими значениями эффекта, приходящегося на единицу дозы при действии сравнительно низких доз излучений, и постепенным снижением относительного эффекта при увеличении дозы. В большей степени эта закономерность характерна для излучений с большими ЛПЭ, особенно после воздействия ионов бора и углерода. Для кривых, характеризующих зависимость доза — эффект при ранних сроках фиксации (24 и 72

часа), проявляется взаимное расположение, определяемое величиной ЛПЭ исследуемых излучений. Чем ниже ЛПЭ излучений, тем более пологий вид кривых. И, наконец, форма кривых зависела от длительности промежутка времени после воздействия излучений. Спустя 120 часов после облучения протонами и рентгеновскими лучами наблюдалось близкое к линейному возрастание эффекта с увеличением дозы (рис. 3).

Результаты количественного анализа зависимости частоты абберрантных митозов от дозы позволили сделать оценку относительной биологической эффективности излучений по указанному критерию. Коэффициенты ОБЭ, вычисленные на основании сопоставления доз, при воздействии которых в 37% делящихся клеток отсутствовали хромосомные абберрации, через 24 часа после лучевого воздействия, зависели от ЛПЭ излучений и составляли от $0,73 \pm 0,03$

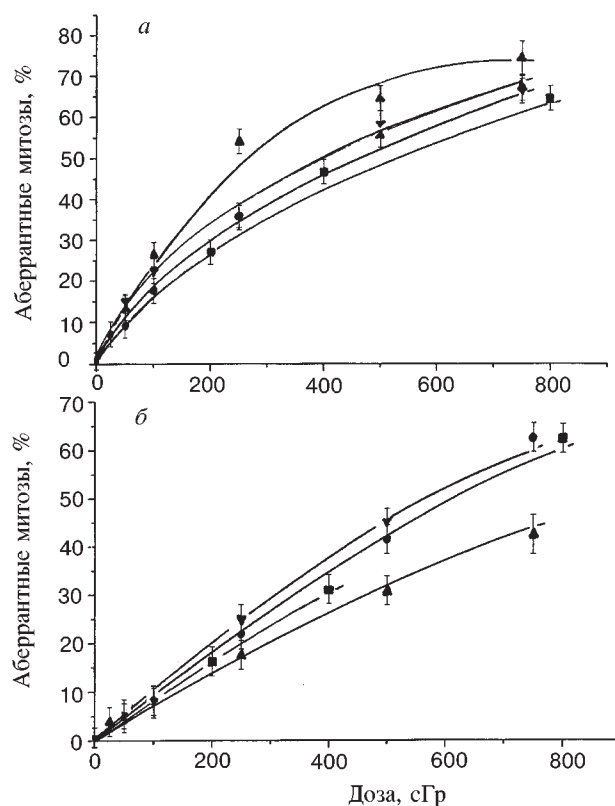


Рис. 3. Частота aberrантных митозов в клетках эпителия роговицы мышей через 24 (а) и 120 часов (б) после облучения протонами различных энергий и рентгеновскими лучами 180 кВ: (■) протоны 645 МэВ, (●) протоны 50 МэВ, (▲) протоны 25 МэВ, (▼) рентгеновские лучи

для протонов с энергией 645 МэВ ($\text{ЛПЭ} = 0,25 \text{ кэВ/мкм}$) до $4,65 \pm 0,02$ для ионов бора ($\text{ЛПЭ} = 155,0 \text{ кэВ/мкм}$) (табл.7).

В связи с неодинаковой скоростью элиминации поврежденных клеток коэффициенты ОБЭ ускоренных заряженных частиц в более поздние сроки исследования после лучевого воздействия имели другие значения.

Физические характеристики излучений и экспоненциальный характер кривых зависимости доза — эффект позволили рассчитать примерные величины поперечного сечения реакции образования aberrантных митозов в клетках эпителия роговицы для различных видов излучений, которые можно описать уравнением:

$$\sigma = 1602 \cdot 10^{-8} \alpha dE / dx,$$

где σ — поперечное сечение реакции образования абберрантных митозов (см^2); $\alpha = 1/D_{37}; dE/dx$ — удельные потери энергии (кэВ/мкм). Расчеты указывают на увеличение поперечного сечения реакции с ростом ЛПЭ заряженных частиц (рис. 4). Наибольшая вероятность образования абберрантных митозов имеет место, когда σ достигает величины порядка 30 мкм^2 . Именно такая величина соответствует геометрическим размерам биологической мишени, представляющей собой некоторую структурную единицу ядра или его хромосомного аппарата, попадание тяжелой частицы в которую ведет к образованию хромосомных нарушений. Иначе говоря, она соответствует площади эффективного взаимодействия частицы с клеткой. Возрастание σ при увеличении ЛПЭ показывает, что в этом случае абсолютная вероятность попадания одной частицы в чувствительный объем клетки возрастает. При облучении ионами неона (^{20}Ne) σ составляет 45 мкм^2 , что примерно равно площади ядер клеток. Поскольку наибольшие значения ОБЭ имели место при облучении ионами бора-11, надо полагать, что полученные значения σ в данном случае будут соответствовать площади проекции биологических структур в клетке, попадание в которые одной ТЗЧ с вероятностью, равной 1, приводит к образованию хромосомных поломок [5]. Однако при пересчете поглощенной энергии на единицу дозы общий выход абберраций снижается, поскольку одновременно уменьшается количество частиц, попадающих на поверхность биообъекта. При этом

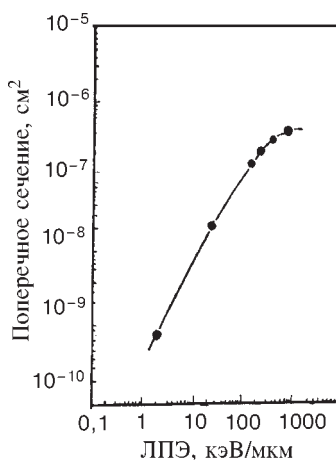


Рис. 4. Зависимость величины поперечного сечения реакции образования абберрантных митозов в клетках эпителия роговицы мышей от ЛПЭ излучений

в чувствительном объеме будет поглощаться больше энергии, чем это необходимо для образования наблюдаемых изменений. Эти представления согласуются с результатами исследований зарубежными авторами поперечного сечения инактивации при действии ТЗЧ на биологические структуры, изложенные в обзоре [11].

Наряду с определением количественного содержания абберрантных клеток проведен морфологический анализ цитогенетических нарушений и исследовано соотношение основных форм хромосомных нарушений. Такой анализ может представить дополнительные сведения о возможных качественных отличиях в действии исследуемых видов излучений и механизмах вызываемых ими нарушений. Результаты проведенных исследований привели к выводу о том, что облучение протонами не вызывает статистически

значимых изменений в соотношении известных форм хромосомных aberrаций (количества мостов к количеству фрагментов) по сравнению с действием рентгеновских лучей. Однако при облучении тяжелыми ионами имело место преимущественное образование мостов, относительное и абсолютное количество которых было в 3—6 раз больше, чем при действии рентгеновских лучей в тех же дозах. Это дает основание предполагать, что тяжелые ионы индуцируют хромосомные нарушения в клетках млекопитающих, которые отличаются от таковых при действии стандартного излучения не только относительно высокой частотой aberrантных митозов, но также наличием существенных качественных отличий. Воздействие тяжелых ионов приводит к появлению гигантских клеток и многополюсных митозов с частотой значительно большей, чем это имеет место при воздействии протонов или рентгеновских лучей в равных дозах. Преимущественное образование мостов после воздействия ионов углерода, по-видимому, связано с одновременным разрывом в клетке двух и более хромосом и, соответственно, участием этих разорванных хромосом в перекомбинациях, приводящих к образованию мостов, а также с различными типами изохроматидных разрывов и асимметричных обменов [12—14]. Максимальные изменения в количестве клеток наблюдались на третьи сутки после облучения животных (рис. 5). Наибольшая глубина изменений при действии высоких доз излучений ($500 \div 750$ сГр) не превышала 25—30% от исходного количества клеток, и она существенно не отличалась при действии рентгеновских лучей и протонов. В последующие сроки количество их быстро восстанавливалось, и к исходу седьмых суток при облучении в дозе 100 сГр содержание клеток приближалось к исходному уровню.

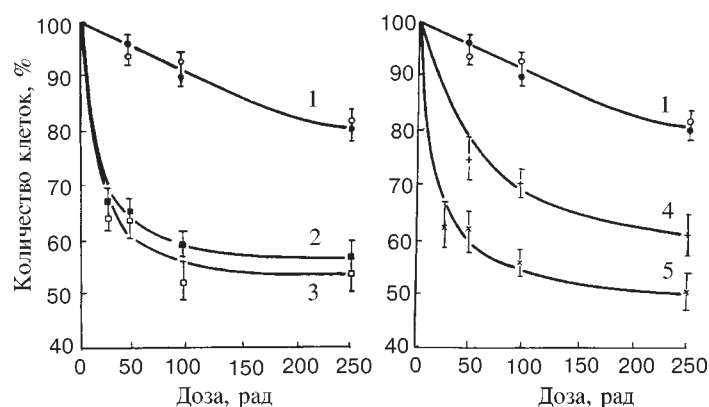


Рис. 5. Изменение числа клеток эпителия роговицы в зависимости от дозы излучений в различные сроки после воздействия тяжелых ионов и рентгеновских лучей: рентгеновские лучи через 2 (○) и 6 мес. (●), ионы гелия через 1,5 (■) и 3 мес. (□), ионы бора через 3 сут (×) и 6 мес. (+) после облучения соответственно

При облучении протонами и рентгеновскими лучами в дозах, превышающих 100 сГр, восстановление содержания клеток задерживалось до 20 суток. Энергия протонов заметного влияния на скорость восстановления количества клеток не оказывала. При действии тяжелых ионов снижение количества клеток и длительность состояния с пониженным содержанием клеток были более выраженными, чем при облучении рентгеновскими лучами и протонами в тех же дозах. На 30-е сутки после облучения ионами бора в дозе 100 сГр количество клеток составляло 42% от исходного. Относительно кратковременное уменьшение количества клеток связано с угнетением митотической активности клеток после воздействия редкоионизирующих излучений, тогда как при воздействии тяжелых ионов, по-видимому, основное влияние на развитие клеточного опустошения оказывала интерфазная гибель клеток. Преимущественное значение ее в развитии пострadiационного опустошения костного мозга было отмечено ранее [15]. Это приводит к мнению о том, что глубина изменения количества клеток находится в прямой зависимости от дозы облучения и вида излучения. Уровень энергии протонов не оказывал существенного влияния на опустошение и скорость восстановления количества клеток.

Необходимо отметить, что цитокINETические изменения у млекопитающих при действии протонов различных энергий и тяжелых ионов изучены и в других клеточных системах. В частности, значительный объем исследований выполнен на лимфоцитах периферической крови человека в культуре *in vitro* [16—19], кариоцитах костного мозга экспериментальных животных [20—25], регенерирующей печени крыс [26—28], эмбриональных клетках человека [29], клетках кишечного эпителия [30, 31] и других объектах.

Большая тождественность эффектов, полученная в этих исследованиях, позволяет сделать заключение о наличии качественной идентичности и единых механизмах развития нарушений наследственного аппарата клеток при облучении биологических объектов протонами в диапазоне энергий от 50 до 645 МэВ и стандартными излучениями. Подобная тождественность проявления цитогенетических эффектов характерна и для множества других показателей радиационных нарушений в клетках и тканях млекопитающих, обусловленных протонами высоких энергий и стандартным излучением [32].

Со снижением энергии протонов, а также после воздействия тяжелых ионов, происходит существенный сдвиг цитогенетических и других нарушений в сторону утяжеления биологических эффектов, связанный в основном с увеличением линейной передачи энергии излучений. Основной мишенью при действии излучений на клетки, приводящем к задержке митотического деления клеток и замедлению процессов репарации вплоть до полного их прекращения, очевидно, является ДНК как носитель наследственной информации. Нерепарируемые повреждения приводят клетки к митотической гибели вскоре после воздействия излучений. При неправильной репарации могут возникнуть мутации, приводящие к трансформации клеток или другим патологиче-

ским отклонениям. Поэтому так важно выяснение механизмов повреждения молекулы ДНК, в частности, частоты одиночных и двойных разрывов. По-видимому, частота и скорость развития одиночных и двойных разрывов являются функцией ЛПЭ заряженных частиц. Скорость образования двойных разрывов, более губительных для клетки, зависит квадратично от плотности ионизации частиц [11], хотя эти вопросы требуют дальнейшего выяснения.

Одним из показателей, свидетельствующих о способности облученных клеток к репарации радиационных повреждений, является реакция клеток на воздействие радиопротекторов. Очевидно, что действие протекторов будет эффективным в том случае, если радиационное повреждение клетки потенциально способно к восстановлению (например, одиночные разрывы ДНК). Наоборот, в случае возникновения нерепарируемых или труднорепазируемых повреждений (например, двойных разрывов ДНК) не следует ожидать положительного эффекта при введении радиопротекторов.

ВЛИЯНИЕ РАДИОПРОТЕКТОРОВ НА ЧАСТОТУ ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИХ НАРУШЕНИЙ В КЛЕТКАХ ЭПИТЕЛИЯ РОГОВИЦЫ МЫШЕЙ ПРИ ДЕЙСТВИИ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В работах более раннего периода установлено выраженное профилактическое действие известных радиопротекторов при облучении лабораторных животных протонами с энергией 660 МэВ и стандартным излучением, проявляющееся в равной степени [33, 34].

Введение мышам цистеамина за 15—20 мин до облучения закономерно приводило к уменьшению количества митозов с абберациями хромосом в клетках эпителия роговицы, вызываемых облучением протонами высоких энергий и рентгеновскими лучами (рис.6). Более отчетливое защитное действие препарата наблюдалось в случаях облучения животных протонами с энергией 25 и 50 МэВ. Через 24 часа после облучения значения ФУД (фактор уменьшения дозы) для протонов с энергией 645, 50, 25 МэВ и рентгеновских лучей был равен, соответственно, $1,1 \pm 0,1$, $1,3 \pm 0,1$, $2,0 \pm 0,1$ и $1,2 \pm 0,1$. На третьи сутки после облучения отмечалось некоторое уменьшение защитного действия препарата. Цистеамин не оказывал заметного влияния на выход абберантных митозов в клетках, облученных ионами углерода [35]. Таким образом, полученные материалы свидетельствуют о том, что эффективность противолучевого действия цистеамина распространяется не только на область протонов высоких энергий, что было известно ранее [36], но также и на протоны средних и низких энергий, что несомненно увеличивает возможности использования радиопротектора для профилактики радиационных поражений, вызываемых космическим излучением, а также подтверждает общие законо-

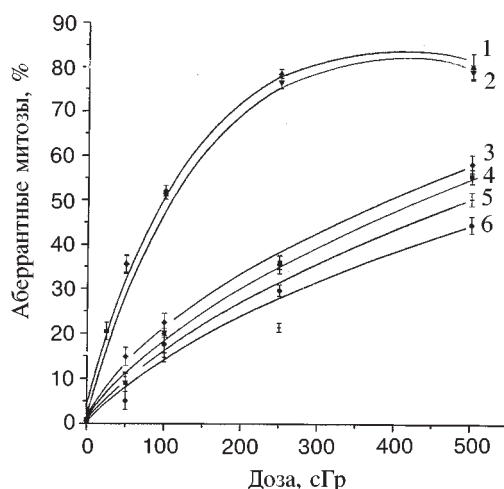


Рис. 6. Влияние цистеамина на частоту аберрантных митозов в клетках эпителия роговицы мышей через 24 часа после облучения различными видами излучения: ионы углерода без протектора (1), ионы углерода с протектором (2), рентгеновские лучи 180 кВ (3), протоны с энергией 50 МэВ (4), рентгеновские лучи с протектором (5), протоны с энергией 50 МэВ с протектором (6)

потенциальных повреждений в истинные, возможное восстановление скрытых повреждений. Механизмы защиты, проявляющиеся в снижении количества аберрантных митозов, по-видимому, связаны с увеличением времени, необходимого для репарации радиационных повреждений хромосом, вызываемых тяжелыми ионами (рис.6), обусловленных более глубокими повреждениями наследственного аппарата клеток. Это подтверждает известные представления о малой перспективности использования радиопротекторов такого рода при действии плотноионизирующих излучений на клетки млекопитающих [37].

Изучено также влияние профилактического введения мышам АТФ (аденозинтрифосфат) и АМФ (аденозинмонофосфат, фосфаден) на развитие цитогенетических нарушений в клетках эпителия роговицы мышей, облученных протонами с энергией 9 ГэВ [38]. Введение радиопротекторов оказывало различное действие на митотическую активность клеток в зависимости от сроков наблюдения. Через 24 ч после облучения животных протонами введение АТФ и АМФ приводило к снижению митотической активности клеток. При этом

мерности противолучевой защиты, характерные для редко-ионизирующих излучений. Единая направленность изменений в радиочувствительности при облучении протонами, рентгеновскими или гамма-лучами, наблюдавшаяся в условиях профилактического введения цистеамина, близкие количественные показатели выявленных изменений свидетельствуют об одинаковых механизмах возникновения и развития радиационных повреждений, вызываемых протонами и стандартным излучением [5]. Проявление наибольшего защитного эффекта через 24 ч, то есть в первом постлучевом митозе, указывает на то, что в основе защитного действия цистеамина лежит снижение уровня первичных радиационных повреждений, приостановление или задержка перехода

снижение митотического индекса в два раза достигалось при облучении дозами в полтора-два раза более низкими, чем без предварительного введения протекторов. Спустя 72 ч после действия излучения статистически значимых различий в изменении митотической активности клеток не выявлено в случае введения протекторов и без них. Вместе с тем введение АТФ и АМФ приводило к статистически достоверному снижению количества клеток с aberrантными митозами на 20—40% в зависимости от дозы излучения. Наиболее выраженный защитный эффект наблюдался через 24 ч после облучения, как и после введения цистеаминна, то есть в первом митозе. Значения ФУД для протонов с энергией 9 ГэВ через 24 и 72 ч после облучения были равны $1,8 \pm 0,2$ и $1,7 \pm 0,2$ соответственно. Первоначальное снижение митотической активности клеток, вызываемое введением радиопротекторов, способствует пострадиационному восстановлению, что и проявляется в более быстрой и полной ликвидации последствий облучения.

ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИЕ НАРУШЕНИЯ В КЛЕТКАХ МЛЕКОПИТАЮЩИХ *IN VIVO* И *IN VITRO*, ОБЛУЧЕННЫХ УСКОРЕННЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЙ

Сравнительные исследования цитогенетических эффектов в клетках млекопитающих, облученных ускоренными заряженными частицами релятивистских энергий (протонами и дейтронами с энергией 9 ГэВ, ионами гелия и углерода с энергией 4 ГэВ/нуклон) и стандартным излучением, также установили некоторые особенности биологического действия заряженных частиц, несмотря на низкие значения ЛПЭ этих излучений [38—42]. На рис. 7 показана зависимость образования числа клеток с хромосомными нарушениями в лимфоцитах периферической крови человека *in vitro* от дозы протонов, дейтронов, ионов гелия и гамма излучения ^{60}Co . Число aberrантных клеток после воздействия стандартного излучения увеличивалось линейно с дозой. После облучения биологических образцов заряженными частицами линейный характер зависимости эффекта от дозы сохра-

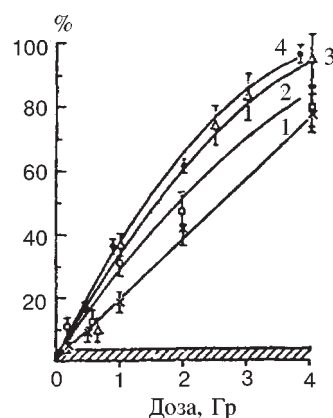


Рис. 7. Частота aberrантных клеток в культуре лимфоцитов крови человека в зависимости от дозы гамма-лучей (1), протонов (2), ионов гелия (3) и дейтронов (4) релятивистских энергий. По оси ординат — процент клеток с хромосомными aberrациями. Заштрихованная зона — интактный контроль

нялся до уровня дозы $2,0 \div 2,5$ Гр, что, по-видимому, может быть связано с задержкой деления клеток с большим числом хромосомных повреждений в результате воздействия высоких доз релятивистских ядер. Задержка вступления клетки в митоз при облучении относительно высокими дозами ионизирующего излучения показана на различных клеточных культурах [43—45]. Путем удлинения срока культивирования клеток исследователи достигали выравнивания дозовой кривой для частоты aberrантных клеток и некоторого повышения митотического индекса, который, однако, не достигал контрольных значений. По-видимому, это выравнивание дозовой кривой обусловлено вступлением в митоз «запоздавших клеток». Параллельно этому происходит и повышение митотического индекса.

Результаты цитогенетических исследований при действии ускоренных заряженных частиц релятивистских энергий также свидетельствуют о более высокой биологической эффективности данного вида излучений по сравнению с гамма-лучами. Наиболее высокие коэффициенты ОБЭ получены для ускоренных ионов гелия. Частота aberrантных клеток при облучении ионами гелия в дозе 4 Гр приближалась к 100%. При дозах облучения $1 \div 4$ Гр протоны,

дейтроны и ионы гелия вызывали образование в два раза большего количества хромосомных aberrаций по сравнению с гамма-лучами (рис. 8). Расчеты частоты хромосомных aberrаций, приходящихся на одну aberrантную клетку, а также на aberrантную клетку на единицу дозы (1 Гр) подтверждают более высокую эффективность частиц релятивистских энергий. Так, после облучения дейтронами, протонами и ионами гелия в дозе 4 Гр каждая поврежденная клетка содержала в среднем 3,0, 4,48 и 4,40 aberrаций соответственно против 2,15 хромосомных aberrаций при действии стандартного излучения. Ускоренные ядра индуцировали в 2—3 раза больше повреждений на одну клетку в расчете на единицу дозы. Величина этого показателя увеличивалась с ростом дозы заряженных

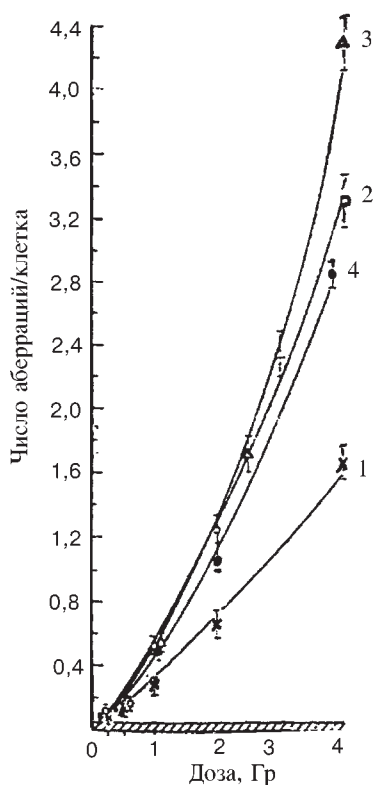


Рис. 8. Изменение общего числа хромосомных aberrаций в культуре лимфоцитов крови человека в зависимости от дозы гамма-лучей (1), протонов (2), ионов гелия (3) и дейтронов (4) релятивистских энергий

частиц, что отмечалось и при облучении биологических объектов другими видами ионизирующих излучений [46, 47].

Известно, что для характеристики цитогенетических нарушений в клетках млекопитающих важное значение имеет распределение аберраций хромосом по клеткам. При общем равномерном облучении оно соответствует распределению Пуассона [48]. Проведенный анализ позволил сделать заключение о различном характере распределения числа аберраций в клетках при действии заряженных частиц и гамма-излучения [49]. Отклонение от пуассоновского распределения числа аберраций в клетках в зависимости от дозы ускоренных заряженных частиц релятивистских энергий указывает на неравномерный характер распределения поглощенной энергии в клетках [42].

Таблица 3. Структурные хромосомные аберрации в лимфоцитах крови человека после облучения заряженными частицами релятивистских энергий и гамма-лучами

Вид излучения	Доза, сГр	Число просчитанных клеток	Аберрации хромосомного типа, %		Аберрации хроматидного типа, %
			ацентрики	дицентрики	
Гамма-лучи, ^{60}Co	0	600	$2,5 \pm 0,6$	$0,4 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,3$
	25	200	$3,5 \pm 1,3$	0	$1,5 \pm 0,9$
	50	200	$6,8 \pm 1,8$	$3,5 \pm 1,3$	$2,5 \pm 1,1$
	100	200	$14,0 \pm 2,6$	$10,0 \pm 2,2$	$4,0 \pm 1,4$
	200	200	$33,0 \pm 4,1$	$27,5 \pm 3,7$	$4,0 \pm 1,4$
	400	200	$78,0 \pm 6,2$	$82,0 \pm 6,4$	$6,0 \pm 1,7$
Ионы гелия, 4 ГэВ/ну-клон	0	200	$1,5 \pm 0,9$	0	$1,5 \pm 0,9$
	50	300	$11,5 \pm 2,0$	$3,3 \pm 1,0$	$2,0 \pm 0,8$
	100	300	$19,7 \pm 2,6$	$15,7 \pm 2,3$	$5,0 \pm 1,3$
	250	200	$75,5 \pm 6,1$	$81,0 \pm 6,4$	$13,0 \pm 2,5$
	300	200	$123,5 \pm 7,9$	$97,5 \pm 7,0$	$13,0 \pm 2,5$
	400	200	$177,5 \pm 9,4$	$223,0 \pm 10,6$	$22,5 \pm 3,4$
Протоны, 9 ГэВ	0	200	$2,5 \pm 1,1$	$0,5 \pm 0,5$	$0,5 \pm 0,5$
	20	200	$10,0 \pm 2,2$	$3,5 \pm 1,3$	$2,0 \pm 1,0$
	55	200	$9,5 \pm 2,2$	$5,5 \pm 1,7$	$2,5 \pm 1,1$
	100	200	$28,5 \pm 3,8$	$21,0 \pm 3,2$	$2,0 \pm 1,0$
	200	200	$73,0 \pm 6,0$	$45,0 \pm 4,7$	$5,0 \pm 1,6$
	400	200	$181,0 \pm 9,5$	$141,0 \pm 8,4$	$14,0 \pm 2,6$
Дейтроны, 4 ГэВ/ну-клон	0	800	$3,3 \pm 0,6$	0	$1,3 \pm 0,4$
	26	800	$6,4 \pm 0,9$	$0,5 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,4$
	49	800	$12,4 \pm 1,2$	$7,7 \pm 1,0$	$0,7 \pm 0,3$
	97	800	$22,6 \pm 1,7$	$23,3 \pm 1,7$	$2,8 \pm 0,6$
	202	800	$47,0 \pm 2,4$	$55,7 \pm 2,6$	$3,5 \pm 0,7$
	381	800	$129,8 \pm 4,0$	$148,7 \pm 4,3$	$6,0 \pm 0,9$

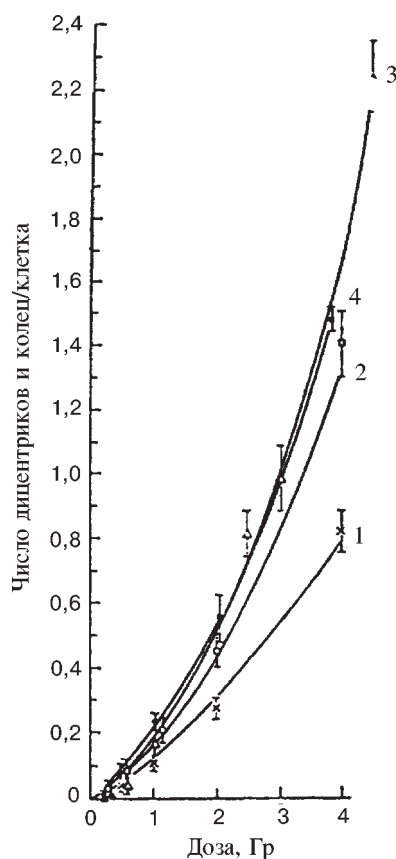


Рис. 9. Изменение числа дицентриков и колец в культуре лимфоцитов крови человека в зависимости от дозы гамма-лучей (1), протонов (2), ионов гелия (3) и дейтронов (4) релятивистских энергий. По оси ординат — число дицентриков и колец на клетку

Действие заряженных частиц релятивистских энергий проявлялось в резком увеличении частоты образования различных видов хромосомных нарушений (табл. 3). Основное количество среди них составляли парные ацентрические фрагменты, а также сложные aberrации обменного типа — дицентрики и кольца. Обращала внимание высокая частота aberrаций обменного типа (рис. 9). Число дицентриков и колец в культуре лимфоцитов в 1,5—2 раза превышало частоту парных ацентрических фрагментов. В клетках эпителия роговицы мышей количество aberrантных клеток с мостами в 3—10 раз превышало содержание клеток с фрагментами. В соответствии с этим в лимфоцитах возрастала и величина отношений общего числа двухударных aberrаций к одноударным, а также величина отношения дицентриков и колец к парным ацентрическим фрагментам [39, 50]. Образование значительного количества сложных обменных aberrаций хромосомного типа, по-видимому, обусловлено более глубокими повреждающими свойствами частиц релятивистских энергий при действии на хромосомный аппарат клеток млекопитающих. Скорее всего, оно является следствием нарушенной репарации радиационных повреждений, поскольку образование дицентриков и колец может быть результатом неправильной, «ошибочной» реституции хромосомных повреждений.

В значительно меньшей степени при облучении культуры лимфоцитов в G_0 -стадии клеточного цикла частицами релятивистских энергий происходило увеличение частоты хроматидных aberrаций. В несколько большей степени оно было выражено при более высоком уровне доз (2—4 Гр) ионов гелия и протонов и не превышало частоты хроматидных фрагментов после облучения дейтронами по отношению к гамма-излучению (табл. 4).

Таблица 4. Частота aberrаций хромосом в культуре лимфоцитов крови человека после облучения ускоренными ионами углерода с энергией 4 ГэВ/нуклон, %

Доза, сГр	Число изученных клеток	Число aberrантных клеток	Аберрации хромосомного типа			Аберрации хроматидного типа
			ацентрики	дицентрики	всего	
0	400	2,0±0,7	0	0	0	2,0
1	200	4,0±1,4	3,5	0	3,5	1,0
5	200	3,5±1,3	3,0	0	3,0	0,5
10	200	8,0±2,0	6,0	0	6,0	2,5
25	200	12,0±2,4	5,5	4,5	10,0	3,5
50	200	16,5±2,9	8,0	11,5	19,5	1,5
75	200	30,0±3,9	18,5	19,0	37,5	4,5
100	200	54,0±5,2	62,5	18,5	94,0	12,0
246	200	65,0±5,7	75,5	31,0	115,0	14,0

Таким образом, несмотря на низкие значения ЛПЭ ускоренных ядер релятивистских энергий, эффективность их по сравнению со стандартным излучением оказалась более высокой. Коэффициенты ОБЭ ионов гелия, протонов и дейтронов равны 1,7; 1,4 и 1,7 соответственно. Одной из возможных причин увеличения биологической эффективности излучений релятивистских энергий могут быть ядерные взаимодействия, в результате чего образуются вторичные частицы, ЛПЭ которых могут быть более высокими, чем у первичного излучения [11, 39]. Однако нельзя также исключить влияния черенковского излучения и других факторов.

Облучение биологических образцов относительно низкими дозами ускоренных ионов углерода с энергией 4 ГэВ/нуклон, ЛПЭ которых составляет 7,6 кэВ/мкм, приводило к увеличению частоты индукции хромосомных aberrаций в лимфоцитах крови человека *in vitro* (табл. 5). Сравнительный анализ литературных материалов, характеризующих действие низких доз стандартного излучения на частоту хромосомных aberrаций в лимфоцитах крови человека *in vitro* [51], и полученных нами данных свидетельствует о значительно более высокой эффективности низких доз ионов углерода. Так, облучение ионами углерода в дозе 5 сГр приводило к увеличению частоты хромосомных aberrаций в 1,8 раз больше, чем в случае гамма-облучения в адекватной дозе. Эти различия значительно увеличивались с ростом дозы тяжелых заряженных частиц. Соответственно увеличивалось и число aberrаций хромосом, прихо-

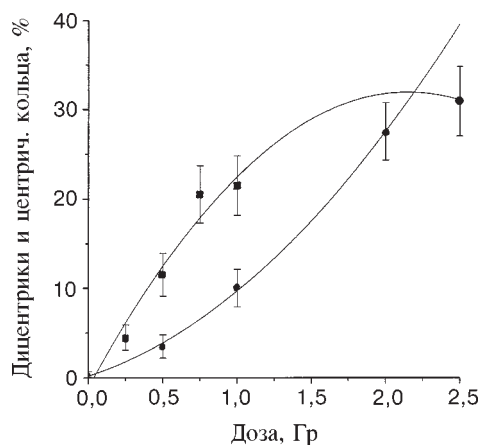


Рис. 10. Частота дицентриков и центрических колец в лимфоцитах крови человека *in vitro* при действии низких доз ионов углерода с энергией 4 ГэВ/нуклон (■) и гамма-излучения (●)

дящихся на одну aberrантную клетку. При дозе 5 сГр оно составляло 1,3 и 1,1 для ионов углерода и гамма-излучения соответственно. Преобладающее число хромосомных нарушений в диапазоне низких доз ионов углерода и гамма-излучения было представлено aberrациями хромосомного типа, основную часть которых составляли парные ацентрические фрагменты и дицентрики (рис. 10). Отсутствие дицентриков на начальном участке дозовой кривой после воздействия ионов углерода объясняется, по-видимому, недостаточным количеством проанализированных метафаз. При дозах ионов углерода 0,25 и 0,5 Гр количество дицентриков в 3—3,5 раза превышало число таких аномалий хромосом, вызванных воздействием стандартного излучения. Полученные сведения сопоставимы с результатами исследований при облучении клеток млекопитающих тяжелыми ионами высоких энергий. По критерию 50%-ной выживаемости клеток почки человека значения коэффициентов ОБЭ ионов гелия с энергией 910 МэВ/нуклон не превышали единицы [52], тогда как облучение биологических образцов ионами неона с энергией 400 МэВ/нуклон и аргона с энергией 500 МэВ/нуклон приводило к увеличению коэффициентов ОБЭ до 2,1 и 2,3 [53]. Важную роль при этом играет место расположения биологического объекта на кривой ионизации (пик Брэгга). В случае облучения клеток почки человека в области пика кривой Брэгга тяжелыми ионами неона с энергией 500 МэВ/нуклон, ионами гелия и углерода (400 МэВ/нуклон), а также ионами гелия с энергией 230 МэВ/нуклон по уровню 50%-ной выживаемости клеток коэффициенты ОБЭ находились в пределах 3,1÷1,5 [54]. В этих исследованиях конкретное расположение биообъектов на кривой ионизации зависело от значения атомного номера элемента и находилось тем дальше на восходящей части кривой, чем тяжелее частица. Величина коэффициентов ОБЭ ионов углерода в области «плато» кривой составляла 1,3 и 1,6, а в области пика — 1,5 и 2,3 для двух типов клеток соответственно [55].

Таблица 5. Различные виды поломок хромосом в клетках эпителия роговицы облученных мышей

Вид излучения	Доза, сГр	Время исследований, сут	Виды поломок, %		
			мосты	фрагменты	мосты с фрагмент.
Ионы углерода, 300 МэВ/нуклон	200	1	14,5±0	18,7±0,2	10,9±0,2
		3	9,9±0	16,2±0,2	23,7±0,2
		5	15,6±0	6,2±0,1	3,1±0,1
	400	1	5,1±0	13,8±0,2	4,2±0,2
		3	20,8±0	8,8±0,1	40,5±0,2
		5	25,6±0	8,4±0,2	11,0±0,1
Ионы гелия, 4 ГэВ/нуклон	250	1	13,7±1,0	20,1±1,7	8,3±0,5
		3	9,1±1,0	6,5±0,5	14,8±0,0
		5	10,4±1,1	3,2±0,4	1,7±0,2
	500	1	17,5±1,5	30,4±1,5	8,2±0,3
		3	12,4±1,1	4,9±0,2	17,8±1,1
		5	12,3±0,7	4,0±0,6	2,3±0,2
Гамма-лучи, Cs ¹³⁷	250	1	14,3±0,9	8,1±0,5	4,0±0,2
		3	3,4±0,2	4,3±0,3	7,6±0,3
		5	3,6±0,2	5,5±0,2	1,1±0,2
	500	1	24,5±1,5	10,6±0,6	4,0±0,3
		3	5,6±0,4	3,6±,5	3,4±0,6
		5	4,3±0,2	7,7±0,8	1,3±0,3

Такого же характера данные получены при изучении зависимости цитогенетических нарушений от величины дозы в клетках эпителия роговицы мышей, облученных ускоренными ионами гелия, углерода и протонами релятивистских энергий [5, 39, 56]. Кривые зависимости доза — эффект характеризовались относительно высокими значениями эффекта, приходящегося на единицу дозы при действии сравнительно низких доз излучений, с постепенным снижением эффекта при увеличении дозы. Так же, как и в экспериментах с культурой лимфоцитов периферической крови человека, характерным является линейный участок кривых доза — эффект с последующим насыщением в области дозы около 2 Гр. Образование большого числа хромосомных aberrаций сопровождалось угнетением митотической активности клеток, которое, как и в случае облучения низкоэнергетическими тяжелыми ионами, наиболее значительным было спустя 24 часа после облучения животных. Во всех случа-

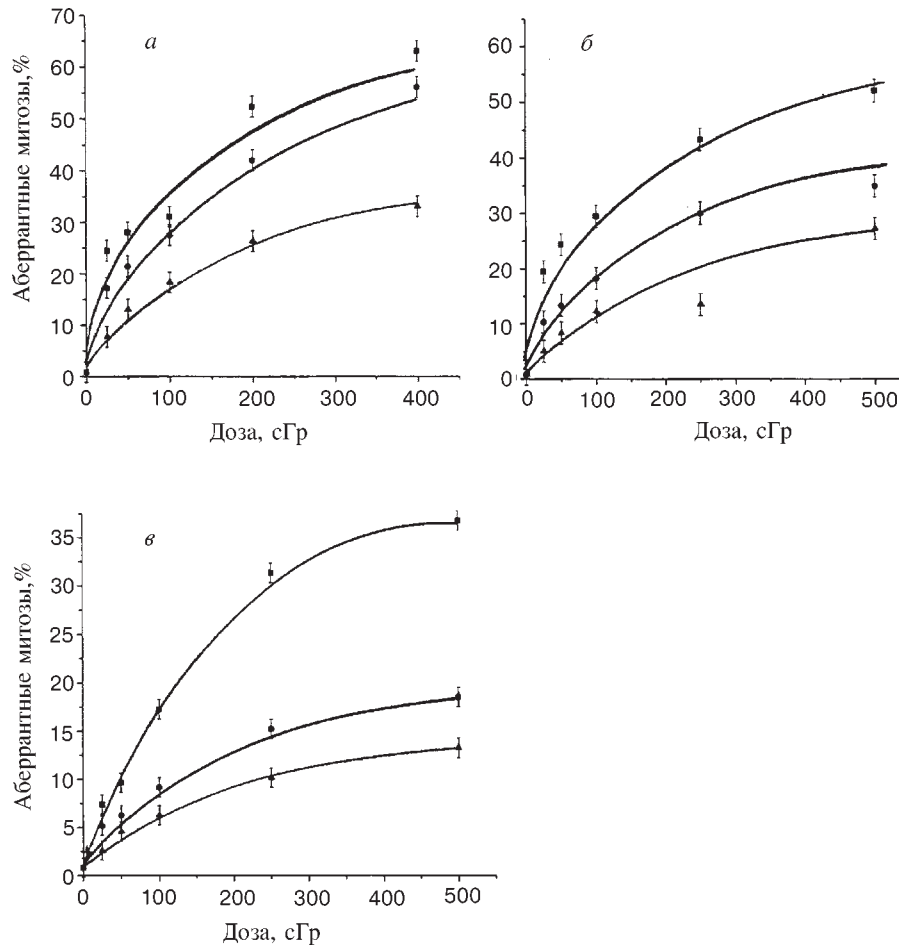


Рис. 11. Зависимость частоты образования аберрантных митозов в клетках эпителия роговицы мышей через 24 (*a*), 72 (*б*), 120 (*в*) часов после облучения ионами углерода 300 МэВ/нуклон (■), ионами гелия 4,6 ГэВ/нуклон (●) и гамма-лучами (▲)

ях снижение митотического индекса являлось функцией дозы и в большей степени проявлялось после облучения животных ионами гелия и углерода. Снижение митотической активности клеток приводило к уменьшению их количества, в большей степени выраженному после воздействия ускоренными заряженными частицами по сравнению со стандартным излучением.

Изучение динамики частоты образования аберрантных митозов через 24, 72 и 120 часов после облучения ионами гелия, углерода и гамма-квантами свидетельствует о том, что частота их образования зависит от дозы, вида излу-

чения и сроков исследования (рис. 11). Как видно из рисунка, воздействие ионов углерода с энергией 300 МэВ/нуклон и ионов гелия с энергией 4,6 ГэВ/нуклон приводило к образованию большего числа аберрантных митозов, чем в случае гамма-облучения в тех же дозах. Наибольшее число аберрантных митозов отмечалось через 24 часа после облучения. В последующие сроки происходило восстановление клеток от повреждений, и количество аберрантных митозов уменьшалось. Вместе с тем спустя 168 часов после облучения ионами углерода в дозах 200 и 400 сГр сохранилось до 15—20% аберрантных митозов, при облучении ионами гелия в дозах 200 и 500 сГр через 120 часов сохранилось до 20—30%, тогда как после воздействия гамма-лучами в течение такого же времени исследования и при тех же дозах сохранилось от 6 до 15% аберрантных митозов. Кривые, отражающие зависимость доза — эффект, полученные на основании изучения частоты образования аберрантных митозов после облучения тяжелыми ионами, характеризовались относительно высокими значениями эффекта, приходящегося на единицу дозы в области сравнительно низких доз облучения, и постепенным снижением его с увеличением дозы. Исходя из этого можно предположить, что увеличение частоты хромосомных aberrаций происходит до тех пор, пока доза не превысила определенного критического значения. При превышении его вследствие возможной гибели клеток или наступлении длительного блока перехода фаз митотического цикла, по-видимому, может наступить даже снижение относительного количества клеток с поломками хромосом. Коэффициенты ОБЭ ионов углерода и гелия, вычисленные на основании сопоставления равноэффективных доз, при воздействии которых в 50% делящихся клеток отмечалось образование аберрантных митозов через 24, 72 и 120 часов после лучевого воздействия, были, соответственно, равны $3,7 \pm 0,1$; $3,4 \pm 0,1$; $2,3 \pm 0,1$; и $2,7 \pm 0,3$; $2,1 \pm 0,2$; $1,3 \pm 0,2$.

Естественной единицей времени при исследовании кинетики клеточных популяций является средняя продолжительность клеточного цикла (T). Ее можно определить, если известны средняя продолжительность митоза и значение митотического индекса. Значение T у интактных животных, соответствующее митотическому индексу $1,9 \pm 0,1\%$ и средней продолжительности митоза 21 мин, равно $18,4 \pm 1,2$ часа. Продолжительность митотического цикла в тканях облученных животных может быть использована для интерпретации кривых изменения частоты хромосомных aberrаций во времени. Количество аберрантных клеток в первом цикле характеризует чувствительность генетических структур и интенсивность их восстановления, тогда как анализ содержания хромосомных aberrаций в последующий период времени позволяет получить сведения о судьбе аберрантных клеток. На протяжении первого клеточного цикла после облучения ионами углерода, гелия и гамма-лучами содержание хромосомных aberrаций определяли трижды через 1, 3, 5 суток. Можно определить соответствие сроков фиксации стадиям митотического

цикла. Основываясь на том, что в первую очередь в митоз вступают клетки, находящиеся в момент облучения на поздних стадиях цикла, можно считать, что первые сутки соответствуют конечным стадиям цикла, третьи — его середине, пятые — началу. Содержание aberrантных митозов, образовавшихся после облучения ионами углерода и гелия в дозах 200, 400 и 250, 500 сГр соответственно, достигает максимума в конце первого клеточного цикла. Оно на 6—14% для ионов углерода и на 10—16% для ионов гелия превосходит значения, которые характерны для середины клеточного цикла, а также на 18—20% — ионов углерода, и на 20,2—30,4% — ионов гелия.

В пределах эффективного объема в результате ионизации возникает так называемое «потенциальное повреждение», которое успевает восстановиться до наступления ближайшего митоза, либо реализоваться в хромосомную aberrацию. В процессе восстановления количество потенциальных фрагментов убывает и увеличивается количество потенциальных мостов. Поскольку вероятность восстановления растет с увеличением времени между возникновением потенциального повреждения и его реализацией, она оказывается максимальной для клеток, находившихся в момент облучения в начале митотического цикла. Учитывая это, можно ожидать увеличения количества фрагментов и уменьшения количества мостов по мере смещения от начала первого цикла к его окончанию. При этом количество клеток с мостами и фрагментами, отражающее влияние этих двух противоположных тенденций, должно проходить через максимум примерно в середине клеточного цикла. Именно такая ситуация и наблюдается после облучения гамма-лучами. При облучении ионами углерода и гелия содержание клеток с мостами проходило через максимум в конце цикла, а с фрагментами — в начале цикла (табл. 5).

О судьбе aberrантных клеток можно судить на основании изучения их частоты в период после первого митоза. В то время как частота aberrантных клеток в первом пострadiационном митозе характеризует степень поражения генетических структур, изменения этого критерия в последующий период отражают последствия элиминации aberrаций в процессе митоза и репродуктивной гибели aberrантных клеток. На основании динамики изменения частоты хромосомных aberrаций после первого клеточного цикла было определено среднее время существования хромосомных aberrаций в эпителии роговицы мышей по формуле:

$$N = \sum_{l=k}^{l=m-1} \frac{F_l - F_{l+1}}{F} \left\{ \sum_{j=1}^{i=l-1} \delta_{i,j+1} + \frac{\delta_{l,l+1}}{2} \right\} + \frac{F_m}{F} \sum_{i=1}^{i=m-1} \delta_{i,j+1},$$

где $(F_l - F_{l+1})/F$ — относительное уменьшение частоты aberrантных митозов на отрезке между точками i и $i+1$; $\sum_{j=1}^{i=l-1} \delta_{i,j+1} + \frac{\delta_{l,l+1}}{2}$ — среднее время жизни aberrаций этой группы. Полученные результаты свидетельствуют о том, что

среднее время существования хромосомных aberrаций, индуцированных в клетках эпителия роговицы мышей гамма-лучами ^{60}Co , ионами углерода и гелия в дозах $200 \div 500$ сГр, равно: $1,6 \div 2,4$; $2,5 \div 2,9$; $2,4 \div 2,7$ митотических циклов соответственно.

Морфологический анализ развивающихся нарушений и изучение соотношения основных форм хромосомных aberrаций в клетках эпителия роговицы показали, что особенностью действия исследуемых частиц релятивистских энергий, как и тяжелых ионов, является более высокий выход мостов по отношению к частоте фрагментов. Содержание мостов в 2—4 раза превышало содержание клеток с фрагментами, что может быть связано с одновременным разрывом двух хромосом, а также с различными типами изохроматидных разрывов и асимметричных обменов.

Таким образом, изучение цитогенетических нарушений в клетках млекопитающих, обусловленных частицами релятивистских энергий, показало, что этот вид излучений обладает общими эффектами, проявляющимися в снижении митотической активности клеток, уменьшении их количества, образовании aberrантных митозов в большем числе, чем это имело место после воздействия стандартного излучения, а также в более высоком выходе aberrаций обменного типа, указывающем на более глубокие повреждения наследственного аппарата клеток. В конечном счете это приводило к увеличению коэффициентов ОБЭ ускоренных ионов гелия и протонов релятивистских энергий. Рассчитанные по 50% уровню aberrантных клеток в культуре лимфоцитов периферической крови человека, коэффициенты ОБЭ составляли 1,8 и 1,4, а по числу aberrаций хромосом в лимфоцитах — 1,7 и 1,6 соответственно. Более высокие значения коэффициентов ОБЭ получены по частоте хромосомных aberrаций в клетках эпителия роговицы мышей, облученных ионами углерода и гелия релятивистских энергий. Для ионов углерода и гелия коэффициенты ОБЭ через 24, 72, 120 часов после облучения были равны $3,7 \pm 0,1$; $3,4 \pm 0,1$; $2,3 \pm 0,1$ и $2,7 \pm 0,3$; $2,1 \pm 0,2$; $1,3 \pm 0,2$ соответственно.

ПРОЦЕССЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ В КЛЕТКАХ МЛЕКОПИТАЮЩИХ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ТЯЖЕЛЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Установление основных закономерностей развития радиационных поражений и восстановления клеток и тканей организма от повреждений — одна из основных проблем радиационной биологии и медицины. Она определяет необходимость изучения радиационных эффектов на разных уровнях организации живых систем в различных клетках и тканях организма при воздействии стандартного излучения и тяжелых заряженных частиц. Особенности радиационных поражений ТЗЧ, в частности, экспоненциальный характер зави-

симости эффекта от дозы, отсутствие или слабая выраженность кислородного эффекта и действия известных радиопротекторов, позволили сделать предположение о весьма низких репаративных способностях клеток млекопитающих, облученных ТЗЧ, или почти полном отсутствии процессов пострадиационного восстановления [57]. Специально проведенные исследования подтвердили это предположение [58, 59]. Как было показано, сублетальные повреждения клеток млекопитающих играют важную роль в развитии повреждений, обусловленных тяжелыми ионами. В тех случаях, когда клеточная гибель характеризуется экспоненциальной зависимостью эффекта от дозы, пострадиационное восстановление выражено слабо. В клетках эпителия роговицы мышей через два месяца после облучения ТЗЧ установлено сохранение высокого уровня клеток с аберрантными митозами, тогда как при воздействии рентгеновских лучей в более высоких дозах к этому сроку частота хромосомных аберраций фактически не отличалась от контрольных значений. Наряду с образованием большого числа клеток, содержащих хромосомные аберрации, индуцированные ТЗЧ, отмечалось значительное клеточное опустошение роговицы [5].

Результаты исследований эффектов однократного облучения показали, что ТЗЧ вызывали те же нарушения в хромосомном аппарате, что и рентгеновские или гамма-лучи. Вместе с тем частота нарушений, а также относительное содержание отдельных форм хромосомных поломок были иными. В частности, воздействие ТЗЧ приводило к образованию большего количества аберрантных митозов, чем при воздействии рентгеновских лучей. Частота их зависела от дозы, вида и энергии излучений. При облучении в дозах от 5 до 100 сГр зависимость проявления эффекта от дозы характеризовалась простой экспонентой, что свидетельствует об одноударной природе регистрируемых событий. При воздействии более высоких доз ТЗЧ дозовая зависимость приобретает более сложный степенной вид.

Значительные различия в эффектах имели место при фракционированном действии ТЗЧ и рентгеновских лучей. В частности, при двукратном облучении рентгеновскими лучами 180 кВ, ионами гелия с энергией 4,6 ГэВ/нуклон и протонами 25 МэВ отмечался более низкий выход клеток с хромосомными аберрациями ($p < 0,05$), чем в случае однократного облучения. Такое изменение эффекта при фракционированном воздействии обычно связывают с репарацией радиационных повреждений хромосом или с элиминацией клеток, содержащих эти повреждения. Однако в аналогичных исследованиях с облучением роговицы экспериментальных животных *in vivo* ускоренными ионами гелия, бора и углерода с энергиями до 10 МэВ/нуклон достоверных различий в эффектах однократного и фракционированного облучения не выявлено (рис. 12). Отсутствие снижения эффекта при фракционированном облучении тяжелыми ионами низких энергий обусловлено аддитивностью влияния отдельных фракций облучения на фоне резко замедленных процессов постлуче-

вой репарации. Это подтверждается результатами специально проведенного исследования, в котором была прослежена динамика основных цитогенетических изменений [5]. Большое количество клеток с aberrантными митозами сохранялось в течение всего шестимесячного периода наблюдения. В противоположность этому, при воздействии рентгеновскими лучами в значительно более высоких дозах частота aberrантных митозов практически не отличалась от контрольного уровня у интактных животных. Через 6 месяцев после облучения ионами ^{11}B и ^{12}C в дозе 25 сГр частота aberrантных митозов была приблизительно в три раза большей, чем при аналогичном облучении

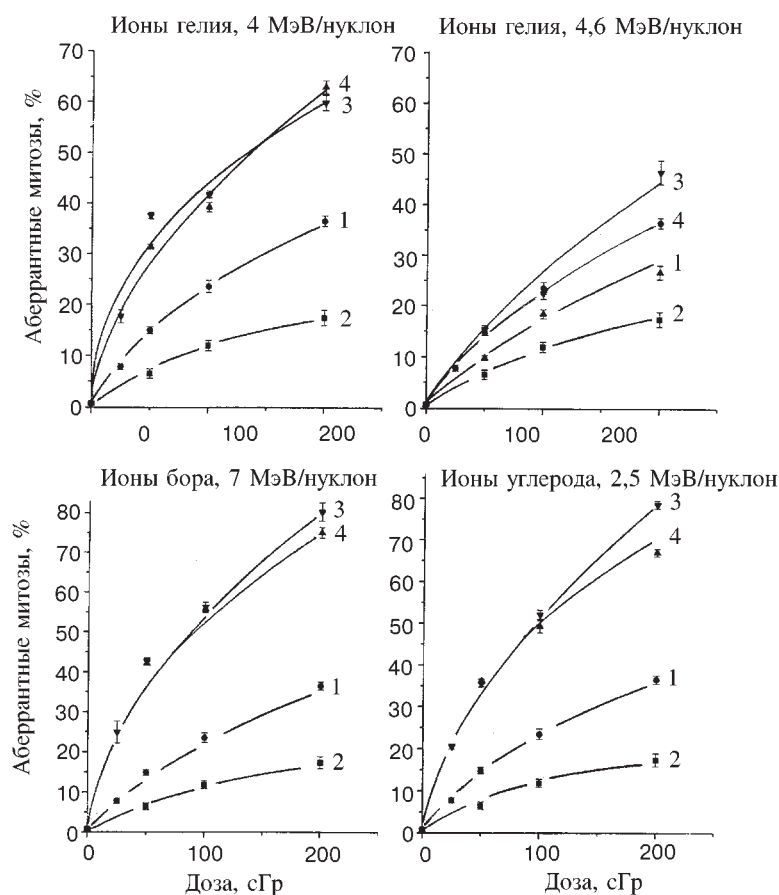


Рис. 12. Цитогенетические изменения в клетках эпителия роговицы мышей через 24 часа после однократного (1,3) и фракционированного (2,4) облучения стандартным излучением (1,2) и тяжелыми ионами (3,4)

рентгеновскими лучами в дозе 500 сГр. Сопоставление доз, при воздействии которых спустя 6 месяцев после облучения количество аберрантных митозов составляет 4,5%, показало, что значения коэффициентов ОБЭ ионов бора и углерода достигали 80—100.

Резкое замедление процессов восстановления постлучевых нарушений вплоть до полного их отсутствия при действии ТЗЧ связано с нарушением естественного продвижения клеток роговицы от базального слоя к ее поверхности в процессе их развития. Это подтверждается анализом количества клеток эпителия, число которых в результате длительной задержки аберрантных митозов снижалось со 180 до 42 к концу шестимесячного периода наблюдения.

В экспериментах с культурой лимфоцитов крови человека *in vitro* эффект фракционирования дозы ионов гелия был различен в зависимости от использованных показателей и уровня доз. Так, по числу образования аберрантных клеток не отмечалось статистически значимого различия в случаях однократного и фракционированного облучения ионами гелия. Разделение дозы 4 Гр на две равные фракции с интервалом три часа между ними приводило к снижению количества аберраций по сравнению с однократным облучением. Однако при более низком уровне доз ионов гелия эффект фракционирования отсутствовал или был существенно выше по сравнению с однократной дозой [60, 61].

Проведенный анализ показывает, что различия между значимыми изменениями при однократном и повторном облучении в высоких дозах обусловлены степенью поражения клетки. Как видно из табл. 6, частота аберрантных клеток после однократного и фракционированного облучения ионами гелия одинакова, вместе с тем число аберраций хромосом на 100 клеток существенно различается. Число аберраций на одну аберрантную клетку при однократном облучении в дозах 4 и 5 Гр равно, соответственно, 4,2 и 6,9, а при фракционированном облучении — 2,6 и 4,5. Столь значительный уровень частоты аберраций хромосом связан с высоким уровнем использованных доз ионов гелия. Разница в числе аберраций, приходящихся на одну аберрантную клетку при фракционированном облучении в обеих дозах оказалась в 1,6 раза меньше, чем при однократном. После однократного облучения значительно чаще встречались клетки, содержащие 3 и больше дицентриков, чем в случае дробного облучения.

В отличие от ионов гелия при фракционированном облучении лимфоцитов крови человека протонами с энергией 9 ГэВ с интервалом между фракциями два часа различия в эффектах однократного и дробного воздействия отмечались по частоте хромосомных фрагментов и общему числу аберраций. Они выражались в некотором снижении радиобиологического эффекта при фракционированном воздействии.

Таблица 6. Аберрантные митозы и частота аберраций хромосом в лимфоцитах крови человека при воздействии ионов гелия с энергией 4 ГэВ/нуклон после однократного и фракционированного облучения

Доза, Гр	Число аберрантных клеток, %	Частота аберраций, %
1,0 (0,5±0,5)	36,0±3,5 (31,0±3,2)	51,3±4,1 (40,5±3,7)
2,0 (1,0±1,0)	44,5±4,7 (56,5±5,7)	94,0±6,9 (106,0±7,1)
4,0 (2,0±2,0)	95,0±6,8 (93,3±6,5)	418,0±14,5 (257,3±11,5)
5,0 (2,5±2,5)	100,0±5,8 (100,0±5,8)	691,3±15,2 (452,5±15,6)
Контроль	3,0±1,2	3,0±1,2

Таким образом, фракционированное облучение нестимулированных лимфоцитов крови человека ускоренными ионами гелия и протонами релятивистских энергий в сублетальных дозах приводит к снижению радиационного поражения, которое обусловлено различной степенью поражения самой клетки. При более низких дозах облучения эффект фракционирования отсутствует или выражен слабо.

В этой связи представляет интерес исследование динамики клеточности костного мозга бедренной кости мышей, облученных ионами гелия, протонами и гамма-лучами [61]. Кривая зависимости числа гемопоэтических клеток от сроков наблюдения после радиационного воздействия имеет фазный характер, как это характерно и для стандартного излучения. Можно выделить фазу опустошения и фазу восстановления количества костномозговых клеток. Максимальная степень снижения кариоцитов имела место в первые трое суток после облучения животных и в большей степени была выражена после воздействия ускоренных релятивистских ядер по сравнению с гамма-облучением. Отсутствие статистически значимых различий в эффектах максимального клеточного опустошения костного мозга в этом случае можно объяснить близкими значениями ЛПЭ ионов гелия и протонов. Не оказывала существенного влияния на биологический эффект и мощность дозы ионов гелия. Темп восстановления костномозгового кроветворения существенно не отличался после облучения ионами гелия и гамма-лучами, но значительно отставал в случае облучения протонами. В частности, количество кроветворных клеток после облучения ионами гелия и гамма-лучами практически восстанавливалось к 7—10 суткам послелучевого периода, тогда как после облучения протонами к этому сроку количество клеток достигало лишь половины контрольных значений, а полностью восстанавливалось к концу месяца.

Процесс восстановления протекал по экспоненциальному закону с двумя периодами, соответствующими быстрой и медленной компоненте. Период полувосстановления $T_{1/2}$ для быстрой компоненты для ионов гелия и гамма-лу-

чей составлял 2,5 сут, а после облучения протонами — 4,5 сут. Значение $T_{1/2}$ для медленной компоненты при облучении ионами гелия и гамма-лучами было равно 13,5 сут. Более быстрое восстановление костномозгового кровообращения после воздействия ионов гелия по сравнению с протонами не вполне ясно. При изучении цитогенетических нарушений в культуре лимфоцитов донорской крови, облученной ионами гелия в дозе 4 Гр, установлено, что почти все клетки имели аберрантные митозы, тогда как при воздействии протонами и гамма-лучами в аналогичной дозе количество таких клеток составляло около 80%. После облучения ионами гелия встречалось большое количество клеток с множественными абберациями хромосом (6 и более) [5]. О более глубоких повреждениях на уровне клетки и существенном снижении процессов внутриклеточной репарации свидетельствуют результаты изучения выживаемости клеток китайского хомячка в культуре [62]. Кривая доза — эффект выживаемости клеток китайского хомячка после облучения ионами гелия имеет экспоненциальный характер с отсутствием плеча, характерного для редкоионизирующих излучений. Облученные ионами гелия клетки обладают пониженной способностью к пострadiационной репарации и, возможно, что это может компенсироваться усилением ее на популяционном уровне.

Степень повреждения клеток после облучения протонами выражена в меньшей степени, чем после воздействия ионов гелия. Реже встречаются клетки с множественными абберациями. Вместе с тем регенераторный потенциал поврежденных клеток недостаточен для восстановления всей популяции.

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ РАЗЛИЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

Проблема относительной биологической эффективности (ОБЭ) ускоренных заряженных частиц является основной в радиобиологии излучений различного качества. Это определяется широким кругом практических задач, решаемых в радиобиологии и близких к ней науках. В частности, с развитием космических исследований возникла задача обеспечения радиационной безопасности при космических полетах. Накопленный опыт показывает, что при космических полетах, осуществляемых на относительно низких орбитах, потоки космической радиации довольно низкие (около $2,5 \text{ част./см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$) и поэтому не представляют серьезной опасности для здоровья экипажей космических кораблей [63]. Однако ситуация может существенно измениться при межпланетных полетах. В этих условиях сложная и неоднозначная зависимость ОБЭ излучений от многочисленных факторов физической и биологической природы не потеряла своей актуальности до сих пор.

Как известно, для сравнительного изучения биологического действия различных видов ионизирующих излучений в радиобиологии используется понятие относительной биологической эффективности. Большое значение ОБЭ имеет в системе обеспечения радиационной безопасности при космических полетах, а также при полетах реактивных самолетов на большой высоте в связи с установлением нормативных уровней облучения. В числовом выражении ОБЭ характеризуется коэффициентом, который определяется как отношение доз стандартного и изучаемого излучений, вызывающих одинаковый эффект:

$$K_{\text{ОБЭ}} = \frac{\text{Доза стандартного излучения}}{\text{Доза исследуемого излучения, вызывающая тот же эффект}}.$$

В качестве стандартного излучения обычно используются рентгеновские лучи (180 кВ) или гамма-излучение [64, 65].

Проведенные исследования цитогенетических нарушений в клетках эпителия роговицы позволили прийти к заключению об идентичном характере нарушений генетического аппарата клеток при действии протонов в диапазоне энергий 50 ÷ 645 МэВ и стандартного излучения и равной относительной биологической эффективности этих излучений. Коэффициенты ОБЭ, вычисленные на основании сопоставления доз, при воздействии которых у 37% делющихся клеток отсутствовали хромосомные аберрации, через 24 часа после облучения для протонов этих энергий не превышали 1, тогда как для протонов с энергией 25 МэВ коэффициент ОБЭ по данному показателю составлял 1,6 (табл. 7). Таким образом, величина коэффициентов ОБЭ зависит от ЛПЭ протонов. Это согласуется с результатами многочисленных исследований ОБЭ протонов широкого энергетического спектра, представленных в обзорах [32, 66].

При действии тяжелых заряженных частиц вследствие различий в интенсивности процессов репарации радиационных нарушений и более высоких повреждающих способностей, обусловленных, преимущественно, ЛПЭ, имеет место увеличение значений коэффициентов ОБЭ. Кривая зависимости коэффициентов ОБЭ тяжелых ионов от их ЛПЭ, полученная при изучении цитогенетических нарушений в клетках эпителия роговицы экспериментальных животных, отражает классические представления о зависимости ОБЭ от ЛПЭ тяжелых частиц, постулирующие возрастание ОБЭ с увеличением ЛПЭ примерно до 100—200 кэВ/мкм (рис. 13). При дальнейшем увеличении ЛПЭ происходит снижение коэффициентов ОБЭ тяжелых ядер, связанное, по-видимому, с особенностями микродозиметрического распределения поглощенной энергии [67, 68]. Аналогичная зависимость ОБЭ от ЛПЭ излучений получена в экспериментах на клетках млекопитающих в культуре и других объектах [37, 58, 69]. По-видимому, выявленная закономерность обусловлена неравномерным распределением поглощенной энергии в облучаемом объекте при воздействии тяжелых ионов, следствием которого является большее выделение энергии, чем это необходимо для инактивации клетки.

**Таблица 7. Значения коэффициентов ОБЭ протонов и тяжелых ионов,
полученные на основании изучения цитогенетических нарушений
в биологических объектах**

Вид и энергия излучения	ЛПЭ, кэВ/мкм	Объект	Исследуемый эффект	Кэф. ОБЭ	Ссылка
Протоны, 660 МэВ	0,25	Крысы	Скрытые хромосомные повреждения	0,7	[26]
		Дрозофила	Рецессивные мутации	1,0	[20]
Протоны, 645 МэВ	0,25	Амниотич. клетки человека	Частота хромосомных aberrаций, митотическая активность	1,0	[73]
		Крысы	Частота хромосомных aberrаций в клетках костного мозга	0,7	[74]
		Лимфоциты человека	Частота aberrантных митозов, хромосомных aberrаций	1,0	[75]
		Мыши, эпителий роговицы	Частота aberrантных митозов	0,73	[57]
Протоны, 510 МэВ	0,28	Крысы	Частота доминантных леталей	0,7	[76]
Протоны, 126 МэВ	0,62	Крысы	Содержание делящихся клеток в костном мозге через 24 часа после облучения	0,8	[25]
			Частота хромосомных aberrаций в клетках костного мозга через 24 часа после облучения	0,7	[25]
		Эмбрион. фибробласты человека	Частота хромосомных aberrаций через 24 часа после облучения	0,7	[77]
Протоны, 50 МэВ	1,26	Крысы	Митотическая активность клеток костного мозга, частота хромосомных aberrаций через 24 ч после облучения	1,1	[74]
			Опустошение костного мозга через 24 ч после облучения	1,3	
		Мыши, эпителий роговицы	Частота хромосомных aberrаций через 24 ч после облучения	1,3	[78]
			Снижение митотического индекса через 24 ч после облучения	1,5	

Вид и энергия излучения	ЛПЭ, кЭв/мкм	Объект	Исследуемый эффект	Коэф. ОБЭ	Ссылка
Протоны, 50 МэВ	1,26	Лимфоциты человека	Число aberrантных митозов и хромосомных aberrаций	1,0	[75]
		Мыши	Частота хромосомных aberrаций в клетках эпителия роговицы (D_{37})	1,6	[78]
Протоны, 25 МэВ	2,14	Лимфоциты человека	Число aberrантных митозов	1,2	[79]
^{11}B , 7,5 МэВ/нуклон	155	Мыши, эпителий роговицы	Общее число aberrаций хромосом, разрывы хромосом	1,0	[71,72]
			Частота aberrантных митозов	1,1	
			Частота хромосомных aberrаций	0,8	
			Частота парных ацентрических фрагментов	1,3	
			Частота хромосомных aberrаций	4,6	
		Мыши, эпителий роговицы	Снижение митотического индекса	4,0	
^{12}C , 2,5 МэВ/нуклон	428	Крысы	Частота aberrантных митозов в клетках печени	4,6	[71]
^{12}C , 2,5 МэВ/нуклон	230	Лимфоциты человека	Частота aberrантных митозов	1,3	[80]
^{22}Ne , 6 МэВ/нуклон	632	Мыши, эпителий роговицы	Общее число aberrаций	1,3–2,1	[71,72]
			Разрывы хромосом	1,0–1,9	
			Частота aberrантных митозов	1,3	
			Частота парных ацентрических фрагментов	2,4	
			Частота aberrантных митозов	2,2	

На значения коэффициентов ОБЭ большое влияние оказывает уровень радиационного поражения, зависящий от дозы, используемый в качестве критерия оценки биологической эффективности излучения (рис. 14). При снижении уровня повреждения происходит увеличение коэффициентов ОБЭ. Это отчетливо проявляется как после однократного, так и после фракционированного облучения тяжелыми ионами (табл. 8).

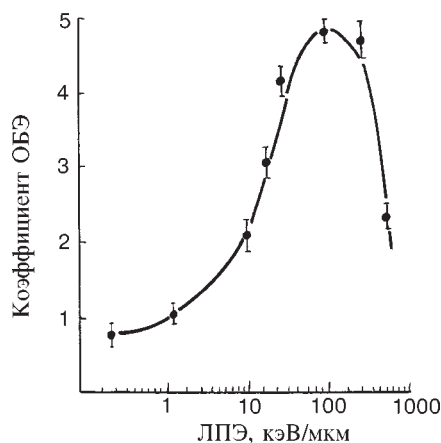


Рис. 13. Зависимость коэффициентов ОБЭ тяжелых ионов от их ЛПЭ

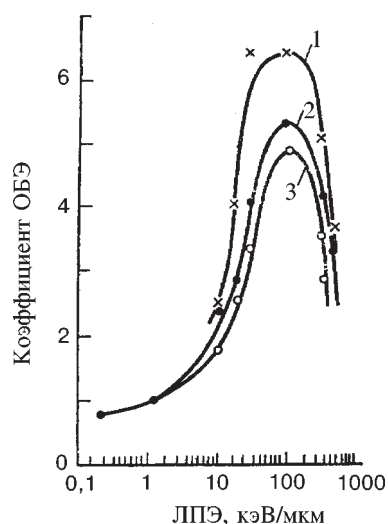


Рис. 14. Зависимость коэффициентов ОБЭ от ЛПЭ тяжелых ионов при разном уровне доз, вызывающих 20%-ный (1), 50%-ный (2) и 63%-ный (3) уровни повреждения хромосом клеток эпителия роговицы мышей

Сопоставление результатов изучения биологической эффективности ионов гелия с энергией 4,0; 6,0 и 9,7 МэВ/нуклон и рентгеновских лучей показало, что при всех эквивалентных дозах взаимодействующих частиц отмечается увеличение частоты образования аберрантных митозов также со снижением энергии частиц на нуклон, что, в свою очередь, приводит к увеличению коэффициентов ОБЭ (рис. 15) [70].

Таким образом, анализ результатов изучения цитогенетических эффектов в клетках млекопитающих позволил прийти к заключению о том, что при облучении биологических объектов протонами в диапазоне энергий 50÷660 МэВ и стандартным излучением сохраняется единый характер развития поражений наследственного аппарата клеток, а коэффициенты ОБЭ протонов в данном диапазоне энергий равны единице или незначительно отличаются от этого уровня (табл. 8). Этот вывод подтверждается многочисленными исследованиями при оценке реакции различных тканей, органов и систем, обусловленных протонами высоких энергий. Важная особенность полученных значений коэффициентов ОБЭ — это их устойчивое постоянство независимо от условий облучения биологических объектов и других факторов.

Более высокие значения коэффициентов ОБЭ характеризуют биологическое действие тяжелых ионов относительно низких энергий (табл. 7). Величина их зависит от дозы, ЛПЭ, длительности интервала времени, прошедшего после воздействия излучений и других факторов [32, 71, 72].

Таблица 8. Коэффициенты ОБЭ ионов гелия и бора по критерию частоты хромосомных aberrаций в клетках эпителия роговицы мышей после однократного и фракционированного облучения

Вид излучения	Характер воздействия	Коэффициенты ОБЭ при 20, 50 и 63 % уровне повреждения		
		D_{20}	D_{50}	D_{63}
^{11}B	однократное	$6,6 \pm 0,6$	$5,3 \pm 0,3$	$5,0 \pm 0,4$
$^{11}\text{B}^*)$	фракционированное	$13,8 \pm 1,5$	$7,3 \pm 0,8$	$5,8 \pm 0,7$
^2He	однократное	$2,7 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,3$
$^2\text{He}^*)$	фракционированное	$5,0 \pm 0,6$	$4,4 \pm 0,6$	—

*Интервал между облучениями 24 часа.

Высокие значения коэффициентов ОБЭ получены также для ускоренных заряженных частиц релятивистских энергий. Для уровней доз протонов с энергией 9 ГэВ, ионов гелия и углерода с энергией 4 ГэВ/нуклон, вызывающих образование aberrантных клеток у 20, 30, 50 и 63% делящихся клеток, коэффициенты ОБЭ составляли от 1,8 до 3,3 (табл. 9). С увеличением дозы заряженных частиц величина коэффициентов ОБЭ снижалась [40]. Несколько ниже оказались коэффициенты ОБЭ ускоренных релятивистских ядер, вычисленные при использовании доз излучений, приводящих к образованию 50% aberrантных клеток, общего числа aberrаций хромосом и отдельных видов хромосомных нарушений в культуре лимфоцитов периферической крови человека *in vitro* (табл. 10). В зависимости от вида излучения и критериев оценки цитогенетических нарушений коэффициенты ОБЭ колебались в пределах $1,3 \pm 1,9$ [40]. Они близки к значениям коэффициентов ОБЭ ионов азота с энергией 3,9 ГэВ/нуклон, полученным при оценке выживаемости клеток человека и опухолевых клеток у мышей в остром периоде после облучения [82].

Более высокими оказались коэффициенты ОБЭ ионов углерода с энергией 4 ГэВ/нуклон, рассчитанные по 5 и 10%-ному уровню цитогенетических нарушений в культуре лимфоцитов крови человека. Усредненные значения коэффициентов ОБЭ ионов углерода данной энергии равны 2,5 и 2,8 соответственно уровням повреждения.

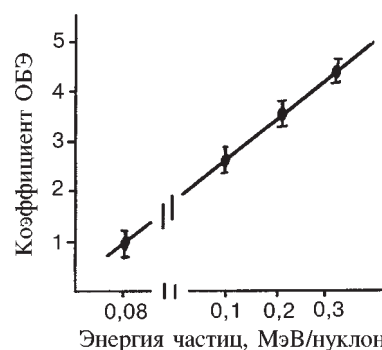


Рис. 15. Зависимость относительной биологической эффективности тяжелых заряженных частиц от их энергии на нуклон

Таблица 9. Коэффициенты ОБЭ ускоренных заряженных частиц релятивистских энергий, полученные при изучении частоты хромосомных aberrаций в клетках эпителия роговицы мышей в зависимости от уровня повреждения

Вид излучения	Уровень повреждения, %			
	D_{20}	D_{30}	D_{50}	D_{63}
Протоны	$2,0 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,1$
Ионы гелия	$3,3 \pm 0,2$	$2,8 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,2$
Ионы углерода	$2,9 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,1$	—	—

Таблица 10. Коэффициенты ОБЭ заряженных частиц релятивистских энергий, рассчитанные с использованием частоты цитогенетических нарушений в лимфоцитах периферической крови человека

Биологический тест	Коэффициенты ОБЭ		
	ионов гелия, 4 ГэВ/нуклон	протонов, 9 ГэВ	дейтронов, 4 ГэВ/нуклон
Число aberrантных клеток	$1,8 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,2$
Общее число aberrантных клеток	$1,7 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$
Число парных ацентрич. фрагментов	$1,4 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$
Число дицентриков и колец	$1,9 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,2$
Усредненные значения коэфф. ОБЭ	$1,7 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,2$

Таким образом, материалы проведенных исследований свидетельствуют о наличии существенных качественных и количественных различий в развитии эффектов, вызванных тяжелыми частицами и стандартным излучением: различные частота и степень репарируемости радиационных нарушений, образование большого количества обменных aberrаций при действии ТЗЧ. Специфические особенности биологического действия тяжелых заряженных частиц в значительной степени, по-видимому, определяются их способностью вызывать большее количество прямых двунитевых разрывов ДНК, тогда как при действии гамма-излучения двунитевые разрывы имеют, в основном, ферментативную природу. Поскольку репарация последних происходит более активно, то и восстановление клеток от повреждений осуществляется более эффективно при действии редкоизирующих излучений [80]. Репарационные способности облученных клеток снижаются при увеличении количества поглощенной энергии, приходящейся на одно событие попадания в чувствительный объем клетки. Можно найти функцию $R(Z_v)$, отражающую степень репарации пострадиационных нарушений с глубиной повреждаемости клеток

(Z — количество энергии в мишени объемом V). Форма этой функции зависит от генотипа клеток. Более сложная организация генома клеток высших млекопитающих определяет и более сложные радиобиологические эффекты этих клеток, обусловленные воздействием излучений с различными ЛПЭ [68]. Это приводит к неоднозначности коэффициентов ОБЭ, их зависимости от физических и биологических факторов [32]. Слабые репарационные возможности клеток, облученных тяжелыми заряженными частицами, приводят к значительному увеличению коэффициентов ОБЭ в отдаленные сроки после облучения. В частности, коэффициенты ОБЭ ускоренных ионов углерода с энергией 4,7 МэВ/нуклон, рассчитанные по критерию частоты образования аберрантных митозов в клетках эпителия роговицы мышей через 24 часа и три месяца после облучения, возрастали от 4,2 до 11,0 соответственно [35, 81].

ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТУ ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИХ НАРУШЕНИЙ В ЛИМФОЦИТАХ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ КОСМОНАВТОВ

В связи с проблемой обеспечения радиационной безопасности при межпланетных полетах вопросы оценки опасности воздействия относительно небольших доз космического излучения для организма человека приобретают большую актуальность [67, 83].

В последние годы анализ нестабильных аббераций хромосом в культуре лимфоцитов периферической крови человека широко используется в качестве основного метода биологической дозиметрии, позволяющего на основе выявленных цитогенетических нарушений провести ретроспективную оценку доз ионизирующего излучения [84—86]. Проведенные нами исследования частоты и видов аббераций хромосом в культуре лимфоцитов крови космонавтов в пред- и послеполетном периодах позволили прийти к заключению о возможности использования метода цитогенетического контроля для идентификации воздействия космического излучения [87—90]. Исследования *in vivo* в наибольшей степени отвечают задачам биологической дозиметрии и индикации воздействия космических излучений. В связи с высокой мобильностью лимфоцитов в кровеносном русле, распределением лимфатических узлов по всему организму, длительным сохранением хромосомных нарушений после воздействия ионизирующих излучений средняя доза облучения лимфоцитов дает представление о дозе, полученной всем организмом [91].

Цитогенетические исследования предусматривали выяснение качественных и количественных особенностей развития цитогенетических нарушений в культуре лимфоцитов крови космонавтов, обусловленных космическим излучением, и сравнительный анализ полученных данных с результатами цитогенетических исследований лимфоцитов донорской крови в экспериментах на ускорителях *in vitro*.

Исследования проведены у 24 космонавтов после однократных и повторных длительных полетов. У 14 из них изучен спонтанный уровень хромосомных нарушений. В работе использованы стандартные методы культивирования лимфоцитов и анализа хромосомных нарушений. Дозиметрические измерения на борту орбитальной станции «Мир» проводились с помощью штатного радиометра Р-16 [92] и индивидуальных термолюминесцентных дозиметров ИД-3М [93].

Частота и виды aberrаций хромосом в лимфоцитах здорового человека. Установлено, что в лимфоцитах практически каждого здорового человека, не подвергавшегося воздействию ионизирующего излучения, содержится определенное количество хромосомных aberrаций. Их число зависит от многих факторов, включая курение, потребление алкоголя, возраст, условия культивирования лимфоцитов и т.д. Несмотря на некоторые противоречия и отсутствие единого мнения о средних значениях частоты клеток с aberrациями хромосом, установлено, что частота спонтанных хромосомных нарушений — величина постоянная, которая не зависит от пола, но зависит от возраста. Количество aberrантных клеток у практически здоровых людей варьирует от 0 до 5%, составляя в среднем в возрасте 20—40 лет около 1%, увеличиваясь к 40—50 годам до 1,5% [51]. По другим данным количество aberrантных клеток колеблется от 2% после рождения до 4% в 75-летнем возрасте, а в 25—40 лет оно достигает примерно 3% [94]. Характерно, что в лимфоцитах здорового человека 95% от общего числа aberrаций составляют одиночные и парные фрагменты. В среднем приходится примерно 0,01—0,02 спонтанных АХ на одну aberrантную клетку, а все aberrантные клетки содержат не более одной aberrации [51]. Достаточно низкими значениями характеризуется спонтанный уровень дицентриков и центрических колец. Так, по данным [95] спонтанный уровень дицентриков у женщин 50—59 и 60—70 лет составлял 0,16 и 0,26 %, а у мужчин в возрасте 20—29 и 30—39 лет он был еще ниже и составлял 0,03 и 0,07 % соответственно.

Частота дицентриков у лиц, не подвергавшихся воздействию ионизирующего излучения, может варьировать от 0 до $2,35 \cdot 10^{-3}$ на клетку [96]. Средние значения частоты дицентриков находятся в пределах $(0,3 \div 0,5) \cdot 10^{-3}$. Проанализировав данные по частоте дицентриков в контрольных группах доноров, полученные в 65 различных лабораториях, Lloyd et al. [97] установили, что средний уровень этого вида aberrаций составляет $0,55 \cdot 10^{-3}$ на клетку. При формировании контрольной группы в случае проведения цитогенетического обследования пострадавших во время Чернобыльской аварии найдено, что у людей, которые не имели контакта с ионизирующим излучением, а также не подвергались терапевтическим и серьезным диагностическим облучениям, частота дицентриков и центрических колец составляла 0,2 на 1000 клеток. Исследование включало изучение частоты aberrаций нестабильного типа (ди-

центриков и центрических колец) с использованием традиционного метода и анализ стабильных aberrаций хромосом (симметричных транслокаций) с использованием FISH-техники [98, 99].

Частота дицентриков растет линейно с возрастом на $1,70 \cdot 10^{-4}$ на клетку каждые 10 лет [100]. Это свидетельствует о том, что получение объективных данных, характеризующих спонтанный уровень дицентриков и центрических колец в изучаемой популяции, является необходимым условием индикации облучения.

Хромосомные перестройки, обусловленные редкоизирующим излучением. Согласно классическим представлениям об образовании хромосомных aberrаций, облучение клеток в стадиях G_0 и G_1 клеточного цикла приводит к образованию aberrаций хромосомного типа (дицентриков и центрических колец), тогда как облучение клеток в S- и G_2 -фазах митотического цикла вызывает образование aberrаций хроматидного типа. Как известно, почти все лимфоциты в организме здорового человека находятся в G_0 -стадии, то есть их можно считать синхронизированной культурой [101]. Вместе с тем имеются сообщения о повышении частоты и хроматидных aberrаций у лиц, проживающих в экологически неблагополучных регионах [102], которые, вероятно, обусловлены влиянием химических факторов. У жителей, проживающих на радиационно-загрязненных территориях, не выявлено различий в частоте aberrаций хроматидного типа у лиц контрольной и опытной групп [103].

Для оценки дозы ионизирующего излучения используют значение средней частоты дицентриков и центрических колец в стимулированных фитогемагглютинином культурах лимфоцитов, что обусловлено низким спонтанным уровнем дицентриков, относительной легкостью их идентификации и дозозависимым увеличением их частоты после воздействия ионизирующих излучений [51, 104].

Важное значение для индикации облучения имеет характер распределения aberrаций по клеткам. Как мы уже указывали выше, при равномерном тотальном облучении редкоизирующим излучением распределение АХ по клеткам соответствует распределению Пуассона. Отклонение от этого распределения свидетельствует о неравномерном характере облучения. В эксперименте показано, что даже при дозе 100 сЗв редко встречаются клетки с двумя дицентриками и кольцами. Большинство клеток с такими АХ имели по одной aberrации [103]. С повышением уровня воздействующих доз редкоизирующего излучения количество обменных aberrаций в клетках увеличивается в соответствии с экспоненциальной зависимостью.

Необходимо учитывать соотношение между отдельными типами АХ и их частоту по поколениям клеток, поскольку по мере прохождения клетками митотического цикла происходит постепенная элиминация клеток, содержащих хромосомные поломки. Исследования частоты и количественных харак-

теристик хромосомных аберраций у пациентов онкологической клиники в различные сроки после курса лучевой терапии показали, что в течение первых 3—5 лет после окончания курса терапии содержание аберрантных клеток и количества аберраций хромосом снижается в 2 и 2,4 раза соответственно. В последующем их уровень медленно стабилизируется, оставаясь повышенным по сравнению с фоном в 5—6 раз [105] фактически до конца жизни. Из-за элиминации клеток с нестабильными аберрациями оценка индивидуальных доз облучения по нестабильным аберрациям хромосом становится проблематичной. Для ретроспективного определения дозы ионизирующих излучений необходимо соблюдение по крайней мере двух основных условий: однократное, относительно равномерное кратковременное облучение и взятие крови для цитогенетического анализа в возможно короткие сроки после его окончания [103]. Для условий низкоинтенсивного хронического, пролонгированного или фракционированного облучения отсутствуют калибровочные кривые, по которым можно было бы определить поглощенные дозы. Их нельзя получить из-за невозможности провести необходимые исследования на лимфоцитах *in vitro*. А использование существующих кривых для случаев острого облучения может привести к ошибочным результатам. Поэтому на данном этапе работы при анализе нестабильных аберраций хромосом в лимфоцитах крови космонавтов правильнее говорить не о биодозиметрии в прямом смысле слова, а о биоиндикации радиационного воздействия.

При хроническом облучении наблюдаемый уровень АХ является результатом двух составляющих: повышения частоты АХ за счет их возникновения в результате воздействия ионизирующих излучений и снижения частоты вследствие элиминации нестабильных аберраций хромосом [106]. Поскольку экспериментальное воспроизведение этого процесса *in vitro* невозможно, источником сведений об уровнях повреждения хромосом при хронических воздействиях являются наблюдения за профессиональными контингентами. Полученные на основе таких наблюдений результаты позволили прийти к заключению о том, что в большинстве проведенных исследований установлено повышение средних уровней АХ даже при облучении в пределах допустимой дозы (0,05 Зв). Это повышение чаще всего происходит за счет увеличения аберраций хромосомного типа. При наличии достоверных отличий от фонового уровня отсутствовала коррелятивная связь частоты цитогенетических нарушений с дозой или, если она наблюдалась, то могла носить как линейный, так и сложный немонотонно возрастающий характер [106]. В то же время зависимость от дозы отчетливо проявлялась или только для аберраций обменного типа, или для общего числа всех АХ. Характерны также высокие индивидуальные различия частоты АХ у отдельных лиц со сходными уровнями облучения.

Для случаев хронического облучения также предложены различные подходы для оценки дозы с целью биодозиметрии, однако они не нашли достаточного применения главным образом из-за необходимости введения многих поправочных коэффициентов, что в конце концов приводит к невысокой надежности получаемых результатов. В определенной мере это относится и к предложению использовать для определения индивидуальной дозы при хроническом облучении переходный коэффициент 2—3 [107].

Следует отметить, что в последние годы все более широкое распространение приобретает оценка доз ионизирующих излучений на основе анализа стабильных АХ — симметричных транслокаций, частота которых остается постоянной в течение длительного времени после облучения (месяцы, годы). Для этой цели используется флюоресцентный метод окрашивания после гибридизации *in situ* метафазных препаратов с хромосом-специфичными ДНК-пробами (FISH-метод). Исследования показали, что частота возникновения аберраций стабильного и нестабильного типов после воздействия излучений с низкой ЛПЭ одинакова [108].

Анализ частоты стабильных аберраций с использованием FISH-метода имеет важное значение для ретроспективной оценки доз облучения. Результаты проведенных исследований свидетельствуют об адекватности данного метода поставленным задачам [109, 110]. К сожалению, из-за его высокой стоимости он недостаточно распространен в России.

Особенности цитогенетического действия ускоренных заряженных частиц. Многочисленные исследования цитогенетических нарушений в клетках млекопитающих, включая и лимфоциты крови человека *in vitro*, установили ряд особенностей биологического действия ТЗЧ. Как показано выше, некоторые из них носят фактически специфический характер. В частности, повреждения хромосом после воздействия ТЗЧ всегда имеют более сложный характер по сравнению с аберрациями хромосом, обусловленными редкоизирующим излучением.

В экспериментах с облучением лимфоцитов крови человека в культуре [41] показано, что частота aberrантных метафаз после воздействия гамма-излучения увеличивалась с дозой согласно линейно-квадратичной зависимости, тогда как после облучения протонами высокой энергии кривая зависимости доза — эффект имела характер кривой с насыщением. Линейный характер зависимости доза — эффект сохранялся лишь до уровня дозы 1,5—2,0 Гр, далее кривая этой зависимости отклонялась от линейности в сторону снижения числа поврежденных клеток. Иначе говоря, имеет место феномен максимума мутаций [111]. Такой же характер зависимости числа клеток с АХ в лимфоцитах периферической крови человека от дозы получен после воздействия ускоренных ионов гелия с энергией 4 ГэВ/нуклон. Важной особенностью цитогенетических нарушений является более высокая эффективность ТЗЧ по отно-

шению к гамма-излучению и зависимость развивающихся эффектов от ЛПЭ излучений.

Клетки, поврежденные ТЗЧ, в отличие от стандартного излучения, обычно содержат большее число хромосомных повреждений, приходящихся на одну аберрантную клетку, а также на клетку в расчете на единицу дозы (Гр), а сравнительный анализ эмпирического распределения аббераций по клеткам (по Пуассону) выявил различный характер распределения числа аббераций хромосом в клетках при действии заряженных частиц и гамма-лучей ⁶⁰Со [49]. И наконец, действие тяжелых заряженных частиц характеризуется высоким выходом аббераций хромосом обменного типа (дицентриков и колец). В соответствии с этим изменялись отношения общего числа двухударных аббераций к одноударным, а также дицентриков и колец к парным ацентрическим фрагментам. По механизму своего возникновения такие АХ являются преимущественно двухударными [80].

Многочисленные исследования свидетельствуют также о замедленном процессе восстановления клеток от повреждения хромосом, обусловленных ТЗЧ, об отсутствии защитного влияния известных радиопротекторов и кислородного эффекта.

Коэффициенты ОБЭ тяжелых ионов различных энергий выше по отношению к стандартному излучению. Как видно из представленных выше материалов, они определяются физическими и биологическими факторами.

Влияние рентгенодиагностических процедур на уровень хромосомных аббераций в лимфоцитах человека. Наиболее широко население подвергается воздействию ионизирующего излучения в низких дозах во время рентгенодиагностических обследований. Имеющиеся в литературе сведения позволяют оценить дозы ионизирующего излучения у пациентов при основных видах рентгенодиагностических процедур [112]. В значительной степени дозовая нагрузка определяется режимом проведения процедуры. Так, удельные поглощенные дозы рентгеновского излучения во внутренних органах при обзорной рентгенографии черепа могут колебаться от 0,13 до 5,5 мкЗв, а грудного отдела позвоночника — от 2,2 до 75,0 мкЗв. Дозы рентгеновского излучения при локальных обследованиях обычно не превышают 0,5—2,0 сГр. Однако на практике нередки случаи неоднократных повторных исследований в различных проекциях одного и того же объекта, что, естественно, приводит к повышению индивидуальных доз рентгеновского излучения. Между тем возрастание числа хромосомных аббераций у людей отмечается уже при дозе 0,7 Р, полученной во время рентгеновского обследования пациента [113]. При хроническом воздействии ионизирующих излучений в дозах, близких к естественному фону и предельно допустимым дозам, изменения частоты цитогенетических нарушений связаны с мощностью дозы, то есть они не зависят от

величины суммарной дозы облучения. С повышением дозы облучения значительно увеличивается вероятность возникновения неблагоприятных последствий воздействия ионизирующих излучений, в том числе генетических нарушений в делящихся клетках. В частности, при накоплении суммарных доз порядка 20—70 бэр установлено снижение способности Т-лимфоцитов к бласттрансформации, указывающее на изменение клеточного иммунитета [114], увеличение частоты хромосомных aberrаций и др.

В целом на основании имеющихся литературных данных очевидно, что метод анализа нестабильных aberrаций хромосом в лимфоцитах крови человека, широко используемый в нашей стране после аварии на Чернобыльской АЭС, отвечает задаче ретроспективной оценки доз ионизирующих излучений. Однако он более пригоден для случаев однократного относительно кратковременного облучения, тогда как использование его с целью определения дозы излучения после хронического, фракционированного или пролонгированного лучевого воздействия затруднительно. Для этой цели необходимо, с одной стороны, накопление необходимого массива данных о влиянии космической радиации на организм космонавтов, а с другой — построение калибровочных кривых для отдельных составляющих космического излучения широкого энергетического спектра на основании исследований цитогенетических нарушений хромосомного аппарата в лимфоцитах человека *in vitro* после облучения ускоренными заряженными частицами. Для целей биологической дозиметрии необходимо использовать метод флюоресцентной *in situ* гибридизации лимфоцитов, позволяющий выявлять стабильные aberrации хромосом, тогда как анализ нестабильных aberrаций хромосом в большей степени отвечает задачам индикации космических излучений.

Спонтанный уровень хромосомных нарушений у космонавтов. Анализ цитогенетических нарушений в лимфоцитах периферической крови космонавтов в дополетном периоде показал, что спонтанный уровень хромосомных нарушений отличается значительными индивидуальными колебаниями (табл. 11). Так, число aberrантных клеток различалось у разных космонавтов от 0,4 до 2,5%. Такого же диапазона индивидуальные колебания имели место по частоте парных фрагментов и ацентрических колец. Дицентрики и центрические кольца выявлены у трех человек, то есть в 21,4 % случаев. Их частота составляла 0,21; 0,2 и 0,09 % [96].

Как известно из литературных данных, спонтанный уровень дицентриков характеризуется достаточно низкими величинами. При этом данные об относительном уровне дицентриков, широко представленные в литературе, свидетельствуют о значительной межлабораторной вариабельности данного показателя. Частота дицентриков в контрольных группах может варьировать от 0 до $2,35 \cdot 10^{-3}$ на клетку [96].

Таблица 11. Спонтанный уровень хромосомных aberrаций в лимфоцитах периферической крови космонавтов

Наблюдения	Число проанализированных клеток	Число aberrантных клеток, %	Число aberrаций хромосомного типа, %			Число aberrаций хроматидного типа, %
			парные фрагменты и ацентрические кольца	дицентрики и центрические кольца	всего	
3	200	2,5	0,5	0	0,5	2,0
5	200	2,0	1,0	0	1,0	1,0
6	200	2,0	2,0	0	2,0	0
10	300	2,0	2,0	0	2,0	0
11	200	2,5	2,5	0	2,5	0
12	200	1,0	0	0	0	1,0
13	150	0,67	0,67	0	0,67	0
14	110	0,9	1,8	0	1,8	0
18	1415	1,34	0,71	0,21	0,92(+1t)	0,42
19	1500	2,4	0,8	0,2	1,0(+1t)	1,6
20	2100	0,61	0,14	0,09	0,23	0,38
21	500	2,0	0,8	0	0,8	1,2
22	500	0,8	0,4	0	0,4	0,4
23	500	0,4	0,4	0	0,4	0,2
В среднем	8075	1,36±0,13	0,64±0,09	0,10±0,04	0,74±0,1	0,68±0,09

Учитывая приведенные выше средние значения частоты дицентриков у лиц, не подвергавшихся воздействию ионизирующих излучений [97], а также данные по частоте дицентриков на клетку в контрольных группах доноров, спонтанный уровень дицентриков и центрических колец у космонавтов был превышен примерно в два раза. Кроме того, в двух наблюдениях обнаружены клетки с симметричными транслокациями. Большие индивидуальные различия отмечались также по частоте aberrаций хроматидного типа (от 0,2 до 2,0 %).

В настоящее время мы не можем связать повышенный уровень aberrаций хромосом у космонавтов в предполетном периоде с влиянием какого-либо конкретного фактора. Вопросы зависимости частоты хромосомных aberrаций от различных факторов (курения, употребления алкоголя, пола, возраста, условий культивирования клеток и др.) многократно обсуждались в литературе, однако до сих пор не достигнуто единого мнения о средних значениях частоты хромосомных нарушений [115]. Можно лишь предположить, что в основе значительных индивидуальных колебаний частоты aberrаций хромосом в лимфоцитах крови космонавтов в дополетном периоде лежит контакт с генотоксическими факторами среды обитания или другими факторами, включая и рентгенодиагностические процедуры.

Уровни ионизирующих излучений, полученные космонавтами. Сравнительный анализ продолжительности пребывания в космосе, суммарных доз рентгеновского излучения, полученных во время рентгенодиагностических

процедур за период пребывания в отряде космонавтов, и суммарных доз космического излучения не выявил каких-либо корреляций с частотой цитогенетических нарушений в лимфоцитах периферической крови. Суммарные уровни рентгеновских лучей в отдельных случаях достигали нескольких десятков бэр. Вместе с тем, несмотря на высокую чувствительность метода, на основании проведенных исследований мы не располагаем данными, которые указывали бы на увеличение частоты спонтанного уровня цитогенетических нарушений в лимфоцитах крови космонавтов в связи с величиной дозы рентгеновского излучения, хотя возрастание числа аберраций хромосом возможно после облучения рентгеновскими лучами с диагностической целью [113]. Возможно, что отсутствие цитогенетического эффекта после рентгенодиагностических процедур в большинстве наших наблюдений связано с активной элиминацией нестабильных аберраций хромосом. К тому же цитогенетический анализ в этих случаях проводился не сразу после рентгеновского обследования. Суммарные дозы космических излучений также в отдельных случаях достигали 20—30 сЗв [93]. При хроническом или сильно растянутом во времени облучении в дозах, близких к естественному фону или предельно допустимым уровням, изменения частоты цитогенетических нарушений не зависят от величины суммарной дозы радиационного воздействия. Однако с повышением дозы ионизирующих излучений вероятность возникновения неблагоприятных последствий увеличивается, в том числе и генетических нарушений в делящихся клетках. Необходимо также учитывать, что биологическая эффективность отдельных составляющих может быть выше эффектов, обусловленных космическим излучением [40].

Частота аберраций хромосом в лимфоцитах крови космонавтов после космических полетов. Изучение цитологических нарушений в лимфоцитах периферической крови космонавтов после первого полета выявило существенное увеличение частоты аберрантных клеток, общего числа аберраций хромосомного типа, а также дицентриков и центрических колец (табл. 12) по сравнению с фоновым уровнем хромосомных аберраций. Средняя частота дицентриков и центрических колец была увеличена почти в 5 раз относительно дополетного уровня (рис. 16) [87—91].

Только в одном случае из 13 наблюдений дицентрики и центрические кольца не были обнаружены. Кроме того, в лимфоцитах крови 4 космонавтов (наблюдения №20—23) выявлены клетки с симметричными транслокациями, стабильными аберрациями хромосом. Хотя их роль окончательно не установлена, их появление, по-видимому, может быть связано с более тяжелой степенью повреждения наследственного аппарата клеток. Увеличилось также число парных фрагментов и центрических колец, частота которых составляла от 0,4 до 3,61% против 0,4 ±2,5% в контроле. Что касается аберраций хроматидного типа, то отмечались некоторые колебания их количества как в одну, так и в другую сторону. Лишь в одном наблюдении (№ 23) после космического по-

лета имело место статистически значимое превышение частоты хроматидных фрагментов по сравнению с дополетным уровнем, причину которого трудно предположить, поскольку ионизирующие излучения индуцируют только aberrации хромосомного типа [103].

Таблица 12. Частота aberrаций хромосом в культуре лимфоцитов периферической крови космонавтов после первого космического полета

Наблюдения	Число проанализированных клеток	Число aberrантных клеток, %	Число aberrаций хромосомного типа, %			Число aberrаций хроматидного типа, %
			парные фрагм. и ацентр. кольца	дицентр. и центр. кольца	всего	
3	200	5,5	4,0	0,5	4,5	2,5
5	930	1,3	0,86	0,75	1,61	0
6	100	2,0	2,0	0	2,0	0
10	900	1,76	1,1	0,66	1,76	0
11	220	3,63	3,61	0,45	4,06	0
12	352	1,4	0,85	0,56	1,41	0,14
13	400	1,75	0,5	0,75	1,25	0,44
14	520	1,15	1,14	0,38	1,52	0
18	1387	1,68	0,22	0,67	0,89	0,79
20	1000	2,2	0,7	0,6	1,3(+1)*	1,0
21	1000	2,3	0,9	0,2	1,1(+2)	1,3
22	1000	1,7	0,4	0,2	0,6(+3)	0,8
23	1000	2,6	0,8	0,1	0,9(+1)	2,0

*) Симметричные транслокации хромосом.

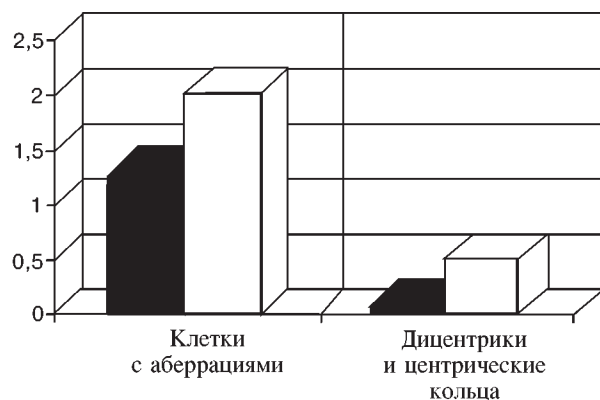


Рис. 16. Хромосомные aberrации в лимфоцитах периферической крови космонавтов (на 100 клеток): ■ — контроль, □ — после первого полета

Таблица 13. Частота aberrаций хромосом в лимфоцитах периферической крови космонавтов в культуре после повторных полетов

Наблюдения	Число проанализированных клеток	Число аберрантных клеток, %	Число аберраций хромосомного типа, %			Число аберраций хроматидного типа, %
			парные фрагм. и ацентр. кольца	дицентрики и центр. кольца	всего	
Перед вторым полетом						
3	500	2,4	0,4	0	0,4	2,0
5	850	1,05	0,35	0,38	0,73	0,35
7	1001	1,4	0	0,7(2цк)	0,7	0,7
9	200	1,5	1,0	0	1,0	0,5
10	500	1,6	0,8	0	0,8	1,0
11	500	1,0	0,4	0	0,4	0,6
13	500	1,2	0	0	0	1,2
17	1560	0,76	0,64	0,06	0,7	0,12
После второго полета						
3	1000	3,0	0,8"	0,1	0,9	1,7
5	536	2,93	0,37	0	0,37(+3t)	2,0
7	1000	2,5	0	2,5(5цк)	2,5	1,1
9	100	3,0	0	1,0	1,0	2,0
10	758	1,85	0,26	0,13	0,39	1,45
11	1000	1,4	0,6	0,2(1цк)	0,8(+2t)	0,4
16	983	1,92	1,41	0,81	2,22	0,3
17	585	0,86	0,5	0	0,5	0,36
Перед третьим полетом						
1	200	2,5	2,5	0	2,5	0
2	100	3,0	2,0	0	2,0	1,0
4	200	2,5	2,5	0	2,5	0
5	1000	2,0	0,8	0,1	0,9	1,2
7	500	3,6	1,4	0,2	1,6	2,6
После третьего полета						
1	80	3,75	3,75	0	3,75	0
2	100	4,0	1,0	0	1,0	3,0
4	1020	1,09	0,4	0,69	1,09	0
Перед четвертым полетом						
2	400	1,25	0,75	0	0,75	0,5
4	1000	2,3	0,8	0,1(цк)	0,9(+1t)	1,3
8	140	1,41	0	0	0	1,41
После четвертого полета						
2	100	4,0	4,0	0	4,0	0
8	200	3,0	2,0	0	2,0	1,0

В межполетном периоде, длительность которого обычно составляет 1—1,5 года, происходит снижение частоты хромосомных нарушений, однако оно не всегда достигает фонового уровня (табл. 13). С каждым последующим

полетом вновь отмечается увеличение частоты aberrаций хромосомного типа и расширение их спектра, то есть появление дицентриков и центрических колец, если они отсутствовали в период дополетного исследования. В отдельных случаях отмечалось появление клеток с симметричными транслокациями. В одном наблюдении (№3) после повторного космического полета длительностью 194 суток в культуре лимфоцитов космонавта обнаружены множественные парные фрагменты. После первого полета у данного космонавта в лимфоцитах выявлено 7% aberrаций хромосом, среди которых aberrации хромосомного типа составляли 4,5%. Результаты цитогенетического исследования лимфоцитов периферической крови космонавтов в культуре после повторных полетов позволяют предположить, что повышение частоты aberrантных клеток, появление или увеличение числа дицентриков и центрических колец и общего числа aberrаций хромосом можно считать закономерным явлением после каждого космического полета. Вместе с тем после первого полета это увеличение было наиболее существенным. Это может быть обусловлено своеобразной адаптивной реакцией на повторное влияние космической радиации. Однако для получения окончательных выводов в данном случае необходим значительно больший массив данных. К тому же в отдельных наблюдениях анализу подверглось недостаточное количество делящихся клеток.

Таблица 14. Средние значения частоты хромосомных aberrаций в лимфоцитах периферической крови космонавтов после космических полетов

Наблюдения	Число про-анализир. клеток	Число aberrантных клеток	Aberrации хромосомного типа			Aberrации хроматидного типа
			парные фрагм. и ацентр. кольца	дицентр. и центр. кольца	всего	
контроль	8075	$1,36 \pm 0,13$	$0,64 \pm 0,09$	$0,10 \pm 0,03$	$0,74 \pm 0,10$	$0,68 \pm 0,09$
после 1-го полета	9009	$1,98 \pm 0,15$	$0,88 \pm 0,10$	$0,47 \pm 0,07$	$1,34 \pm 0,12$	$0,78 \pm 0,09$
до 2-го полета	5611	$1,23 \pm 0,15$	$0,41 \pm 0,09$	$0,20 \pm 0,06$	$0,61 \pm 0,10$	$0,66 \pm 0,11$
после 2-го полета	5962	$2,11 \pm 0,19$	$0,59 \pm 0,10$	$0,64 \pm 0,10$	$1,22 \pm 0,14$	$1,02 \pm 0,13$
до 3-го полета	2000	$2,55 \pm 0,36$	$1,35 \pm 0,26$	$0,10 \pm 0,07$	$1,45 \pm 0,27$	$1,30 \pm 0,25$
после 3-го полета	1200	$1,50 \pm 0,35$	$0,67 \pm 0,24$	$0,58 \pm 0,22$	$1,25 \pm 0,32$	$0,25 \pm 0,14$
до 4-го полета	1540	$1,95 \pm 0,36$	$0,71 \pm 0,22$	$0,06 \pm 0,06$	$0,78 \pm 0,22$	$1,10 \pm 0,27$
после 4-го полета	300	3,33	$2,67 \pm 0,94$	0	$2,67 \pm 0,94$	$0,67 \pm 0,47$

Расчеты средних значений частоты хромосомных нарушений по группам в зависимости от количества космических полетов подтверждают мнение об увеличении числа aberrантных клеток, дицентриков и центрических колец, а также общего количества aberrаций хромосомного типа в лимфоцитах крови космонавтов после повторных полетов (табл. 14).

Оценка доз у космонавтов методом биодозиметрии. Для оценки индивидуальных поглощенных доз по данным [51] была построена калибровочная кривая зависимости количества дицентриков на клетку от дозы гамма-излучения. Для этого была проведена линейная регрессия по 10 точкам в диапазоне низких доз (0–50 сГр) и получена следующая зависимость:

$$y = 0,3 \cdot 10^{-3} + 0,69 \cdot 10^{-3} \cdot D,$$

где y — количество дицентриков на клетку, D — доза, сГр. При этом коэффициент корреляции $R = 0,97$, а квадратичное отклонение $SD = 0,316 \cdot 10^{-2}$.

Это позволило путем сопоставления наблюдаемых уровней хромосомных aberrаций с данной калибровочной кривой определить индивидуальные поглощенные дозы космического излучения космонавтов (табл. 15), а при сравнении полученных таким образом значений доз с данными физической дозиметрии вычислить коэффициенты ОБЭ космического излучения (табл. 16).

Таблица 15. Результаты биологической дозиметрии

Космонавт	Количество просчитанных клеток	Количество дицентриков	Количество дицентриков/клетки (10^{-3})	Доза по данным биодозиметрии, сГр
K3	200	1	$5,0 \pm 5,0$	$7,8 \pm 8,1$
K5	930	7	$7,5 \pm 2,8$	$10,4 \pm 5,6$
K10	900	6	$6,7 \pm 2,7$	$9,2 \pm 5,5$
K11	220	1	$4,5 \pm 4,5$	$6,0 \pm 7,5$
K12	352	2	$5,7 \pm 4,0$	$7,8 \pm 6,9$
K13	400	3	$7,5 \pm 4,3$	$10,4 \pm 7,2$
K18	1387	9	$6,5 \pm 2,2$	$8,9 \pm 5,2$
K20	1000	6	$6,0 \pm 2,4$	$8,2 \pm 5,3$

Необходимо отметить, что оценка доз цитогенетическим методом была произведена только по данным анализа препаратов хромосом отдельных космонавтов, полученных после первого космического полета, поскольку данные после второго полета из-за небольшого числа дицентриков не отличались статистической достоверностью. Отсутствие статистически значимых различий по частоте aberrаций хромосом в лимфоцитах крови космонавтов после второго полета по отношению к контролю, как мы уже указывали, возможно,

обусловлено проявлением адаптивного ответа клеток организма космонавтов на облучение, более известного при однократных облучениях. Однако этот вопрос требует специального исследования.

Таблица 16. Индивидуальные поглощенные дозы космонавтов, определенные методами биологической и физической дозиметрии, а также коэффициент ОБЭ космического излучения

Космонавт	Длительность полета, сут	Доза по приборам, сГр	Доза по биодозиметрии, сГр	Коэффициент ОБЭ космического излучения
K3	146	2,44	6,8	2,8
K5	189	3,65	10,4	2,9
K10	182	3,72	9,2	2,5
K11	197	3,92	6,0	1,5
K12	126	2,50	7,8	3,1
K13	126	3,30	10,4	3,2
K18	115	3,76	8,9	2,4
K20	180	5,83	8,2	1,4

Согласно проведенным расчетам, среднее значение коэффициента относительной биологической эффективности космического излучения составляет $2,5 \pm 0,7$. Это значение близко к усредненному значению коэффициента ОБЭ космического излучения, определенному физическим путем с помощью пропорционального счетчика, и лежит в пределах $1,7 \div 1,8$ [116].

Аналогичные подходы в определении доз космического излучения во время одной из длительных экспедиций на орбитальной станции «Мир» установили, что коэффициенты ОБЭ космического излучения колебались по различным видам aberrаций хромосом от 3,13 до 4,08. Среднее значение коэффициента ОБЭ в этом случае было равно 3,57 [109, 117]. В этой связи стоит заметить, что величина коэффициента ОБЭ, как показывают эксперименты на ускорителях, существенно зависит от критериев их оценки и других факторов. Накопление необходимого массива данных, возможно, приведет к их уточнению.

Таким образом, исследования цитогенетических нарушений в лимфоцитах периферической крови космонавтов после длительных космических полетов свидетельствуют о повышении частоты aberrантных клеток, количества aberrаций хромосомного типа, которое происходит преимущественно за счет увеличения числа дицентриков и кольцевых aberrаций хромосом, а также о снижении частоты aberrаций хромосомного типа в межполетном периоде в

результате элиминации клеток с хромосомными нарушениями. Наиболее выраженное увеличение частоты аберраций хромосом отмечалось после первого космического полета. Частота выявленных нарушений не зависела от дозы космических излучений и других факторов. Цитогенетические нарушения хромосомного аппарата в культуре лимфоцитов крови человека не встречались после кратковременных полетов [91, 118]. Поскольку, кроме действия ионизирующих излучений, другие факторы космического полета не обладают генотоксическим действием (или, по крайней мере, по этому вопросу отсутствуют убедительные данные), по нашему мнению, повышение уровня хромосомных нарушений в культуре лимфоцитов крови космонавтов может быть связано с действием галактического космического излучения. Низкая интенсивность космического излучения, по-видимому, приводит к нивелированию эффекта величины дозы. Существует также мнение о возможности увеличения фоновых значений частоты аберраций хромосом вследствие стрессовой ситуации, которая создается в результате космического полета. Однако отсутствие какой-либо реакции со стороны хромосомного аппарата лимфоцитов крови космонавтов после кратковременных полетов опровергает это предположение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Частота цитогенетических изменений является одним из характерных и достаточно стабильных показателей нарушений генетического материала клетки при действии ионизирующих излучений. Как показывают представленные данные, когда речь идет о влиянии космического излучения на генетические структуры, то это направление работ связано с изучением принципиально новых радиобиологических и биофизических явлений, которые исследованы еще недостаточно.

Приступая к работе, мы преследовали две основные цели: изучить возможные особенности генотоксического действия заряженных частиц широкого энергетического и зарядового диапазона в связи с вопросами обеспечения радиационной безопасности при длительных космических полетах и определить значения коэффициентов ОБЭ использованных излучений по цитогенетическим показателям. В радиобиологии тяжелых ионов эти вопросы чрезвычайно актуальны потому, что именно нарушения наследственного аппарата клеток приводят к развитию в последующем генетических и онкологических заболеваний, частота которых среди населения развитых стран постоянно увеличивается, или, по крайней мере, не имеет тенденции к снижению.

Количество аберраций хромосом при действии излучений различного качества на клетки млекопитающих и человека обнаруживает отчетливую зависимость от дозы, которая имеет сложный характер в широком диапазоне доз,

зависимый прежде всего от ЛПЭ ускоренных ядер. При рассмотрении вопросов относительной биологической эффективности протонов показано, что более высокая биологическая эффективность характерна для протонов с энергией 25 МэВ. Далее в порядке снижения ОБЭ располагаются протоны с энергией 50 и 645 МэВ.

Для протонов этих энергий характерна S-образная кривая дозовой зависимости, тогда как для тяжелых ионов с энергиями до 10 МэВ/нуклон кривая зависимости эффекта от дозы приобретает экспоненциальный характер. Изучение динамики изменения количества клеток с абберациями хромосом (абберантных митозов) свидетельствует о том, что после облучения тяжелыми ионами наблюдается длительное сохранение таких клеток. Тяжелые ионы вызывают спектр хромосомных изменений, отличный и в качественном отношении по сравнению со стандартным излучением, что проявляется в значительно большем выходе аббераций хромосом обменного типа.

Сопоставление равноэффективных доз по индукции абберантных митозов в клетках эпителия роговицы мышей и снижению митотического индекса позволило установить, что коэффициенты ОБЭ протонов с энергией 645 и 50 МэВ меньше единицы (0,73 и 0,90 соответственно), для протонов с энергией 25 МэВ коэффициент ОБЭ существенно превышает этот уровень (1,6). Наиболее высокий коэффициент ОБЭ установлен для ионов ^{11}B с энергией 7,5 МэВ/нуклон и ^{12}C с энергией 2,5 МэВ/нуклон (4,65 и 4,35 соответственно).

Многочисленные литературные материалы подтверждают выводы о том, что коэффициенты относительной биологической эффективности протонов в диапазоне энергий от 50 до 660 МэВ по критериям непосредственных и отдаленных последствий облучения близки или равны единице. На их величину не оказывают существенного влияния условия облучения биологических объектов или введения радиомодифицирующих средств.

Ускоренные заряженные частицы релятивистских энергий по своей эффективности находятся ближе к действию тяжелых ионов низких энергий. При действии протонов с энергией 9 ГэВ, ионов гелия и углерода 4 ГэВ/нуклон также отмечается более высокий выход хромосомных аббераций обменного типа в лимфоцитах периферической крови *in vitro* и клетках эпителия роговицы мышей *in vivo*, указывающих на более глубокую степень повреждения наследственного аппарата клеток. Увеличение эффективности излучений релятивистских энергий может быть объяснено действием высокоэнергетических δ -электронов. Значения коэффициентов ОБЭ по различным цитогенетическим показателям колебались от 1,4 до 3,3 для ионов гелия и от 1,3 до 2,0 для протонов соответственно. Примерно в таком же диапазоне находятся значения коэффициентов ОБЭ ионов углерода с энергией 4 ГэВ/нуклон. По цитогенетическим нарушениям в культуре лимфоцитов крови человека *in vitro* ве-

личина их составляла от 2,0 до 3,3. Для релятивистских ионов, как и для тяжелых ядер с более высокими ЛПЭ, характерна значительная вариабельность коэффициентов ОБЭ в зависимости от условий облучения биологических объектов, физических параметров воздействующих частиц, уровня организации биологических объектов, критериев оценки эффективности излучений.

Полученные результаты позволяют прийти к заключению о том, что одним из важных факторов, ответственных за характер наблюдаемых эффектов при воздействии тяжелых ионов, является величина чувствительного объема клетки («мишени»), попадание в которую приводит к определенным нарушениям, если клетка не погибает. Большие геометрические объемы клеток млекопитающих при прочих равных условиях предопределяют высокую вероятность попадания частиц в эти объемы, что и приводит в конечном итоге к высоким значениям биологической эффективности тяжелых заряженных частиц. Однако это справедливо для случаев одноударных попаданий, когда тот или иной эффект является результатом поражения единственного чувствительного объема клетки. При поражении большего количества чувствительных объемов в клетке механизмы развития радиационного повреждения могут быть другими.

Уникальные свойства лимфоцитов крови человека позволяют использовать культуру лимфоцитов в качестве объекта радиационных цитогенетических исследований у космонавтов. Высокая чувствительность метода, низкий спонтанный уровень хромосомных aberrаций у здоровых людей, естественная почти полная синхронизация клеток перед началом культивирования, длительное сохранение нестабильных aberrаций хромосом и ряд других преимуществ способствовали успешному использованию данного метода в качестве так называемого биологического дозиметра. Выполненные исследования указывают на тождественный характер радиационного эффекта в культуре лимфоцитов крови человека *in vivo* и *in vitro*. Для космической радиобиологии это особенно важно, поскольку исследования на ускорителях заряженных частиц до сих пор являются основным источником получения информации о биологическом действии отдельных видов космического излучения, закономерностях и механизмах развития тех или иных нарушений, зависимости радиационных эффектов от различных физических и биологических факторов.

Цитогенетические исследования культуры лимфоцитов периферической крови 24 космонавтов установили, что после длительных космических полетов у большинства космонавтов происходит увеличение общего количества aberrантных клеток и aberrаций хромосомного типа, несмотря на то, что ни в одном из них за время полета не была превышена допустимая доза космического излучения. Наряду с общим увеличением частоты хромосомных aberrаций возрастает также число повреждений хромосом на одну aberrантную клетку, что является показателем увеличения степени тяжести повреждения наследственного аппарата клеток.

Сильно растянутое во времени воздействие космического излучения во время длительных космических полетов, элиминация поврежденных клеток создают большие трудности для ретроспективной оценки доз космического излучения в целях биологической дозиметрии. Однако в условиях космических полетов трудно себе представить ситуацию, при которой дозы космического излучения на борту корабля, оснащенного дозиметрическими приборами, будут неизвестны. В связи с этим в настоящее время более важно использование цитогенетического метода как надежного индикатора именно воздействия космического излучения, поскольку другие факторы полетов не обладают генотоксическим действием. В пользу такого подхода свидетельствует и то обстоятельство, что частота хромосомных aberrаций в лимфоцитах крови космонавтов не проявляет заметной зависимости от дозы космического излучения. Это согласуется с мнением о том, что при хроническом облучении в малых дозах большее значение имеет не величина дозы, а интенсивность излучения.

Выявленный феномен увеличения частоты aberrантных клеток и хромосомных aberrаций в лимфоцитах крови космонавтов после длительных космических полетов приводит авторов работы к выводу о том, что эту категорию специалистов следует отнести к группе повышенного риска воздействия ионизирующих излучений.

В заключение отметим, что изучение цитогенетической эффективности тяжелых заряженных частиц, и в еще большей степени — космической радиации, далеко от своего завершения. Недостаточно изучены механизмы цитогенетических нарушений при действии излучений различного качества. Мало информации о действии ТЗЧ на ткани млекопитающих и их канцерогенной эффективности и т.д. Вместе с тем следует отметить, что в настоящее время для корректного ретроспективного определения доз ионизирующих излучений все более широко используется новый перспективный метод флуоресцентного анализа после *in situ* гибридизации хромосом со специфическими молекулярными зондами клеток (FISH-техника), позволяющий обнаруживать стабильные aberrации хромосом, которые, однажды возникнув, сохраняются до конца жизни человека. Показано, что применение FISH-метода позволяет оценивать поглощенные дозы десятилетия спустя после воздействия ионизирующих излучений. Это обстоятельство делает применение этого метода в биологической дозиметрии в связи с космическими полетами весьма перспективным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Мастрюкова А.М., Стржижовский А.Д.** — Проблемы радиационной безопасности космических полетов. М.: Атомиздат, 1964, с.143.
2. **Груздев Г.П.** — Сборник рефератов по радиационной медицине. М.: Медгиз, 1961, т.4, с.14.

3. Шапиро И.М., Константинова М.М.— ДАН СССР, 1959, т.125, с.654.
4. Мاستрюкова В.М., Стржижовский А.Д.— Радиобиология, 1963, т.3, в.5, с.667.
5. Ворожцова С.В.— Радиобиологические эффекты в клетках эпителия роговицы мышей при воздействии протонов и тяжелых ионов. Автореф. дисс. канд. биол. наук. М.: Институт медико-биол. проблем МЗ СССР, 1973, 20 с.
6. Ворожцова С.В., Федоренко Б.С., Андрущенко В.Н., Яшкин П.Н.— Радиобиология, 1987, т.27, в.6, с.779.
7. Кудряшов Е.И.— Проблемы космической биологии. Биофизические основы действия космической радиации и излучений ускорителей. Л.: Наука, 1989, т.60, с.153.
8. Попов В.И., Портман А.И.— Проблемы космической биологии. Биофизические основы действия космической радиации и излучений ускорителей. Л.: Наука, ЛО, 1989, т.60, с.162—167.
9. Сычков М.А.— Проблемы космической биологии. Биофизические основы действия космической радиации и излучений ускорителей. Л.: Наука, ЛО, 1989, т.60, с.146—153.
10. Федоренко Б.С.— ЭЧАЯ, 1991, т.22, вып.5, с.1199.
11. Kraft G.— Nuclear Science Application, 1987, v.3, p.1.
12. Ли Д.Э.— Действие радиации на живые клетки. М.: Госатомиздат, 1963.
13. Бак З., Александер П.— Основы радиобиологии. М.: ИЛ, 1963.
14. Дубинин Н.П.— Проблема радиационной генетики. М.: Атомиздат, 1961.
15. Puck T.T., Marcovín D., Marcus P.G., Cuccura S.J.— In: Proc. National Acad. Sci. US, 1967, v.52, 1, p.152.
16. Рыжов Н.И., Тоцева А.М., Говорун Р.Д. и др.— Космич. биол. и медиц., 1973, т.2, с.79.
17. Тодоров Св., Милева М., Иванов Б., Буланова М.— Эксперим. медиц. и морфология, 1972, т.11, в.4, с.220 (болг.).
18. Todorov S.L.— Strahlentherapie, 1957, v.149, 2, p.197.
19. Takatsuji T., Takekoshi H., Sasaki M.S.— Int. J. Radiat. Biol., 1983, v.44, 6, p.553.
20. Рапопорт И.Я., Ярмоненко С.П., Аврунина Г.А.— В сб.: Материалы по биологическому действию протонов высоких энергий. М.: 1962, с.102.
21. Шмакова Н.Л., Ярмоненко С.П.— Радиобиология, 1963, т.3, в.2, с.291.
22. Шмакова Н.Л.— Радиобиология, 1965, т.5, 2, с.275.
23. Пономарева В.Л.— Радиобиология, 1965, т.5, в.4, с.514.
24. Говорун Р.Д.— Вопросы радиобиологии и биологического действия цитостатических препаратов. Томск: Изд. Томск. ун-та, 1970, т.2, с.15.
25. Говорун Р.Д., Ворожцова С.В., Рыжов Н.И., Сычков М.А.— Биологическое действие протонов высоких энергий. М.: Атомиздат, 1967, с.277.
26. Палыга Т.Ф.— Радиобиология, 1965, т.5, в.2, с.279.
27. Григорьев Ю.Г., Савченко Н.Я., Рыжов Н.И.— Вопросы радиобиологии и биологического действия цитостатических препаратов. Томск: Изд. Томск. ун-та, 1971, т.3, с.3.
28. Ярмоненко С.П., Шмакова Н.Л., Фадеева Т.А. и др.— Мед. радиология, 1974, т.3, с.47.
29. Betteda D., Calzolari P., Gariboldi L. et al.— Radiat. Protect. 8 Symp. Microdosim., Julich, 27 Sept.—1 Oct., 1982. Luxembourg, 1982, p.707.
30. Мастрюкова В.М., Стржижовский А.Д.— Радиобиология, 1967, т.7, в.4, с.537.
31. Мастрюкова В.М., Стржижовский А.Д.— Космич. биол. и медиц., 1969, т.4, с.41.
32. Рыжов Н.И., Федоренко Б.С.— Относительная биологическая эффективность протонов и тяжелых ионов. М.: Гос. комитет по использованию атомной энергии СССР, Нац. комиссия по радиац. защите при Минздраве СССР, препринт 82—33, 1983, 32с.
33. Ярмоненко С.П.— Материалы по биологическому действию протонов высоких энергий. М., 1962, с.50.

34. **Ярмоненко С.П., Аврунина Г.А., Шашков В.С., Говорун Р.Д.**— Проблемы космической биологии. М.: Наука, 1962, т.2, с.388.
35. **Рыжов Н.И., Ворожцова С.В., Кошечева Л.А.**— Вопросы радиобиологии и биологического действия цитостатических препаратов. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1971, с.21—28.
36. **Шашков В.С., Морозов В.С.**— Проблемы космической биологии. М.: Наука, 1965, т.4, с.401.
37. **Todd P.**— Radiat. Res., Suppl., 1967, v.7, p.196—207.
38. **Герасименко В.Н.**— Хромосомные нарушения в лимфоцитах крови человека при воздействии ускоренных протонов и тяжелых ионов. Автореф. канд. биол. наук. М.: Институт медико-биологических проблем МЗ СССР, 1983, 25с.
39. **Рыжов Н.И., Попов В.И., Федоренко Б.С. и др.**— Вопросы биологического действия и дозиметрии тяжелых заряженных частиц и адронов высоких энергий. Пушкино, 1984, с.6.
40. **Герасименко В.Н., Портман А.И., Буланова М. и др.**— Радиобиология, 1987, т.27, в.6, с.743.
41. **Федоренко Б.С., Савченко Н.Я., Ворожцова С.В. и др.**— Радиобиология, 1987, т.27, в.3, с.339.
42. **Герасименко В.Н., Ворожцов А.С.**— Космич. биол. и авиакосмич. медиц. Тез. докл. 9 Всесоюзн. конф., Москва—Калуга, 1990, с.372.
43. **Севаньяев А.В., Жербин Е.А., Лучник Н.В. и др.**— Радиочувствительность и лучевая терапия опухолей. Л., 1976, ч.2, с.32.
44. **Севаньяев А.В., Жербин Е.А., Лучник Н.В. и др.**— Мед. радиология, 1977, т.22, в.10, с.25.
45. **Севаньяев А.В., Обатуров Т.М.**— Восстановление и компенсаторные процессы при лучевых поражениях. Л., 1979, с.92.
46. **Бочков Н.П., Демин Ю.С., Лучник Н.В.**— Генетика, 1972, т.8, в.5, с.133.
47. **Севаньяев А.В., Лучник Н.В.**— Генетика, 1973, т.9, в.11, с.165.
48. **Бочков Н.П.**— Мед. радиология, 1993, т.38, в.2, с.32.
49. **Герасименко В.Н., Боужек Э., Федоренко Б.С., Рошек О.**— 29 Совещ. соц. стран по космич. биол. и медиц. Тез. докл., Гавана, 1986, с.21.
50. **Говорун Р.Д., Ворожцова С.В., Герасименко В.Н.**— Космич. биол. и авиакосмич. медиц., 1982, в.4, с.64.
51. **Севаньяев А.В.**— Радиочувствительность хромосом лимфоцитов человека в митотическом цикле. М.: Энергоатомиздат, 1987.
52. **Raju M.R., Blakely E., Howard J. et al.**— Radiat. Res., 1976, v.65, No.1, p.191.
53. **Hall E.J., Bird R.P., Rossi N.H. et al.**— Radiat. Res., 1977, v.70, No.3, p.469.
54. **Blakely E.A., Tobias C.A., Ngo F.Q. et al.**— Inst. J. Radiat. Oncol., Biol., Phys., Suppl., 1978, v.4, No.2, p.93.
55. **Goldstein L.S.**— Radiat. Res., 1977, v.70, No.3, p.771.
56. **Ворожцова С.В., Герасименко В.Н., Рыжов Н.И., Савченко Н.Я.**— 15 Совещ. постоянно действующей раб. группы по космич. биол. и медиц. по программе Интеркосмос. Тез. докл. Бухарест, 1982, с.24.
57. **Рыжов Н.И., Ворожцова С.В., Кошечева Л.А., Мاستрюкова В.М.**— Космич. биол. и авиакосмич. медиц. Тез. докл. 4 Всесоюзн. конф. Москва—Калуга, 1972, с.288.
58. **Skarsgard L., Kihlman B., Parker L et al.**— Radiat. Res., Suppl., 1967, v.7, p.208.
59. **Grigoryev Yu.G., Ryzhov N.I., Popov V.I. et al.**— Radiat. Res. Biomedical, Chemical a. Physical Perspectives. Acad. Press, New York, San Francisco, London, 1975, p.1173.
60. **Федоренко Б.С., Герасименко В.Н., Опарина Д.Я. и др.**— 18 Совещ. соц. стран по космич. биол. и медиц. Матер. симпозиума. 1985, М., АН СССР, Совет «Интеркосмос», МЗ СССР, с.317—318.
61. **Герасименко В.Н., Зухбая Т.М.**— Космич. биол. и авиакосмич. медиц., 1988, т.2, с.85.

62. **Ярцев Е.И., Новосельцева С.Д., Герасименко В.Н.**— Тез. докл. 9 Всесоюзн. научн. конф., Л., 1986, с.264.
63. **Григорьев Ю.Г.**— Космическая радиобиология. М.: Энергоиздат, 1982.
64. **Даренская Н.Г., Козлова Л.Б., Акоев И.Г., Невская Т.Ф.**— Относительная биологическая эффективность излучений. Фактор времени облучения. М.: Атомиздат, 1968.
65. **Троицкий Н.А., Турбин Н.В., Арсеньева М.А.**— Генетические эффекты промежуточных нейтронов. Минск: Наука и техника, 1971.
66. **Raju M.J.**— *Int. J. Radiat. Biol.*, 1995, v.67, No.3, p.237.
67. **Рыжов Н.И.**— Проблемы космической биологии. Биофизические основы действия космической радиации и излучений ускорителей. Л., Наука, 1989, т.60, с.178—198.
68. **Красавин Е.А.**— Проблемы ОБЭ и репарация ДНК. М.: Энергоатомиздат, 1989.
69. **Todd P.**— *Biol. Effects of Heavy Ions in Second Sympos. on Prot. Radiat. in Space: October 12—14, 1964.* Washington, NASA, 1965.
70. **Ворожцова С.В., Федоренко Б.С.**— *Авиакосмич. и экологич. медиц.*, 1994, №4, с.40.
71. **Григорьев Ю.Г., Рыжов Н.И., Федоренко Б.С. и др.**— *Космич. биол. и медиц.*, 1974, №2, с.3.
72. **Grigoriev Yu.G., Ryzhov N.I., Krasavin E.A. et al.**— *COSPAR. Life Sci. a space Res. 9 Proceed. of the Open Meeting of the Working Group on Space Biol. Madrid, Spain, 10—24, 1972.* Berlin, Academi-Verlag, p.247.
73. **Васильев И.С., Дербенева Н.Н., Рыжов Н.И. и др.**— Биологическое действие протонов высоких энергий. М.: Атомиздат, 1967, с.162.
74. **Говорун Р.Д.**— *Космич. биол. и медиц.* 1968, №6, с.21.
75. **Тоцева А., Рыжов Н.И., Герасименко В.Н., Дерменджиев Е.**— 3-я Нац. конф. по радиологии и радиобиологии. Пловдив, 1973, с.90 (болг.).
76. **Плотникова Е.Д., Страшненко С.И.**— *Радиобиология*, 1963, т.3, №2, с.286.
77. **Засимовская А.И., Дербенева Н.Н., Григорьев Ю.Г., Рыжов Н.И.**— Вопросы радиобиологии и биологического действия цитостатических препаратов. Томск: Изд-во Томского ун-та. 1971, т.3, с.11.
78. **Ворожцова С.В., Мاستрюкова В.М., Кошечева Л.А.**— В сб: Материалы 2-й научной конф. молодых ученых. М., МЗ СССР, 1967, с.46.
79. **Герасименко В.Н., Говорун Р.Д., Рыжов Н.И.**— *Радиобиология*, 1980, т.20, №2, с.206.
80. **Корогодин В.И., Красавин Е.А.**— *Радиобиология*, 1982, т.22, №6, с.727.
81. **Рыжов Н.И., Ворожцова С.В., Красавин Е.А. и др.**— *Функция организма и факторы космического полета.* М.: Медицина, 1974, с.211.
82. **Brown D.A., Seydel H.G., Todd P.**— *Cancer*, 1973, v.32, No.3, p.541.
83. **Невзгодина Л.В., Григорьев Ю.Г., Маренный А.М.**— Действие тяжелых ионов на биологические объекты. М.: Энергоатомиздат, 1990.
84. **Севаньяев А.В., Моисеенко В.В., Цыб А.Ф.**— *Радиац. биология. Радиоэкология.* 1994, т.34, №6, с.782.
85. **Севаньяев А.В., Анкина М.А., Голуб Е.В. и др.**— *Радиац. биология. Радиоэкология.* 1995, т.35, №5, с.596.
86. **Шевченко В.А., Снигирева Т.П., Сусков И.И. и др.**— *Радиац. биология. Радиоэкология.* 1995, т.35, №5, с.588.
87. **Дружинин С.В.**— *Радиобиология. Радиоэкология. Радиационная безопасность.* Тез. докл. третьего съезда по радиационным исследованиям. Москва, 14—17 окт. 1997. Пушино, 1997, т.2, с.67.
88. **Дружинин С.В., Федоренко Б.С., Цетлин В.В. и др.**— Проблемы биохимии, радиационной и космической биологии. Труды Междунар. симпоз. к 90-летию акад. Н.М.Сисакаяна. Дубна, 1997, т.2, с.165.
89. **Krasavin E.A., Govorun R.D., Fedorenko B.S. et al.**— *JINR, Preprint E19-97-170, Dubna*, 1997.

90. Shevchenko V., Snigiryova G., Petrov V. et al.— Man in space. The Future of Humans in Space. Abstr. 12th Sympos. June 8—12, 1997. Washington, DC, NASA, 1997, p.289.
91. Сабатье Л., Федоренко Б.С., Герасименко В.Н.— Авиакосмич. и экологич. медиц. 1995, т.1, с.26.
92. Бондаренко В.А., Митрикас В.Г., Цетлин В.В.— Авиакосмич. и экологич. медиц., 1995, т.6, с.64.
93. Акатов Ю.А., Архангельский В.В., Петров В.М.— Космич. биол. и авиакосмич. медиц. Тез. докл. 11 конф., М., 1998, с.15.
94. Priour M., Al Achkar W., Aurias A. et al.— Human Genetics, 1988, v.77, p.147.
95. Ivanov B., Prascova I., Mileva M. et al.— Mut. Res., 1978, v.52, p.421.
96. Bauchinger M.— Stem Cell, 1995, Suppl., 1995, v.13, p.182.
97. Lloyd D.C., Purrot R.J., Reeder E.J.— Mut. Res., 1980, v.72, p.523.
98. Шевченко В.А., Семов А.В., Акаева Э.А. и др.— Радиационная биология. Радиоэкология, 1995, т.35, №5, с.646.
99. Shevchenko V.A., Snigiryova G.P.— Consequences of the Chernobyl Catastrophe: Human Health. Ed. Burlakova E.B. Moscow, 1996.
100. Evans H.J., Bucton K.E., Hamilton G.E.— Carotherst. Nature, 1979, v.277, p.531.
101. Нугис В.Ю., Чирков А.А.— Радиобиология, 1990, т.30, №5, с.585.
102. Шевченко В.А., Акаева Э.А., Арутюнян В.Д. и др.— 1-й Всесоюзн. радиобиол. съезд. Москва, 21—27 августа, 1989, Тез. докл. Пушкино, 1989, с.657.
103. Бочков Н.П.— Вестник РАМН, 1993, т.6, с.51.
104. Biological dosimetry: chromosomal aberration analysis for dose assessment, Vienna, IAEA, Technical report series 260, 1986.
105. Рябуха А.К., Кривошеева Л.П.— Радиобиология, 1983, т.3, с.383.
106. Нугис В.Ю.— Мед. радиология и радиационная безопасность, 1996, т.3, с.63.
107. Ionizing Radiation. Sources and Biological Effects. Report to the General Assembly with Annexes. Unions Sales Publications, E82, 1982. United Nations, New York, 1982.
108. Tucker J.D., Ramsey M.J., Lee D.A., Minkler J.L.— Int. J. Radiat. Biol., 1993, v.64, No.1, p.27.
109. Yang T.C., George K., Johnson A.S. et al.— Авиакосмич. и экологич. медиц., 1997, т.2, с.8.
110. Natarajan A.T. Obe G.— Fundamentals for the Assessment fo Risks from Environmental Radiation. Abstr. NATO — Advanced Research Workshop. 6—10 oct. 1997. Brno, Czech. Republic. 1997, p.44.
111. Шевченко В.А., Померанцева М.Д. — Генетические последствия действия ионизирующих излучений. М.: Наука, 1985.
112. Стравицкий Р.В., Ермаков В.А., Лебедев Л.А. и др.— Эквивалентные дозы в органах и тканях человека при рентгенодиагностических исследованиях. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1989.
113. Кудрицкий Ю.К., Биккулов Р.И., Григорьева Л.П. и др.— Rept. Staatl. Zentr. Strahlenschutz, 1974, v.157, p.89.
114. Либерман А.Н., Айзенрайх М., Польский О.Т. и др.— Итоговая конференция о научно-техническом сотрудничестве в области радиационной безопасности между Минздравом СССР и Государственным управлением по атомной безопасности и защите от излучения в период 1979—1980 гг. Веймар, 12—18 окт. 1980. SAAS-280. Веймар, 1981, с.166.
115. Бочков Н.П., Катосова М.Д., Платонова В.И. и др.— Генетика, 1994, т.30, №4, с.463.
116. Зависимость коэффициента качества космических излучений от линейной энергии. ГОСТ 25645.218-90, М., Госстандарт СССР, 1990.
117. Yang T.C., George K., Johnson A.S. et al.— Radiat. Res., 1997, v.148, p.17.
118. Testard I., Ricoul M., Hoffschir F. et al.— Int. J. Radiat. Biol., 1996, v.70, No.4, p.403.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ В ВЫПУСКЕ

УДК 530.145.61

К качественной теории элементарных преобразований одно- и многоканальных квантовых систем в подходе обратной задачи (их конструирование с заданными спектральными параметрами). *Захарьев Б. Н., Чабанов В.М.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1999, том 30, вып.2, с.277.

Данный обзор является продолжением серии обзоров «Уроки квантовой интуиции», опубликованных в ЭЧАЯ в 1990, 1992, 1994 годах. В настоящей работе собраны новые результаты по простым универсальным алгоритмам управления спектрами, рассеянием, распадами. Рассматриваются предельные (наиболее информативные) случаи: разделение в пространстве и по энергии «неразделимых», на первый взгляд, состояний, близких по энергии и форме модулей волновых функций и, наоборот, сближение уровней вплоть до их вырождения. Демонстрируется обогащение набора элементарных трансформаций при переходе к многоканальным системам (к векторной структуре спектральных параметров — рычагов управления связанными каналами). Так, с их помощью можно концентрировать волны в одном канале, «выкачивая» волны из других. Выяснилось, что солитоноподобные потенциальные ямы являются «переносчиками» не только одноканальных, но и парциальных канальных состояний при их сепарации от остальных состояний. Дается описание не имеющего аналога в одноканальном случае блока безотражательного взаимодействия. Рассматривается «парадоксальное» сосуществование противоположных свойств конфайнмента и прозрачности при одной и той же энергии и одним и тем же взаимодействии.

Ил. 27. Библиогр.: 38.

УДК 539.165; 539.14

Проявление нестатистических эффектов в атомных ядрах. *Изосимов И.Н.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1999, том 30, вып.2, с.321.

Излагаются и обсуждаются данные, свидетельствующие о нестатистическом характере ряда высоковозбужденных ядерных состояний и резонансов составного ядра. Рассматриваются проявления нестатистических эффектов при β -распаде, запаздывающих процессах, ядерных реакциях с протонами низких энергий. Излагаются теоретические подходы к описанию нестатистических эффектов. Показано, что только с учетом нестатистических эффектов можно анализировать ряд процессов в атомных ядрах.

Табл. 6. Ил. 23. Библиогр.: 140.

УДК 524.354 6; 524.354.4; 524.354.4 – 327; 539.12

Кварк-адронный фазовый переход в нейтронных звездах. *Григорян Х., Херман Б., Вебер Ф.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1999, том 30, вып.2, с.380.

В первой части обзора при использовании формализма тетрад предложена удобная формулировка гидродинамического описания компактных звезд в искривленном пространственно-временном множестве. Во второй части представлен обзор современного развития представлений о возможности кваркового деконфайнмента в нейтронных звездах. Вопреки ранним утверждениям показано, что «нейтронная» звезда может с большой вероятностью содержать в своей сердцевине кварковую материю, присутствие которой проявляет себя в доступном для наблюдения явлении — в аномалии индекса торможения пульсара.

Ил. 11. Библиогр.: 39.

УДК 539.1.07; 621.384.8

Методы измерения атомных масс в ядерной физике. Основа масс-анализа — диспергирование ионов или заряженных частиц. *Тарантин Н.И.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1999, том 30, вып.2, с.405.

В обзоре рассмотрено диспергирование ионов и заряженных частиц в масс-анализаторах самых различных типов как главная составляющая основы методов измерения атомных масс. Изложена теория диспергирования в пространстве и во времени магнитными и электрическими анализаторами, а также анализаторам со смешанными магнитными и электрическими полями всех типов. Общеизвестные концепции масс-анализа дополнены новыми теоретическими разработками, а также новыми практическими предложениями, выполненными на уровне защищенных изобретений.

Ил. 26. Библиогр.: 86.

УДК 577.391; 612.112.94; 612.014.2

614.876; 621.039.58; 629.78; 612.014.48.08

Цитогенетические нарушения в клетках экспериментальных животных и человека при действии ускоренных заряженных частиц и космического излучения.

Федоренко Б.С., Ворожцова С.В., Герасименко В.Н., Дружинин С.В., Юдаева Л.А., Снисирева Г.П., Шевченко В.А. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1999, том 30, вып.2, с.469.

Представлен обзор результатов собственных исследований и литературных материалов по изучению цитогенетических изменений в клетках экспериментальных животных и лимфоцитах донорской крови человека после облучения протонами различных энергий и более тяжелыми ядрами, а также в лимфоцитах периферической крови космонавтов после длительных космических полетов. Облучение биологических объектов проводилось на ускорителях Объединенного института ядерных исследований. Показаны закономерности и характер зависимости цитогенетических эффектов от величины воздействующих доз ускоренных ядер и стандартного излучения, определены коэффициенты относительной биологической эффективности использованных излучений. Установлено увеличение частоты аберрантных клеток и абберраций хромосомного типа в лимфоцитах крови космонавтов после длительных полетов по сравнению с дополетным уровнем, снижение их количества в межполетном периоде и повышение количества дицентриков и центрических колец после каждого очередного полета. Проведенные исследования важны для нормирования воздействия космического излучения и радиации различного качества на организм человека, а также разработки мероприятий по обеспечению радиационной безопасности космонавтов при длительных полетах.

Табл. 16. Ил. 16. Библиогр.: 118.

СОДЕРЖАНИЕ

Захарьев Б.Н., Чабанов В.М.

К качественной теории элементарных преобразований одно- и многоканальных квантовых систем в подходе обратной задачи (их конструирование с заданными спектральными параметрами). . . 277

Изосимов И. Н.

Проявление нестатистических эффектов в атомных ядрах. 321

Григорян Х., Херман Б., Вебер Ф.

Кварк-адронный фазовый переход в нейтронных звездах 380

Тарантин Н.И.

Методы измерения атомных масс в ядерной физике.

Основа масс-анализа — диспергирование ионов или заряженных частиц. 405

*Федоренко Б.С., Ворожцова С.В., Герасименко В.Н.,
Дружинин С.В., Юдаева Л.А., Снигирева Г.П., Шевченко В.А.*

Цитогенетические нарушения в клетках экспериментальных животных и человека при действии ускоренных заряженных частиц и космического излучения 469

CONTENS

Zakhariev B.N., Chabanov V.M.

Toward the Qualitative Theory of Elementary Transformations of One- and Multi-Channel Systems in Inverse Problem Approach (Their Construction with Given Spectral Parameters) 277

Izosimov I. N.

Non-Statistical Effects Manifestation in Atomic Nuclei 321

Grigorian H., Hermann B., Weber F.

Quark-Hadron Phase Transition in Neutron Stars. 380

Tarantin N. I.

Methods of Atomic-Mass Measurements in Nuclear Physics.

The Basis of Mass-Analysis is the Dispersion of Ions or Charged Particles 405

*Fedorenko B.S., Vorozhtsova S.V., Gerasimenko V.N.,
Druzhinin S.V., Yudaeva L.A., Snigiryova G.P., Shevchenko V.A.*

Cytogenetical Lesions in Animals' Cells and Human Lymphocytes Exposed to Accelerated Heavy Nuclei and Space Radiation 469

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале «Физика элементарных частиц и атомного ядра» (ЭЧАЯ) печатаются обзоры по актуальным проблемам теоретической и экспериментальной физики элементарных частиц и атомного ядра, проблемам создания новых ускорительных и экспериментальных установок, автоматизации обработки экспериментальных данных. Статьи печатаются на русском и английском языках. Редакция просит авторов при направлении статьи в печать руководствоваться изложенными ниже правилами.

1. Текст статьи должен быть напечатан на машинке через два интервала на одной стороне листа (обязательно представляется первый машинописный экземпляр). Поля с одной стороны должны быть не уже 3—4 см, рукописные вставки не допускаются. Экземпляр статьи должен включать аннотации и название на русском и английском языках, реферат на русском языке, УДК, сведения об авторах: фамилия и инициалы (на русском и английском языках), название института, адрес и телефон. Все страницы текста должны быть пронумерованы. Статья должна быть подписана всеми авторами. Текст статьи может быть напечатан на принтере с соблюдением тех же правил.

2. Формулы и обозначения должны быть вписаны крупно, четко, от руки темными чернилами (либо напечатаны на принтере и обязательно размечены). Желательно нумеровать только те формулы, на которые имеются ссылки в тексте. Номер формулы указывается справа в круглых скобках. Особое внимание следует обратить на аккуратное изображение индексов и показателей степеней: нижние индексы отмечаются знаком понижения $\subscript$, верхние — знаком повышения $\superscript$; штрихи необходимо четко отличать от единицы, а единицу — от запятой. Следует, по возможности, избегать громоздких обозначений и упрощать набор формул (например, применяя $\exp$, дробь через косую черту).

Во избежание недоразумений и ошибок следует делать ясное различие между прописными и строчными буквами, одинаковыми по начертанию (V и v, U и u, W и w, O и o, K и k, S и s, C и c, P и p, Z и z), прописные подчеркиваются двумя чертами снизу, строчные — двумя чертами сверху (S и s, C и c). Необходимо делать четкое различие между буквами e, l, O (большой) и o (малой) и 0 (нулем), для чего буквы O и o отмечают двумя черточками, а ноль оставляют без подчеркивания. Греческие буквы подчеркиваются красным карандашом, векторы — синим, либо знаком $\vec{}$ снизу чернилами. Не рекомендуется использовать для обозначения величин буквы готического, рукописного и других малоупотребимых в журнальных статьях шрифтов, однако если такую букву нельзя заменить буквой латинского или греческого алфавита, то ее размечают простым карандашом (обводят кружком). В случае, если написание может вызвать сомнение, необходимо на полях дать пояснение, например, ζ — «дзета», ξ — «кси», k — лат., k — русск.

3. Рисунки представляют на отдельных листах белой бумаги или кальки с указанием на обороте номера рисунка и названия статьи. Тоновые фотографии должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте карандашом указать: «верх», «низ». Графики должны быть тщательно выполнены тушью или черными чернилами: не рекомендуется загромождать рисунок ненужными деталями: большинство надписей выносится в подпись, а на рисунке заменяется цифрами или буквами. Желательно, чтобы рисунки были готовы к прямому репродуцированию. Подписи к рисункам представляются на отдельных листах.

4. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных листах, каждая таблица должна иметь заголовок. Следует указывать единицы измерения величин в таблицах.

5. Список литературы помещается в конце статьи. Ссылки в тексте даются с указанием номера ссылки на строке в квадратных скобках. В литературной ссылке должны быть указаны: для книг — фамилии авторов, инициалы, название книги, город, издательство (или организация), год

издания, том (часть, глава), цитируемая страница, если нужно; для статей — фамилии авторов, инициалы, название журнала, серия, год издания, том (номер, выпуск, если это необходимо), первая страница статьи. Если авторов более пяти, то указать только первые три фамилии.

Например:

1. **Лезнов А.Н., Савельев М.В.** — Групповые методы интегрирования нелинейных динамических систем. М.: Наука, 1985, с.208.
2. **Годен М.** — Волновая функция Бете: Пер. с франц. М.: Мир, 1987.
3. **Turbine A.V.** — Comm. Math. Phys., 1988, v.118, p.467.
4. **Ушверидзе А.Г.** — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, с.1185.
5. **Endo I., Kasai S., Harada M. et al.** — Hiroshima Univ. Preprint, HUPD-8607, 1986.

6. Редакция посылает автору одну корректуру. Изменения и дополнения в тексте и рисунках не допускаются. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в минимальный срок.

Редакторы **Е.К.Аксенова, Э.В.Ивашкевич.**
Художественный редактор **А.Л.Вульфсон.**
Корректор **Т.Е.Попеко.**

Сдано в набор 10.12.98. Подписано в печать 12.03.99. Формат 60×90/16.
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 16,3. Уч.-изд.л. 19,7.
Тираж 400. Заказ 51245. Цена 15 р.

141980 Дубна Московской области
ОИЯИ, Издательский отдел, тел. (09621) 65-165.

ISSN 0367—2026. Физика элементарных частиц и атомного ядра
1999. Том 30. Вып.2. 273—532.

К КАЧЕСТВЕННОЙ ТЕОРИИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ
ОДНО- И МНОГОКАНАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ
СИСТЕМ В ПОДХОДЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ
(их конструирование
с заданными спектральными параметрами)

Б.Н.Захарьев, В.М.Чабанов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
e-mail: zakharev@thsun1.jinrc.ru
homepage: <http://thsun1.jinr.ru/zakharev>

ВВЕДЕНИЕ	278
ОДНОКАНАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ	279
Мнимые добавки к уровням энергии	279
Как от мультиплета почти вырожденных состояний отделить одно	280
Две ямы	284
Три ямы	284
Преобразование состояний рассеяния в связанные состояния, погруженные в непрерывный спектр (СЧНС)	285
Расщепление дублета	286
Инверсия исходного потенциала при преобразовании SUSYQ (Дарбу)	286
Прозрачные возмущения периодических потенциалов	290
Новые степени свободы спектрального управления физическими системами (изменение "нефизических" спектральных параметров)	293
Рождение ненормируемых состояний	293
Что мешает двум связанным состояниям сконцентрироваться в узкой пространственной области	297
МНОГОКАНАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ	298
Сосуществование связанных состояний и рассеяния при одной и той же энергии	305

Прозрачные системы	309
Преобразование SUSYQ в многоканальном случае	309
Межканальное движение	318
Классические точно решаемые многочастичные модели	318
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	319

ПРОЯВЛЕНИЕ НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

И.Н.Изосимов

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

ВВЕДЕНИЕ	321
ПРОЯВЛЕНИЕ НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ПРИ β -РАСПАДЕ	323
Силовые функции β -переходов	323
Статистический и нестатистический подходы к анализу силовых функций β -переходов	324
Расчет силовых функций β -переходов	328
Функция Ферми	332
Экспериментальные исследования структуры силовых функций β -переходов и сравнение с теоретическими расчетами	335
Нестатистические эффекты при β -распаде экзотических ядер	345
НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И β -ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР	347
β -запаздывающее деление ядер	347
Силовые функции $\beta^+(EC)$ - и β^- -распадов и запаздывающее деление актинидных ядер	348
Силовые функции $\beta^+(EC)$ - и β^- -распадов и запаздывающее деление доактинидных ядер	354
Запаздывающее деление, структура силовых функций β -распада и образование ядер в астрофизических процессах	357
НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В (p, γ) И (p, p', γ) ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ И РАСПАДЕ НЕАНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ	362

Исследования структуры резонансов в реакциях с протонами низких энергий	362
Методика экспериментов	326
Нестатистические эффекты в угловых распределениях в реакциях (p, γ)	366
Корреляция величин $B(E2)$ и $B(M1)$ в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$	369
Нестатистические эффекты в в реакциях (p, p', γ)	372
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	374
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	375

QUARK-HADRON PHASE TRANSITION IN NEUTRON STARS

H. Grigorian

Department of Physics, Yerevan State University,
375049 Yerevan, Armenia

B. Hermann

Sektion Physik, University of Munich,
Theresienstr. 37, D-80333 Munich, Germany

F. Weber

Nuclear Science Division, Lawrence Berkeley National Laboratory,
Berkeley, California 94720, USA

INTRODUCTION	380
BASIC EQUATIONS OF HYDRODYNAMICS	382
EQUATION OF THE GRAVITATIONAL FIELD	385
SHOCK WAVE CONDITIONS	387
QUARK-HADRON PHASE TRANSITION IN NEUTRON STARS	389
CONSERVED CHARGES	390
CHEMICAL THERMODYNAMICS	391
MODELS FOR THE EQUATION OF STATE	395
SEQUENCES OF ROTATING STARS WITH CONSTANT BARYON NUMBER	396
MOMENT OF INERTIA	399
SIGNAL OF QUARK-DECONFINEMENT IN THE BRAKING IN- DICES OF PULSARS	400
REFERENCES	403

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ. ОСНОВА МАСС-АНАЛИЗА — ДИСПЕРГИРОВАНИЕ ИОНОВ ИЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Н.И.Тарантин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	405
ТЕОРИЯ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ — ОСНОВА МАСС-АНАЛИЗА	406
Осевое рассмотрение	408
ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	408
Аналитическое построение аксиально-симметричного магнитного поля	409
Конструирование дипольного электромагнита	409
Осевая дисперсионная траектория	411
КЛАССИЧЕСКИЕ ПРИЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ	415
Унификация ионного заряда	415
Ускорение ионов	415
СМЕШАННЫЕ МЕТОДЫ МАСС-АНАЛИЗА С ПРИМЕНЕНИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	417
Магнитный анализ и метод времени пролета вне магнитного поля	417
Магнитный анализ и метод времени пролета в магнитном поле	418
Магнитный анализ и метод времени пролета в сложных анализаторах	420

Магнитный анализ и измерение кинетической энергии	427
Газонаполненный масс-сепаратор	428
МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ	431
Квазимонохроматизация	432
Уравнивание диспергирований анализаторов, расположенных под углом друг к другу	433
Уравнивание диспергирований анализаторов, расположенных под нулевым углом	435
Уравнивание диспергирований двух анализаторов с взаимно перпендикулярными плоскостями диспергирования	436
ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ НЕЙТРИНО	436
Магнитный анализатор типа $\pi\sqrt{2}$	437
Тороидальный магнитный анализатор	438
ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ	438
Частотный метод в аксиально-симметричном поле	439
Частотный метод в периодическом поле накопительного кольца	440
Возможный частотный метод измерения масс в накопительном кольце	441
ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	443
Аналитическое построение аксиально-симметричного электрического поля	443
Конструирование электрического анализатора типа «дефлектор»	444
Осевая дисперсионная траектория	444
АНАЛИЗАТОР ТИПА «ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО»	448
Конструирование анализатора типа «электрическое зеркало»	448
Электрический анализ и метод времени пролета	450
ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	450
Масс-спектрометры Пауля	451
ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В СОВМЕЩЕННЫХ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ	454
Масс-спектрограф Томсона	454

Соленоидальный тормозящий спектрометр	455
ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В СОВМЕЩЕННЫХ СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ	457
Однородные магнитное и электрическое поля	457
Однородное магнитное и кольцевое электрическое поля	458
Масс-спектрограф типа «фильтра Вина»	459
ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ	457
Однородное магнитное и кольцевое электрическое поля	459
Ловушка Пеннинга	460
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	465
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	465

УДК 577.391; 612.112.94; 612.014.2
614.876; 621.039.58; 629.78; 612.014.48.08

ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИЕ НАРУШЕНИЯ В КЛЕТКАХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЖИВОТНЫХ И ЧЕЛОВЕКА ПРИ ДЕЙСТВИИ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Б.С. Федоренко, С.В. Ворожцова, В.Н. Герасименко,
С.В. Дружинин, Л.А. Юдаева*

Государственный научный центр РФ — Институт медико-биологических
проблем, Москва

Г.П. Снигирева

Научно-исследовательский институт диагностики и хирургии МЗ РФ, Москва

В.А. Шевченко

Институт общей генетики им. Н.И. Вавилова РАН, Москва

ВВЕДЕНИЕ	470
ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ОБЛУЧЕНИЯ ПРОТОНАМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ КЛЕТОК ЭПИТЕЛИЯ РОГОВИЦЫ МЫШЕЙ IN VIVO	471
ВЛИЯНИЕ РАДИОПРОТЕКТОРОВ НА ЧАСТОТУ ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИХ НАРУШЕНИЙ В КЛЕТКАХ ЭПИТЕЛИЯ РОГОВИЦЫ МЫШЕЙ ПРИ ДЕЙСТВИИ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ	481
ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИЕ НАРУШЕНИЯ В КЛЕТКАХ МЛЕКОПИТАЮЩИХ IN VIVO И IN VITRO, ОБЛУЧЕННЫХ УСКОРЕННЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЙ	483

ПРОЦЕССЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ В КЛЕТКАХ МЛЕКОПИТАЮЩИХ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ТЯЖЕЛЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ	493
ОТНОСИТЕЛЬНАЯ БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ РАЗЛИЧНЫХ ЭНЕРГИЙ	498
ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТУ ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИХ НАРУШЕНИЙ В ЛИМФОЦИТАХ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ КОСМОНАВТОВ	505
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	519
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	522