

ЭКЗОТИЧЕСКИЕ АТОМЫ

С. Дж. Бетти

Резерфордская и Апплетонская лаборатории, Чилтон, Дидкот, Оксфордшир,
Великобритания

Дан обзор основных экспериментальных и теоретических результатов по экзотическим атомам. Особое внимание уделено адронным атомам, включающим каоны или более тяжелые частицы.

The topic of exotic atoms is reviewed with an emphasis on hadronic atoms, particularly those involving kaons and heavier particles.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно классическим представлениям, атом состоит из центрального небольшого положительно заряженного ядра и окружающих его электронов, распределенных по набору «орбит», характерные размеры которых велики по сравнению с размерами самого ядра. В экзотическом атоме один из электронов замещается более тяжелой отрицательно заряженной частицей, например, мюоном μ^- , пионом π^- , каоном K^- , антипротоном \bar{p} или Σ^- -гипероном Σ^- . Поскольку масса такой частицы значительно больше массы электрона, радиус ее орбиты будет существенно меньше радиуса электронных орбит. Кроме того, так как в экзотическом атоме имеется только одна тяжелая частица, принцип Паули не играет никакой роли, и для этой тяжелой частицы целая область классических атомных орбит становится разрешенной. В результате в первом приближении внешние электроны можно не учитывать, и экзотический атом имеет много свойств, весьма похожих на свойства простого одноэлектронного атома водорода. Исследования экзотических атомов представляют интерес для целого ряда дисциплин — от физической химии, атомной физики и физики твердого тела до физики ядра и элементарных частиц. Например, мюонные атомы, в которых электромагнитные взаимодействия имеют доминирующее значение, можно использовать для получения различных данных по распределению заряда в ядре. Кроме того, мюонные атомы являются незаменимым инструментом для проверки квантовой электродинамики. В противоположность мюонным атомам с помощью сильно взаимодействующих пионов, каонов, антипротонов или Σ^- -гиперонов в адронных атомах можно получать информацию об адрон-нуклонных взаимодействиях при очень низких энергиях и исследовать распределение ядерного

вещества. Отсюда можно получить информацию и о самом адроне, например, очень точные значения его массы и магнитного момента.

Понятие экзотического атома впервые введено в работах Ферми, Теллера и Уилера [1, 2] при попытке понять экспериментальные результаты Конверси и др. [3]. Достоверные наблюдения рентгеновского излучения экзотических атомов, образующихся при торможении отрицательных пионов в углероде, по-видимому, впервые были сделаны с помощью сцинтилляционного NaI-счетчика Каймаком и др. [4] в 1952 г.

Появление в 1964 г. кремниевых и германиевых рентгеновских детекторов высокого разрешения открыло новый этап развития исследований в этой области. Обзоры ранних работ были сделаны Стирнсом, Д. Д. Иваненко и Г. Е. Пустоваловым и Вестом [5—7]. В основном эти статьи представляют исторический интерес, хотя в них также даны и детали некоторых теоретических подходов и моделей. В обзорах последних лет прослеживается тенденция освещать более узкие темы. Например, Ву и Вайлетс, Энгфер и др., Хюфнер, Хьюз и Киношита, а также Девонс и Дьюрдот [8—12] рассматривают с разных сторон мюонные атомы; Бакенштосс и Хюфнер [13, 14] имеют дело с пионными атомами, в то время как Секи и Виганд [15] изучали каонные атомы. Более общие обзоры были сделаны Бархопом и Кимом [16, 17]. Последние достижения обсуждаются в трудах Международной школы по физике экзотических атомов [18, 19].

В настоящем обзоре основное внимание уделено адронным атомам, особенно тем, в состав которых входят каоны или более тяжелые частицы. Однако для полноты рассмотрены, хотя и весьма кратко, мюонные атомы.

1. СВОЙСТВА ЭКЗОТИЧЕСКИХ АТОМОВ

Захват. Ферми и Теллер в статье по образованию экзотических атомов показали, что время, необходимое для захвата атомом налетающей отрицательно заряженной «тяжелой» частицы и девозбуждения образовавшегося экзотического атома в основное состояние, составляет примерно 10^{-12} с. Этот процесс осуществляется в несколько стадий. При торможении отрицательно заряженной частицы в веществе прежде всего теряется энергия в обычных ионизационных процессах. Затем происходит дальнейшее замедление тяжелой частицы в столкновениях с электронами, пока наконец она не захватится на высокую бордовскую орбиту атома. Далее тяжелая частица переходит с высоких орбит на все более низкие атомные орбиты сначала за счет оже-переходов, в которых выбрасываются орбитальные электроны, а позднее за счет радиационных переходов с испусканием рентгеновского излучения. Наконец, в адронном атоме частица, попав в состояние с малым орбиталь-

ным моментом, захватывается ядром благодаря сильному взаимодействию. В мюонном атоме мюон достигает своей наименьшей орбиты и затем или распадается, или захватывается ядром за счет слабого взаимодействия.

Расчеты с помощью модели Ферми — Теллера, выполненные Леоном и Секи [20], показали, что при больших значениях главного квантового числа n , характерных для атомного захвата, заселенность состояний экзотического атома с различными орбитальными моментами близка к статистическому распределению $P(l) \sim l(l+1)$. Однако такая модель не объясняет заметное различие в интенсивностях рентгеновских линий каонных атомов как функции атомного номера, которое наблюдали Виганд и Годфрей [21]. Леон и Миллер [22] обобщили модель Ферми — Теллера, приняв во внимание дискретную природу потерь энергии и орбитального момента налетающей тяжелой частицы в процессе захвата, и пришли к выводу, что изменение интенсивностей рентгеновских линий в зависимости от атомного номера можно объяснить реакцией слабосвязанных атомных электронов на налетающую тяжелую частицу. Эти выводы были подкреплены анализом Кунсельмана и др. [23], продемонстрировавшим заметную корреляцию между данными по рентгеновскому излучению мюонных, пионных и каонных атомов и измерениями времени жизни позитронов в отожженных металлах, которое, по-видимому, определяется плотностью электронов во внешней части атома. Однако до сих пор нет детального количественного объяснения изменения интенсивности рентгеновских линий в зависимости от атомного номера.

Ферми и Теллер [1] также оценили относительную вероятность захвата в соединениях, состоящих из различных элементов, и предположили, что вероятность захвата на один атом пропорциональна Z .

Результаты экспериментов не описываются такой простой формулой и сейчас принято считать, что в этом случае захват тяжелой частицы зависит от молекулярной структуры вещества, т. е. первоначальный захват налетающей частицы происходит на орбиты молекул как целого, а не на орбиты отдельных атомов. Обширные обзоры по этой теме сделаны Л. И. Пономаревым [24, 25].

Таким образом, известна лишь неполная и качественная картина процесса захвата, и все еще не построена настоящая количественная теория. Как будет видно из дальнейшего, во многих случаях это не слишком важно для проведения исследований различных характеристик экзотических атомов. Однако удовлетворительное и детальное объяснение механизма атомного захвата открывает дорогу новому направлению — мезонной химии с ее применениями для анализа веществ, для изучения химической структуры и связи, исследования сплавов и диагностики тканей в естественных условиях.

Итак, нужны дальнейшие систематические экспериментальные исследования, из которых можно извлечь необходимую информацию для построения количественной теории захвата тяжелых частиц в веществе.

Девозбуждение. Как уже отмечали, ранние стадии атомного каскада очень сложны и большинство расчетов можно провести, начиная лишь с того момента, когда тяжелая частица достигнет орбиты с радиусом, соответствующим орбите K -оболочки электронов, так что эффектами электронного экранирования можно пренебречь. Классический радиус боровской орбиты с главным квантовым числом n задается выражением

$$r_n = \frac{h^2}{\mu e^2} \frac{n^2}{Z},$$

где μ — приведенная масса частицы; Ze — заряд ядра. Тогда значение n , при котором радиус частицы с массой m равен радиусу орбиты K -оболочки электрона, приближенно определяется следующей формулой:

$$n \approx \sqrt{m/m_e}$$

и для μ^- , π^- , K^- , p и Σ^- соответственно n равно 14, 17, 31, 43 и 48.

Для значения n , выбранного таким способом, необходимо сделать некоторые предположения о заселенности $P(l)$ — состояний с различными квантовыми числами l орбитального момента. Простое статистическое распределение дает $P(l) \sim l(l+1)$. Айзенберг и Кесслер [26, 27] в серии обширных расчетов каскадов, используя «модифицированное статистическое распределение» $P(l) \sim (2l+1) \exp(al)$, получили лучший фит данных по пионным и мюонным атомам при $a = 0,2$. Это распределение использовали в ряде последующих вычислений, которые основывались на программе для ЭВМ, написанной Хюфнером [28]. Наоборот, Годфрей [29] выполнил расчеты в предположении статистического распределения только до некоторого значения l_{\max} квантового числа орбитального момента, а для $l > l_{\max}$ полагал $P(l) = 0$. В настоящий момент, по-видимому, нет четкого критерия, позволяющего отдать предпочтение какому-либо из этих различных распределений*.

Первоначально девозбуждение из высоковозбужденного состояния n происходит за счет оже-переходов, но на последних стадиях девозбуждения все большее значение приобретают электромагнитные радиационные дипольные переходы. Формула для скоростей оже-переходов была выведена де Борде [30], но соответствующие выражения были довольно сложными. Однако Год-

* См. также работы [183, 184]. — Прим. перев.

фрей [29] показал, что применение предложенной Феррелом [31] формулы, которая связывает скорость оже-перехода с сечением фотоионизации, приводит к значительному упрощению. В доминирующих оже-переходах $\Delta l = -1$, а Δn должно принимать такое минимальное значение, чтобы энергии перехода хватило для выброса электрона из атома. На ранних стадиях каскада Δn будет сравнительно большим, и, так как $\Delta l = -1$, в оже-переходах будет преимущественно заселяться состояния с большими орбитальными моментами, и, таким образом, тяжелая частица будет переходить на круговые орбиты с $l = n - 1$.

Для меньших значений n наиболее важное значение имеют радиационные переходы, для которых преимущественно выполняется условие $\Delta l = -1$. Скорость перехода можно вычислить по соответствующей формуле, данной в книге Бете и Солпитера [32]. В этом случае возрастает роль переходов, отвечающих значению Δn вплоть до наибольшего из возможных, и так как $l \leq n - 1$, могут наблюдаться переходы в состояния с наименьшим n , согласованные с условием $\Delta l = -1$, и опять преимущественно будут заселяться круговые орбиты.

Тогда имеем картину каскада, в которой для малых значений n преимущественно заселяются круговые орбиты. Как только достигается такая ситуация, большинство разрешенных процессов девозбуждения будет представлять собой рентгеновское излучение, обусловленное последовательными переходами $(n, l) = (n, n - 1) \rightarrow (n - 1, n - 2) \rightarrow (n - 2, n - 3)$ и т. д. Для каждого из этих переходов $\Delta n = 1$, и, действительно, эти рентгеновские линии обычно четко видны в большинстве рентгеновских спектров экзотических атомов. Однако встречаются и переходы с $\Delta n = 2$, а в некоторых случаях наблюдаются переходы даже с $\Delta n = 5$. Это указывает на то, что круговые орбиты в последних стадиях каскада заселены не полностью.

Эффекты сильного взаимодействия. Для экзотических атомов, в которых тяжелая частица является адроном, т. е. π^- , K^- , \bar{p} , Σ^- , в состояниях со сравнительно малыми значениями главного квантового числа n необходимо учитывать эффекты сильного взаимодействия. По мере того как адрон становится все более прочно связанным, перекрытие между волновыми функциями адрона и ядра возрастает и происходит поглощение адронов ядром. При некотором конечном значении n ядерное поглощение будет доминировать, все адроны, достигнувшие этого уровня, захвачены ядром и тем самым рентгеновская серия ограничена.

Сильное взаимодействие между адроном и ядром сдвигает чисто электромагнитное значение энергии последнего рентгеновского перехода, в то время как ядерное поглощение сокращает время жизни последнего атомного состояния и, таким образом, соответствующая рентгеновская линия уширяется. В этом слу-

чае точные измерения энергетического спектра рентгеновского излучения позволяют определить сдвиг энергии ϵ и ширину Γ , связанные с последним уровнем. Значение n , при котором начинается поглощение адрона ядром, растет с увеличением атомного номера и размера ядра. Например, переходы в состояния с $n = 1$ могут наблюдаться в каонном атоме водорода; в легких ядрах, таких, как He, Li, Be и т. п., переходы ограничиваются состояниями с $n = 2$, тогда как в тяжелых ядрах, таких, как Pb или U рентгеновская серия заканчивается переходами в состояние с $n = 7$.

Хотя многие адроны достигают этого последнего уровня, захват частично происходит со следующего более высокого уровня, но воздействие на энергию и ширину этого уровня обычно слишком мало, чтобы его можно было измерить непосредственно. Однако ширину Γ_u верхнего уровня часто можно установить по косвенному измерению уменьшения интенсивности последнего рентгеновского перехода. Относительный выход Y этого перехода ($n + 1, l + 1 \rightarrow n, l$) получаем, сравнивая его интенсивности с суммой интенсивностей переходов на верхний ($n + 1, l + 1$) уровень:

$$Y = \frac{I_X(n + 1, l + 1 \rightarrow n, l)}{\sum_{i=n+2}^{\infty} [I_{XA}(i, l + 2 \rightarrow n + 1, l + 1) + I_{XA}(i, l \rightarrow n + 1, l + 1)]},$$

где I_X — интенсивность рентгеновских переходов; I_{XA} — суммарная интенсивность рентгеновских и оже-переходов.

Для K^- , \bar{p} и Σ^- взаимодействие с ядром достаточно сильное, так что частицы в рассмотренных выше состояниях с квантовым числом l орбитального момента поглощаются полностью и вторым членом в знаменателе выражения для Y можно пренебречь. Вклады от оже-переходов и от переходов с большими Δl не наблюдаются экспериментально, и поправки для них можно получить из расчета процесса девозбуждения как обсуждалось ранее. Аналогичные переходы, такие, как ($i, l + 2 \rightarrow n, l + 1$) и ($i, l + 1 \rightarrow n, l$), имеют весьма близкие энергии и экспериментально их трудно отделить друг от друга. В этом случае поправки для последних переходов можно получить из расчета каскада.

Относительный выход Y связан с шириной Γ_u уровня верхнего состояния соотношением $Y = \Gamma_X / (\Gamma_u + \Gamma_X)$, где Γ_X — ширина уровня, обусловленная рентгеновскими переходами, которую можно вычислить [32]. Таким образом, измерение рентгеновского спектра позволяет определить при благоприятных обстоятельствах, величины ϵ , Γ и Y или Γ_u , которые характеризуют сильное взаимодействие между адроном и ядром в экзотическом атоме.

Вычисление энергии электромагнитного взаимодействия. Для того чтобы получить значение сдвига уровня энергии, обусловленного сильным взаимодействием в адронном атоме, или информацию о распределении заряда ядра из экспериментальных данных по рентгеновским спектрам мюонных атомов, необходимо провести точный расчет электромагнитной энергии экзотического атома в состоянии с квантовыми числами n, l . Если считать, что распределение заряда в ядре совпадает с распределением точечного заряда, то для бесспиновых частиц (π^-, K^-) эта энергия определяется из решения уравнения Клейна — Гордона

$$E_{nl} = \mu c^2 \left[1 + \left(\frac{Z\alpha}{n - (l + 1/2) + \sqrt{(l + 1/2)^2 - (Z\alpha)^2}} \right)^2 \right]^{-1/2}.$$

Для частиц со спином $1/2$ следует использовать уравнение Дирака. В этом случае

$$E_{nj} = \mu c^2 \left[1 + \left(\frac{Z\alpha}{n - (j + 1/2) + \sqrt{(j + 1/2)^2 - (Z\alpha)^2}} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

где $j = l \pm 1/2$ — квантовое число полного момента частицы, находящейся в состоянии nj .

Для средних и тяжелых ядер нижние уровни энергии сильно зависят от характера распределения заряда. В этом случае уравнение Клейна — Гордона или Дирака решают численно, используя электростатический потенциал, соответствующий некоторому подходящим образом выбранному распределению заряда в ядре. Кроме того, следует включить ряд других поправок. Наиболее важные из них обусловлены эффектами поляризации электронного вакуума. Члены порядка α ($Z\alpha$) в собственном значении энергии появляются при решении уравнения Клейна — Гордона или Дирака, в которое включен соответствующий статический потенциал, вычисленный, например, по формуле Фуллертон и Ринкера [33]. Другие поправки, включающие эффекты поляризации вакуума более высокого порядка, т. е. члены [34] α ($Z\alpha$)^{3, 5, ...} и α^2 ($Z\alpha$), релятивистские поправки на приведенную массу [34], эффекты поляризации ядра [35] и экранирования, обусловленного атомными электронами [36], обычно вычисляются по теории возмущений. Эти различные поправки и численные методы, необходимые для их получения, рассмотрены в статье Ринкера и Стеффана [37]. Кроме того, Ринкером опубликован текст программы на ЭВМ, предназначенный для вычисления уровней энергии мюонных атомов [38]. Как правило, значения вкладов в энергию уровня всех упомянутых эффектов можно вычислить с точностью до нескольких электроновольт. Однако в некоторых случаях неопределенности в поправках высшего порядка на поляризацию вакуума и в поправках на электронное экранирование могут оказаться зна-

чительными. Представление об относительных значениях перечисленных выше поправок дает табл. 1 на примере экзотических атомов μ^- -Pb, π^- -Cd, K^- -Sn.

Таблица 1. Энергия электромагнитных переходов в экзотических атомах

Частица	μ^-	π^-	K^-
Ядро	Pb	Cd	Sn
Вклады поправок в энергию перехода, обусловленные (эВ):	$5g_{9/2} \rightarrow 4f_{7/2}$	$5g \rightarrow 4f$	$6h \rightarrow 5g$
точечным зарядом ядра	429345	193397,4	381252
конечным размером ядра	-4	-0,1	-19
поляризацией вакуума	2105	794,3	2696
$\alpha (Z\alpha)$			
высшими порядками поляризации вакуума	-35	-0,8	3
приведенной массой	6		4
экранированием электронами	-78	-12,9	-3
поляризацией ядра	4	1,0	18
Суммарная энергия перехода	431343	194178,9	383951
Литература	[34]	[39]	[40]

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Эксперимент по обнаружению рентгеновского излучения экзотических атомов удобно разделить на три части. Во-первых, создание необходимого мюонного или адронного пучка, во-вторых, организация системы счетчиков и замедлителей, которые служат для выделения частиц, останавливающихся в исследуемой мишени и, наконец, в-третьих, системы, предназначенной для измерения с высокой точностью интенсивности, энергии и формы линий рентгеновского излучения, исходящего из мишени.

Пучки частиц. Пучок формируется при облучении подходящей мишени первичным пучком протонов с энергией в интервале от 500 МэВ до 30 ГэВ в зависимости от типа пучка, который нужно получить, и от типа имеющегося ускорителя. Таким образом, все пучки, используемые для экспериментов по экзотическим атомам, являются вторичными, и вопросы о его интенсивности, размере и о наличии примесей в нем других частиц имеют важное значение. Мюонные пучки получают от распада пионов на лету или в покое. Детальные характеристики пион-мюонного распада даны в обзоре Хюфнера и др. [10] и Ву, Вайлетса [8]. Недавно был достигнут большой прогресс в получении «поверхностных» мюон-

ных пучков, образующихся при распаде пионов вблизи поверхности мишени, на которой сфокусирован первичный пучок. Максимальный импульс таких мюонов не превышает 29,8 МэВ/с. Однако плотность их остановок может быть очень большой. Томпсон и др. [41] дали подробное описание мюонного канала LAMPF, который может работать как в обычном режиме «распада пиона», так и в «поверхностном» режиме.

Пионные пучки обычно получают и более прямым способом и на многих пионных фабриках мира такие пучки существуют. Как

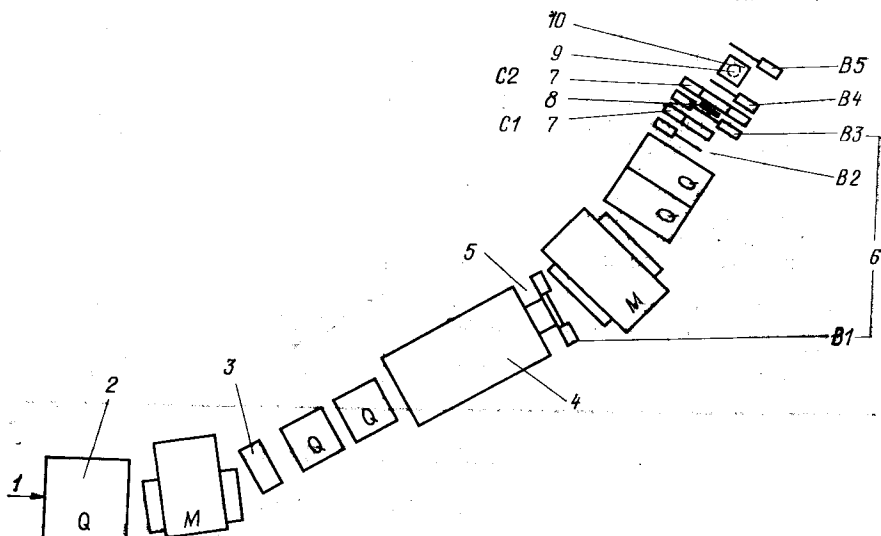


Рис. 1. Схема каонного пучка и расположение экспериментальной аппаратуры в Резерфордской лаборатории:

1 — пучок протонов с энергией 7 ГэВ; 2 — мишень на пучке 7 ГэВ; 3 — апертурный коллиimator; 4 — сепаратор; 5 — коллиimator масс и импульсов; 6 — времяпролетные детекторы; 7 — черенковские счетчики; 8 — замедлитель (Cu); 9 — Ge (Li)-детекторы; 10 — мишень

правило, импульс пучков составляет примерно 200 МэВ/с, а интенсивность может быть очень высока. Для образования каонов и антипротонов нужны первичные протоны с большой энергией (от 7 до 30 ГэВ), получаемые интенсивности потоков вторичных частиц сравнительно малы, и серьезную проблему представляет загрязнение их другими частицами, особенно пионами. Обычно значение импульса вторичного пучка находится между 600 и 800 МэВ/с.

В качестве примера каонного пучка приведем схему пучка и расположение экспериментальной аппаратуры в Резерфордской лаборатории (рис. 1). Выведенный пучок протонов с энергией

7 ГэВ фокусируется на вольфрамовой мишени, вмонтированной в квадрупольный магнит, который образует первый элемент канала вторичных частиц. Это несколько непривычное расположение было использовано для того, чтобы максимизировать телесный угол акцептенса вторичных частиц вблизи угла вылета 0° . Для выделения отрицательно заряженных каонов (пионов) использовали отклоняющий магнит, после прохождения которого пучок протонов высоких энергий останавливался в железной ловушке с радиационной защитой. Кроме того, отклоняющий магнит сепарирует вторичные частицы по импульсам. За поворотным магнитом стоят квадрупольные линзы и сепаратор со скрещенными электрическим и магнитным полями, который резко уменьшает примесь пионов в пучке, доводя ее до приемлемого уровня. Второй поворотный магнит и две конечные квадрупольные линзы используют для формирования «пятна» сечением $5 \times 5 \text{ см}^2$ на медном замедлителе, где каоны замедляются прежде чем попасть в мишень, измерение рентгеновского излучения от которой является целью экспериментов. Помещение для экспериментов, где осуществляются измерения, было окружено массивной защитой, предназначенной для уменьшения общего фона и, в частности, потока нейтронов (нейтроны вызывают радиационное повреждение Ge (Li)-детекторов большого объема, сокращая при этом их время жизни).

В том месте, где располагается медный замедлитель, были получены интенсивности от 4000 до 10 000 каонов с импульсом 60 МэВ/с, а типичное отношение π/K составляло от 15 : 1 до 35 : 1. Число остановок на цикл также зависит от толщины мишени и измеряется от 200 до 2000. Использовали мишени с толщиной до 8 г/см^2 .

Основное требование, предъявляемое к каонному пучку, состоит в том, чтобы длина канала была как можно короче и потери, обусловленные распадом каонов, свести к минимуму. Недавно появились несколько проектов коротких каонных каналов с высокой интенсивностью. Хотя, конечно, для антипротонов распад не является проблемой, тем не менее если мы хотим получить пучки с максимальным числом остановок, то конструкции антипротонного и каонного каналов очень похожи. Число остановок антипротонов на цикл довольно мало и составляет обычно несколько сотен.

Пучки Σ^- -гиперонов нельзя создать вследствие очень короткого времени жизни ($1,5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$) Σ^- -гиперона. Вместо этого атомы Σ^- -гиперонов могут образовываться во вторичных взаимодействиях при торможении K^- в мишени. Заметная часть K^- -реакций идет через $\Sigma^- \pi^+$ -канал и приводит к образованию атомов Σ^- -гиперонов в той же самой мишени. В результате этого наблюдается одновременно рентгеновский спектр как Σ^- -гиперонных, так и K^- -атомов, хотя последний по меньшей мере на порядок интенсивнее.

Экспериментальная установка. Существенной частью экспериментальной установки помимо рентгеновского детектора является замедлитель и телескоп счетчиков, с помощью которых можно опознать падающие частицы, отделить примеси в пучке и установить факт остановки нужных частиц в исследуемой мишени, от которой наблюдается рентгеновское излучение. Для опознания частиц используют времяпролетные и черенковские счетчики, а дополнительные осцилляционные счетчики определяют размер пучка и идентифицируют останавливающиеся частицы. В этом случае в качестве примера типичной экспериментальной установки на рис. 1 также показана система, которую использовали в экспериментах, проводимых в Резерфордской лаборатории.

Каонный пучок, выходящий из электростатического сепаратора, имеет примесь пионов, но разные скорости пионов ($\beta = 0,974$) и каонов ($\beta = 0,772$) при импульсе 600 МэВ/с позволяют сортировать частицы по времени пролета на базе 3,8 м между скintилляционными счетчиками B_1 и B_3 . Черенковский счетчик C_1 , расположенный между B_1 и B_2 , регистрирует пионы и его используют в режиме антисовпадений, что позволяет повышать качество регистрации каонов. Следующий черенковский счетчик C_2 , расположенный после замедлителя и непосредственно перед конечным счетчиком B_4 , обеспечивает подавление фона от пионов, образующихся при распаде каонов или при взаимодействиях каонов с веществом замедлителя. Скintилляционный счетчик B_4 регистрирует частицы, попадающие в мишень, тогда как счетчик B_5 , помещенный за мишенью, используют в режиме антисовпадений для выделения остановившихся частиц. Этот счетчик обычно применяют только при настройке, чтобы оптимизировать скорость остановок, меняя толщину замедлителя. При наборе статистики он выключается, так как в противном случае можно потерять истинные события из-за регистрации счетчиком B_5 вторичных частиц, образующихся при взаимодействии каонов с веществом мишени. Таким образом, остановка каона задается триггерным сигналом $B_1 B_2 C_1 B_3 C_2 / B_5$.

Для большинства веществ мишень имеет вид перевернутого V , и останавливают ее над рентгеновским детектором, расположенным ниже пучка и «смотрящим» вертикально вверх. Это расположение позволяет оптимизировать скорости остановок и телесный угол при наборе статистики и в то же время минимизировать самопоглощения рентгеновских лучей в мишени. В некоторых случаях в других экспериментах используют иные геометрические конфигурации мишени и расположения рентгеновского детектора, но общие принципы компоновки не меняются.

Измерение рентгеновских спектров. Энергии рентгеновских переходов в экзотических атомах лежат в интервале от нескольких кэВ до нескольких МэВ. Следовательно, для их регистрации

нужны рентгеновские детекторы с высоким разрешением и хорошей эффективностью в широкой области энергий, имеющие хорошее временное разрешение и очень хорошую короткопериодную и долгопериодную стабильность. Для большинства экспериментов использовались Ge(Li)- или Si(Li)-полупроводниковые детекторы (ППД). При энергиях ниже 50 кэВ Si(Li)-детекторы обычно лучше, но при более высоких энергиях предпочтение отдают Ge(Li)-детекторам вследствие их более высокой эффективности при регистрации рентгеновского излучения. Из-за большого фона быстрых нейтронов, образующихся недалеко от протонного пучка, существует опасность повреждения ППД нейтронами, несмотря на тщательную защиту. Здесь чистые германиевые детекторы должны иметь значительные преимущества, потому что они не нуждаются в постоянном охлаждении и от нейтронных повреждений можно избавиться отжигом при высокой температуре.

Энергетическое разрешение ППД зависит от типа и качества детектора, а также от энергии детектируемого рентгеновского излучения. Типичные разрешения (полная ширина на половине высоты) составляют 280 эВ при 6,5 кэВ для Si(Li)-детектора и примерно 600 эВ при 122 кэВ для плоскопараллельного Ge(Li)-детектора объемом 4 см³ и 1,7 кэВ при 1,33 МэВ коаксиального Ge(Li)-детектора объемом 70 см³.

Кроме того, основное требование, которое предъявляют к детектирующим рентгеновские излучение системам, это стабильность электроники. Наряду с продуманным выбором усилителя и аналого-цифрового преобразователя (АЦП) в некоторых экспериментах использовали двухточечные стабилизаторы, для компенсации дрейфа пиков за счет изменения усиления или сдвига нуля. Это особенно полезно на циклических ускорителях, где во время паузы между «сгустками» частиц стабилизатор восстанавливает положения соответствующих пиков на границах исследуемого энергетического интервала. Эти реперные пики обычно получают с помощью радиоактивных калибровочных источников, размещенных над детектором. Кроме того, эти источники используют для градуировки детектора по энергии; в большинстве экспериментов калибровочные спектры регистрируются одновременно с рентгеновскими спектрами для того, чтобы минимизировать влияние долгопериодного дрейфа аппаратуры. Событие относят к рентгеновскому спектру при наличии совпадения между быстрым импульсом от рентгеновского детектора и триггерным сигналом. Сигнал совпадения затем открывает ворота, пропускающие медленный линейный импульс детектора на регистрацию АЦП вычислительной системы.

В нескольких случаях использовали сочетание Ge(Li) — Na(Tl)-детекторов, причем сигналы последнего служили для подавления комптоновского фона в Ge(Li)-детекторе. В работе [43] были достиг-

нуты коэффициенты подавления около 11, что позволило обнаружить слабые рентгеновские переходы.

В некоторых специальных случаях использовали кристалл-дифракционные спектрометры, способные регистрировать энергию рентгеновского излучения с гораздо более высокой точностью и с лучшим разрешением. Недостаток таких детекторов обусловлен их сравнительно малой эффективностью регистрации рентгеновского излучения и их одноканальностью. Тем не менее в определенных случаях они особо полезны и их использовали [44], например, для проверки теоретических значений уровней энергии тонкой структуры экзотических атомов, вычисленных при решении уравнения Клейна — Гордона. В этих и нескольких других экспериментах, следуя методу, первоначально предложенному Марушенко и др. [45], первичная мишень, в которой образуются пионы, окружалась исследуемым веществом. Это приводило к возрастанию скорости счета по крайней мере на два порядка.

Обработка экспериментальных данных. Как подчеркивалось выше, калибровка системы детектор — усилитель — АЦП имеет очень большое значение для определения энергии линий рентгеновских спектров экзотических атомов. Однако, если нужно измерить ширину линий, обусловленную эффектами сильного взаимодействия, необходимо знать форму отклика детектора в зависимости от энергии.

Естественная форма уширенной за счет сильного взаимодействия линии задается лоренцевской функцией

$$F_L(y) = A_L / [(y - y_0)^2 + (1/2\Gamma)^2],$$

где y_0 — положение центра линии; Γ — полная ширина на полувысоте. В детекторе с конечным разрешением форма пика $F(y)$ определяется сверткой теоретической формы линии с функцией отклика детектора

$$F(y) = \int_{-\infty}^{\infty} F_L(x-y) F_D(x) dx.$$

В случае, когда функция отклика детектора $F_D(x)$ имеет вид гауссиана, результирующая функция $F(y)$ известна как функция Фойгта. В действительности функция отклика не имеет точно гауссову форму, и для ее аппроксимации используется ряд других функций.

Робертс и др. [46] заметили, что особенно удобная форма, хорошо описывающая типичную функцию отклика детектора, задается суммой двух гауссианов

$$F_D(x) = A \exp [-(x - x_0)^2/2\sigma^2] + AR \exp [-(x - (x_0 - \delta))^2/2r^2\sigma^2].$$

При таком выборе формы линии появляются три дополнительных параметра R , r и δ и функцию свертки $F(y)$ можно представить в виде суммы двух функций Фойгта. Последнее очень удобно, так как функцию Фойгта можно выразить через комплексную функцию ошибок, которая вычисляется с помощью простого алгоритма.

В реальном спектре обычно присутствует фон, для которого также надо задать функциональную зависимость, и другие пики,

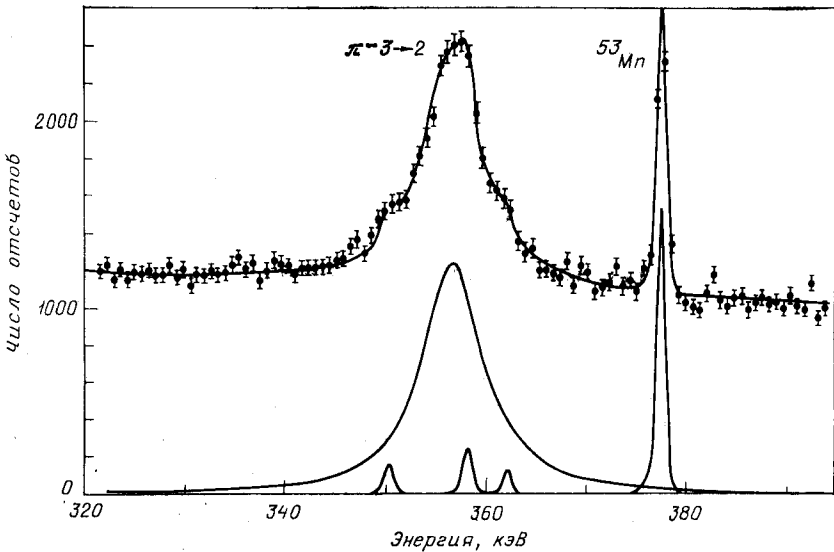


Рис. 2. Часть рентгеновского спектра, измеренного при остановке пионов в Fe, на котором видна уширенная линия пионного рентгеновского перехода $3 \rightarrow 2$:

γ -линия, принадлежащая ^{53}Mn , демонстрирует энергетическое разрешение системы детектирования. Кроме того, изображена линия фита экспериментальных данных. Небольшие пики дают представление о вкладах, обусловленных γ -линией, принадлежащей ^{21}Ne , и двумя компонентами линии мюонного рентгеновского перехода $4 \rightarrow 2$

которые могут быть уширены за счет сильного взаимодействия. В качестве примера на рис. 2 приведена часть рентгеновского спектра железа, включающая уширенный пионный рентгеновский переход $3 \rightarrow 2$. Сильная γ -линия 379 кэВ, принадлежащая ^{53}Mn , демонстрирует энергетическое разрешение системы детектирования. Кроме того, в спектре присутствуют еще две линии, соответствующие мюонному рентгеновскому переходу $4 \rightarrow 2$ и γ -линия 350 кэВ, принадлежащая ^{21}Ne . Таким образом, в данном случае при фитировании спектра необходимо использовать пять линий и фон.

Обычно фитирование проводится методом наименьших квадратов, и сейчас имеется ряд программ на ЭВМ, позволяющих осу-

ществовать фитирование без вычисления производных от подгочной функции. В этом подходе можно легко менять форму функции, что особенно удобно в тех случаях, когда нужно фитировать несколько соседних пиков одновременно.

Из рассмотренного выше примера следует, что необходимо проверить наличие в изучаемом спектре γ -линий, которые могут помешать наблюдению исследуемых рентгеновских лучей. Это можно иногда осуществить, используя измерения с другими оставляющимися частицами, например пионами, когда измеряется каонный рентгеновский спектр, и затем проверить соответствующую область энергии для возможных мешающих γ -линий. Обычно влияние γ -линий мало, но это не всегда имеет место.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ФИЗИКОЙ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Проверка квантовой электродинамики. В настоящее время известно, что предсказания КЭД с очень высокой точностью согласуются с результатами экспериментов. Тем не менее всегда проводятся дальнейшие проверки соответствующих величин и особый интерес представляют системы, заряд ядра которых велик, так как в этом случае можно проверить поправки КЭД высокого порядка. В связи с этим следует особо выделить тяжелые мюонные атомы, так как для них наибольшая поправка в энергию, найденную из уравнения Дирака с потенциалом, соответствующим точечному распределению заряда ядра, обусловлена поляризацией электрон-позитронного вакуума.

Таблица 2. Теоретическое значение энергии $5g_{7/2} - 4f_{5/2}$ -рентгеновского перехода в μ -Pb атоме

Вклад в теоретическое значение энергии перехода	Энергия, эВ
Точечный заряд ядра	435664 ± 2
Конечный размер ядра	-10 ± 1
Поляризация вакуума:	
$\alpha(Z\alpha)$	2189 ± 1
$\alpha^2(Z\alpha)$	16
$\alpha(Z\alpha)^{2n+1}$	-43 ± 2
$\alpha^2(Z\alpha)^2$	1
Лэмбовский сдвиг	7 ± 1
Приведенная масса	2
Поляризация ядра	6 ± 3
Экранирование электронами	-82 ± 3
Суммарная энергия перехода	437750 ± 6

В прошлом было поставлено несколько экспериментов и выполнен ряд расчетов по тяжелым мюонным атомам, которые привлекли к себе внимание благодаря устойчивым расхождениям между теорией и экспериментом.

В прошлом было поставлено несколько экспериментов и выполнен ряд расчетов по тяжелым мюонным атомам, которые привлекли к себе внимание благодаря устойчивым расхождениям между теорией и экспериментом.

Погрешности как в теоретических расчетах, так и экспериментальных данных были найдены и сейчас, по-видимому, теория и эксперимент согласуются друг с другом [48—51].

В качестве примера рассмотрим переход $5g_{7/2} \rightarrow 4f_{5/2}$ в мюонном атоме свинца. Различные вклады в энергию этого перехода [48] даны в табл. 2. Вклад в энергию перехода от поляризации вакуума составляет 2163 эВ [50]. В табл. 3 даны три набора теоре-

Таблица 3. Теоретические и экспериментальные значения энергии и рентгеновского перехода $5g_{7/2} - 4f_{5/2}$ в $\mu\text{-Pb}$ атоме, эВ

Эксперимент	Теория	Расхождение	Литература
437748 \pm 12	437757 \pm 7	9 \pm 14	[49]
437749 \pm 8	437750 \pm 6	1 \pm 10	[50]
437749 \pm 14	437751 \pm 7	2 \pm 16	[51, 52]

тических и экспериментальных значений энергии $5g_{7/2} \rightarrow 4f_{5/2}$ — перехода в $\mu\text{-Pb}$ атоме, полученные в последнее время. Для наилучшего набора экспериментальных данных можно проверить теоретическое значение вклада в энергию этого перехода от поляризации вакуума с абсолютной точностью ± 10 эВ или относительной точностью 0,5%. В работах [48, 50] для перехода $5g_{9/2} \rightarrow 4f_{7/2}$ в мюонных атомах Pb и переходов $4 \rightarrow 3$ в мюонных атомах Ba соответствующие теоретические и экспериментальные значения согласуются друг с другом примерно с той же точностью. Так как сейчас теоретические и экспериментальные погрешности практически одинаковы, едва ли возможно достичь существенного улучшения точности подобных проверок.

Измерения массы. Как было показано ранее, энергия уровня экзотического атома пропорциональна массе частицы, находящейся на его «орбите». Поэтому прецизионные измерения энергии переходов в экзотических атомах можно использовать для того, чтобы извлечь из них с высокой точностью значения масс частиц. На самом деле, как уже было показано, для этого нужно знать целый ряд поправок в теоретическом значении энергии, которые получают из КЭД. Если они известны, то можно использовать значение массы мюона, полученное с высокой точностью другими методами, для проверки поправок КЭД, о которых шла речь в предыдущем разделе. После этого можно использовать экспериментальные данные по экзотическим атомам и проверенные таким способом теоретические поправки, для того чтобы найти из результатов измерений значения масс π^- , K^- , \bar{p} и Σ^- . Точные значения этих масс требуются при изучении эффектов сильного взаимодействия.

Масса мюона μ^+ была получена с высокой точностью Касперсоном и др. [53] при измерении магнитного момента мюона и сверх-

тонкого расщепления уровней энергии мюония. Используя соотношение

$$m_{\mu}/m_e = (\mu_e/\mu_p) (\mu_p/\mu_{\mu}) (g_{\mu}/g_e),$$

где m , μ и g — масса частицы, ее магнитный момент и гиромагнитное соотношение соответственно, они получили $m_{\mu} = (105,65945 \pm \pm 0,00033)$ МэВ.

Строго говоря, полученное значение отвечает массе положительного мюона. Тогда, используя это значение, которое известно с точностью примерно $3 \cdot 10^{-6}$, в качестве массы μ^{-} можно, как уже неоднократно повторялось, проверить поправки КЭД к энергиям переходов в мюонных атомах.

Энгфер и др. [54] анализировали данные по мюонным атомам при умеренных значениях заряда ядра и получили следующие значения массы мюона:

$$m_{\mu} = 105,660 \pm 0,010 \text{ МэВ.}$$

Эти два значения хорошо согласуются друг с другом в пределах точности (10^{-4}), достигнутой при измерении энергии переходов в экзотических атомах.

Масса пиона была измерена в экспериментах с пионными атомами Картером и др. [39]

$$m_{\pi} = 139,5686 \pm 0,0020 \text{ МэВ}$$

и Марушенко [45]

$$m_{\pi} = 139,5667 \pm 0,0024 \text{ МэВ.}$$

Согласие между этими двумя результатами удивительно, так как Картер и др. [39] использовали для измерения энергии рентгеновского излучения стандартный Ge(Li)-детектор, а Марушенко [45] — кристаллический спектрометр. Оба результата также находятся в хорошем согласии с значением

$$m_{\pi} = 139,5652 \pm 0,0019 \text{ МэВ,}$$

полученным Даумом и др. [55] при измерении импульса мюона в распаде пиона $\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + \bar{\nu}_{\mu}$. Они применяли очень точное значение массы мезона, данное раньше, а массу нейтрино полагали равной нулю.

Все точные значения массы каона получены из измерений по рентгеновским спектрам экзотических атомов. Результаты последних измерений представлены в табл. 4. В настоящее время рекомендуется использовать для массы каона $493,668 \pm 0,018$ МэВ [59].

Точные значения массы антипротона также были получены из измерений рентгеновских спектров экзотических атомов и представлены в табл. 5. Среднее значение массы антипротона находится

Таблица 4. Масса каона, определенная по рентгеновским спектрам каонных атомов

Масса, МэВ	Литература
493,662 ± 0,190	[56]
493,691 ± 0,040	[57]
493,657 ± 0,020	[58]
Среднее 493,664 ± 0,018	

Таблица 5. Масса и магнитный момент антипротона

Масса, МэВ	μ , я.м.	Литература
938,179 ± 0,058	-2,791 ± 0,021	[60]
938,229 ± 0,049		[61]
938,130 ± 0,130	-2,817 ± 0,048	[62]
Среднее 938,202 ± 0,036	-2,795 ± 0,019	

в хорошем согласии с принятым [59] в настоящее время значением $938,2796 \pm 0,0027$ МэВ массы протона.

Массу Σ^- -гиперона определили Дуган и др. [63], используя значения энергий пяти переходов в Σ^-Pb -атоме. Полученное ими значение массы Σ^- равно $1197,24 \pm 0,15$ МэВ. Оно согласуется с значением $1197,43 \pm 0,08$ МэВ, которое получено Шмидтом и др. [64] при измерении импульсов продуктов реакций, возникающих при остановке K^- в жидководородной пузырьковой камере.

Магнитные моменты. Расщепление атомного уровня энергии с квантовыми числами (n, l) для частиц со спином $1/2$ на подуровни тонкой структуры задается формулой

$$\Delta E = (-1 + 2g_1) \frac{(\alpha Z)^4}{2n^3} \frac{\mu}{l(l+1)},$$

где Z — заряд ядра; g_1 — аномальный магнитный момент в единицах магнетона $(e\hbar/2mc)$ частицы; m — масса частицы; μ — приведенная масса системы частица — ядро; α — постоянная тонкой структуры. Измеряя ΔE , можно определить g_1 . Однако сложность экспериментов обусловлена сравнительно малым расщеплением, которое нужно измерить, по сравнению с обычной разрешающей способностью детектора.

Измерения магнитного момента антипротона были сделаны Ху и др. [60], а также Робертсом [62]. Значения, полученные ими, даны в табл. 5. Среднее значение $\mu(\bar{p}) = -2,795 \pm 0,019$, измеренное в ядерных магнетонах (я.м.), находится в прекрасном согласии с магнитным моментом протона $\mu(p) = 2,793$ я.м. и имеет, как и должно быть, противоположный знак.

Были сделаны два измерения магнитного момента Σ^- -гиперона. Робертс и др. [65] получили $\mu(\Sigma^-) = -1,48 \pm 0,37$ я.м., в то время, как Дуган и др. [66] нашел $\mu(\Sigma^-) = -1,40 \pm \begin{matrix} 0,41 \\ 0,28 \end{matrix}$ я.м.

или $0,65 \pm \begin{matrix} 0,28 \\ 0,40 \end{matrix}$ я.м.

Простая кварковая модель с кварками равной массы дает следующее значение магнитного момента Σ^- -гиперона

$$\mu(\Sigma^-) = -(\mu(p) + \mu(n)) = -0,88 \text{ я. м.},$$

тогда как в модели, где только массы u и d кварков равны между собой [67]:

$$\mu(\Sigma^-) = -(4/9)\mu(p) - (1/3)\mu(\Lambda) = -1,04 \text{ я. м.}$$

Современное состояние проблемы обсуждалось недавно Тизом и Сетлезом [68], которые показали, что аддитивная кварковая модель не объясняет существующих экспериментальных данных, хотя дополнительные предположения о нарушении симметрии улучшают согласие между теорией и экспериментом. Для получения удовлетворительного значения магнитного момента Σ^- -гиперона в дальнейшем необходимо улучшить также и точность экспериментальных данных.

4. МЮОННЫЕ АТОМЫ

Энергии и волновые функции низколежащих орбит мюонных атомов чувствительны к распределению заряда ядра, поэтому мюонные атомы используются прежде всего для получения информации о распределении заряда ядра. Состояния $1s$ и $2p$ более чувствительны к эффектам конечных размеров, чем более высокие состояния, поэтому основная информация о распределении заряда ядра обычно извлекается из измерений энергий переходов ($2p \rightarrow 1s$) и ($3d \rightarrow 2p$).

В первом порядке теории возмущений в предположении, что поведение волновой функции мюона внутри ядра мало отличается от обычного степенного поведения r^l , сдвиг уровня энергии, обусловленный конечным размером ядра $\Delta E_{nl} \sim \langle r^{2l+2} \rangle$, определяется моментом распределения заряда ядра

$$\langle r^{\beta} \rangle = \int_0^{\infty} \rho(r) r^{\beta+2} dr / \int_0^{\infty} \rho(r) r^2 dr,$$

где $\rho(r)$ — распределение плотности заряда. В частности, для $l=0$ $\Delta E_{n1} \sim \langle r^2 \rangle$, поэтому переходы в s -состояния определяются $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ корнем из среднеквадратичного радиуса распределения заряда. Практически эти формулы справедливы только для очень легких ядер. Для более тяжелых ядер изменения волновой функции мюона становятся значительными и значения корня из среднеквадратичного радиуса, определяемые таким способом, становятся модельно зависимыми, т. е. они зависят от вида функциональной зависимости, выбранной для $\rho(r)$. В связи с этим был предпринят ряд попыток, направленных на то, чтобы найти неко-

торые величины, связанные с размером ядра, которые определяются данными по рентгеновским переходам мюонных атомов способом, не зависящим от модели, т. е. независимо от формы выбранной для $\rho(r)$. Вероятно наиболее успешной из этих попыток следует признать подход, предложенный Барретом [69].

В первом порядке теории возмущений сдвиг энергии при переходе мезона между уровнями i и f , обусловленный изменением $\delta\rho(r)$ в распределении сферического заряда ядра, определяется выражением

$$\delta E = \int_0^{\infty} \delta\rho(r) [V_{\mu}^i(r) - V_{\mu}^f(r)] 4\pi r^2 dr,$$

где $V_{\mu}(r)$ — усредненный по сферическим углам потенциал, создаваемый мюоном в точке r . В таком случае, чтобы профитировать разность $V_{\mu}^i(r) - V_{\mu}^f(r)$, нужно ввести некоторую аналитическую функцию $y(r)$, форму которой Баррет выбрал следующим образом

$$V_{if} \equiv V_{\mu}^i(r) - V_{\mu}^f(r) \approx y(r) = br^k \exp(-\alpha r).$$

Значения b , k и α можно найти, фитируя функцию V_{if} методом наименьших квадратов, при этом можно убедиться, что эти значения по существу не зависят от формы распределения плотности заряда ядра, особенно если ее параметры ограничены при фитировании энергии перехода мюонного атома.

Это было проделано Энгфером и др. [70], которые показали, что параметр α линейно зависит от Z и что его можно приближенно вычислять по следующей формуле: $\alpha = 0,03661 + 1,4194 \cdot 10^{-3} Z$. Значения параметров b и k заатабулированы в работе [70]. Так как

$$\delta E \approx \int_0^{\infty} \delta\rho(r) y(r) 4\pi r^2 dr,$$

то малое изменение $\delta\rho(r)$ в распределении заряда не приводит к изменению энергии перехода E_{if} , если

$$\int_0^{\infty} \delta\rho(r) y(r) 4\pi r^2 dr = 0.$$

Отсюда следует, что измерение E_{if} позволяет найти

$$\int_0^{\infty} y(r) \rho(r) 4\pi r^2 dr = \int_0^{\infty} br^k \exp(-\alpha r) \rho(r) 4\pi r^2 dr.$$

Другими словами, измерение энергии переходов мюонных атомов позволяет найти обобщенный момент распределения плот-

ности заряда

$$\langle r^h \exp(-\alpha r) \rangle = \int_0^{\infty} \rho(r) r^h \exp(-\alpha r) r^2 dr / \int_0^{\infty} \rho(r) r^2 dr.$$

Оказалось, что эти обобщенные моменты с большой степенью точности не зависят от выбранной модели распределения заряда. Удобной величиной, связанной с этим обобщенным моментом, является эквивалентный радиус R_h , который определяется выражением

$$3R_h^3 \int_0^{R_h} \exp(-\alpha r) r^h r^2 dr = \langle r^h \exp(-\alpha r) \rangle$$

и соответствует радиусу сферы постоянной плотности, имеющей тот же обобщенный момент, что и распределение $\rho(r)$.

В настоящее время накоплено большое количество информации о распределении заряда ядер, полученной из экспериментов по рентгеновским переходам в мюонных атомах. Энергии переходов в мюонных атомах и вычисленные параметры распределений заряда затабулированы в работе Энгфера и др. [70], тогда как в книге Баррета и Джексона [71] представлены некоторые полезные таблицы экспериментально найденных плотностей заряда, включающие значения α , k и R_h . Кроме того, в недавних экспериментах исследовались некоторые различия в распределениях заряда для изотопов и изотонов. Это дало ценную информацию о пространственном распределении «валентных» протонов и о поляризации протонного остова при добавлении протонов или нейтронов.

Другое применение мюонные атомы находят в описанной ранее (см. разд. 3) проверке квантовой электродинамики. Использование мюонных атомов для проведения измерений распределений заряда деформированных ядер будет рассмотрено ниже (см. разд. 7). Более обстоятельный обзор свойств мюонных атомов и областей их возможного применения можно найти в работах [8—12].

5. АДРОННЫЕ АТОМЫ. ЭКСПЕРИМЕНТ

В мюонных атомах взаимодействие между тяжелой частицей, находящейся на «орбите», и центральным ядром обусловлено электромагнитными силами. В адронных атомах необходимо учитывать сильное взаимодействие, которое играют здесь важную роль. Выше уже были обсуждены (см. разд. 3) измерения по адронным атомам в той области, где доминирует электромагнитное взаимодействие. Такие измерения позволяют получить точные значения масс частиц и их магнитных моментов. Здесь основное внимание будем уделять другим возможным применениям адронных атомов,

в частности, будем обсуждать измерения абсолютных выходов рентгеновских линий и эффекты сильного взаимодействия.

Значения абсолютных выходов рентгеновских линий важны для исследования кулоновского захвата и каскада в экзотическом атоме, рассмотренных ранее (см. разд. 1). Эффекты сильного взаимодействия измеряют в тех переходах, которые происходят на последней стадии каскада, непосредственно перед тем, как адрон поглотится ядром. Особый интерес представляют сдвиг энергии ϵ и ширина Γ последнего атомного уровня, на котором не происходит поглощение, и относительный выход Y последнего рентгеновского перехода. Теоретическая интерпретация этих величин, характеризующих сильное взаимодействие и их значение в исследовании распределений вещества в ядрах, будут рассмотрены ниже. Очень полезный материал по измерениям абсолютных выходов и по эффектам сильного взаимодействия в пионных, каонных, антипротонных и Σ -гиперонных атомах представлен в работе Пота [73].

Пионные атомы. Измерения абсолютных выходов для различных рентгеновских переходов в пионных атомах 43 элементов от Si до U были выполнены несколько лет назад Кунсельманом [74], который также представил результаты более ранних экспериментов, охватывающие более легкие элементы вплоть до Li. Недавно рентгеновские переходы в пионных атомах 57 элементов от Li до U были измерены группой, работающей в TRIUMF. Таким образом, в настоящее время накоплен большой экспериментальный материал. Графики всех имеющихся экспериментальных данных по рентгеновским переходам пионных атомов представлены в работе [75], где они сравниваются с результатами теоретических расчетов соответствующих каскадов. Как и следовало ожидать, при малых Z интенсивность рентгеновских переходов уменьшается из-за конкуренции оже-переходов, тогда как при больших Z преобладает ядерное поглощение пионов, которое подавляет возможные радиационные переходы. В целом полученные экспериментальные результаты согласуются с теоретическими расчетами каскадов пионных атомов, однако в некоторых случаях видны заметные рассогласования между теорией и экспериментом, которые, как можно надеяться, обусловлены структурой электронной оболочки атомов мишени, содержащей соответствующий химический элемент. Аналогичные рассогласования были обнаружены и в рентгеновских спектрах каонных атомов [21]. Например, для электронной оболочки, соответствующей $Z = 36$, максимальные расхождения наблюдаются для рентгеновских переходов $4 \rightarrow 3$, $6 \rightarrow 4$, $7 \rightarrow 5$, $7 \rightarrow 4$, $8 \rightarrow 5$ в пионных и $6 \rightarrow 5$ и $7 \rightarrow 6$ в каонных атомах; аналогичные корреляции видны между различными переходами в пионных и каонных атомах и для электронной оболочки, соответствующей $Z = 50$. По-видимому, как уже отмечалось

ранее, это обусловлено влиянием электронной конфигурации атома мишени, содержащей данный элемент, на исходное состояние, в которое захватывается пион или каон [23]. Альтернативное объяснение корреляции различий в выходе рентгеновского излучения с длиной атомной связи или пространственной решетки, не подтверждается результатами этих последних измерений. Предполагалось [76], что короткие длины связей должны ограничивать допустимые значения орбитального момента во время начального

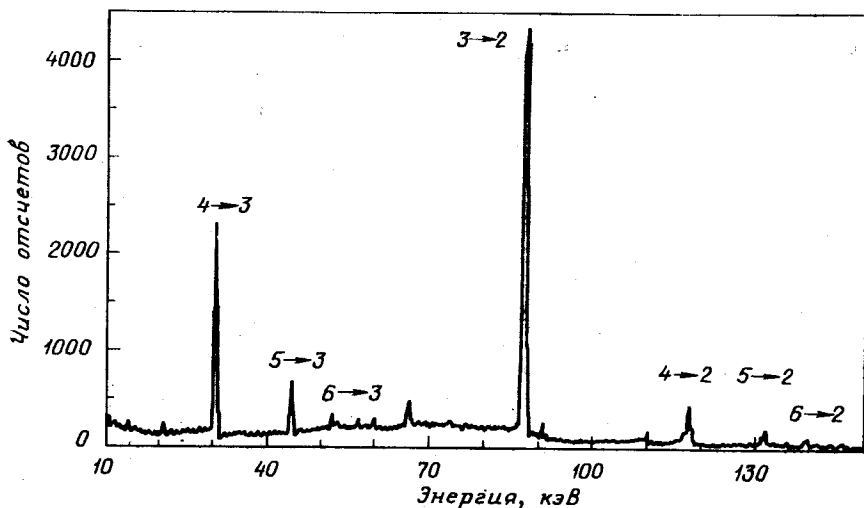


Рис. 3. Рентгеновский спектр, наблюдаемый при остановке пионов в Al. Каждая линия характеризуется главными квантовыми числами соответствующего пионного рентгеновского перехода

захвата, и что в таком случае ядерный захват в состояниях с малыми l в течение последующего каскада должен подавлять рентгеновские переходы в низколежащие состояния.

За период, предшествующий 1970 г., было выполнено много измерений эффектов сильного взаимодействия в пионных атомах. Результаты этих измерений в виде удобных для пользования таблиц и графиков представлены в обзоре [13]. Начиная с того момента основной целью экспериментов стало или повышение точности измерений рентгеновских спектров пионных атомов для довольно ограниченной области ядер, или работа с мишенями, содержащими некоторые изотопы, и исследование изотопических эффектов. Кроме того, измерения рентгеновского излучения уровней с сильным поглощением, т. е. переходов с большой шириной, позволили высказать предположение о возможном существовании эффектов насыщения.

О качестве имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по измерениям рентгеновского излучения пионных атомов можно судить по рис. 3, на котором показан рентгеновский спектр [77], полученный при торможении пионов в Al, а также на рис. 4,

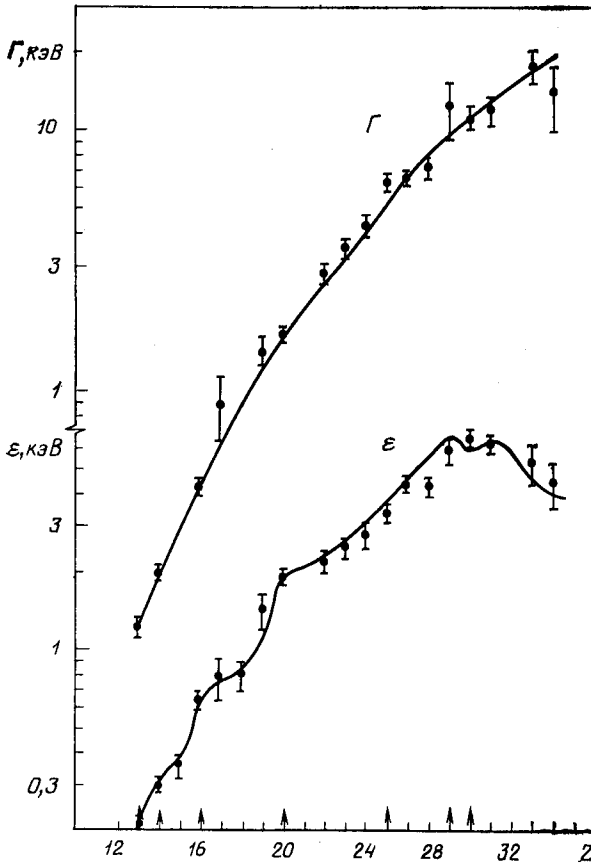


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и теоретических значений сдвигов и ширины $2p$ -уровней пионных атомов $Z = 15 \div 32$. Для удобства теоретические точки соединены линиями.

где представлены результаты [77] недавно проведенного в Резерфордской лаборатории эксперимента по измерению ширины и сдвигов $2p$ -уровней пионных атомов с $Z = 15 \div 32$. Эти результаты на порядок точнее данных, полученных в более ранних экспериментах.

В измерениях с изотопами гелия наблюдаются значительные расхождения в значениях сдвигов и ширин $2p - 1s$ -перехода в ^3He . Первые эксперименты, использующие жидкий [78] и газообразный [79] ^3He , давали явно противоречивые результаты. Оба эксперимента совсем недавно были повторены [80, 81], и результаты, приведенные в табл. 6, теперь неплохо согласуются друг с другом. Известные в настоящее время экспериментальные да-

Таблица 6. Экспериментальные данные по сдвигу и ширине $1 s$ -уровня $\pi^- ^3\text{He}$ атома, обусловленным эффектами сильного взаимодействия

Мишень	ϵ , эВ	Γ , эВ	Литература
Жидкость	27 ± 5	65 ± 12	[78]
Газ	44 ± 5	42 ± 14	[79]
Жидкость	34 ± 4	36 ± 7	[80]
Газ	32 ± 3	28 ± 7	[81]

нные по изотопическим эффектам пионных атомов, сгруппированные по парам изотопов, представлены в табл. 7. Отметим, что в некоторых случаях измерения эффектов сильного взаимодействия по паре изотопов осуществлялись в разных экспериментах или условия проведения экспериментов были различные, так что к приведенным разностям следует отнестись с осторожностью. Другая возможность попасть впросак заключается в том, что обычно изотопический эффект в каких-либо двух пионных атомах определяется разностью в сдвигах $\delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_2$ и в ширинах $\delta\Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2$ уровней энергии. Однако удобно приводить разность энергий перехода $\delta E = E_1 - E_2$, так как обычно ее значение можно экспериментально измерить. Это сделано в недавней серии экспериментов по изотопам Ca и Ti. Разности δE и $\delta\epsilon$ не одинаковы, так как уровни энергии в атомах этих двух изотопов, обусловленные электромагнитным взаимодействием, различны, например, теоретически вычисленные энергии [88] перехода $3d \rightarrow 2p$ в ^{40}Ca и ^{44}Ca составляют 207,683 и 207,753 кэВ соответственно.

Теоретический анализ этих результатов и их возможная интерпретация на основе распределений плотности нейтронов будут даны позднее. Однако известно одно измерение, с которым был связан ряд вопросов в прошлом, а именно: измерение значения $\delta\Gamma$ для пары изотопов $^{18}\text{O} - ^{16}\text{O}$. Эта величина первоначально была измерена [86] с большим коридором ошибок, и ее значение оказалось положительно. В недавнем эксперименте той же экспериментальной группы, но с улучшенными мишенью и разрешением детектора было получено отрицательное значение $\delta\Gamma$, в общем согласующееся с теоретическими предсказаниями.

Каонные атомы. Первый эксперимент, в котором наблюдали рентгеновский спектр каонных атомов, был сделан Вигандом и Маком [90]. Впоследствии та же группа измерила [21] абсолютные значения интенсивностей 346 линий рентгеновского излучения каонных атомов от He до U. Эти результаты обсуждались выше.

Таблица 7. Экспериментальные данные по рентгеновским спектрам цинковых атомов

n_l	Мин- шень	Сдвиг (ϵ), эВ	Ширина (Γ), эВ	Лите- ратура	Мин- шень	Сдвиг (ϵ), эВ	Ширина (Γ), эВ	Пара изотопов	δE^* , эВ	$\delta\Gamma$, эВ	Лите- ратура
1s	^3He	34 ± 4	36 ± 7	[80]	^4He	$-75, 7 \pm 2, 0$	45 ± 3				[82]
1s	^6Li	32 ± 3	28 ± 7	[81]	^7Li	-79 ± 5	45 ± 21	$^4\text{He} - ^3\text{He}$	-109 ± 3	13 ± 6	[83]
1s	^{10}B	$-32,4 \pm 3$	195 ± 12	[84]	^{11}B	-570 ± 4	195 ± 13	$^7\text{Li} - ^6\text{Li}$	-246 ± 5	0 ± 18	[84]
1s	^{16}O	-2819 ± 13	1780 ± 30	[85]	^{18}O	-3707 ± 26	1720 ± 80	$^{11}\text{B} - ^{10}\text{B}$	-888 ± 29	-60 ± 86	[85]
		-15730 ± 260	7560 ± 500	[86]		-20590 ± 280	8670 ± 700	$^{18}\text{O} - ^{16}\text{O}$	-4860 ± 370	1110 ± 860	[86]
		-15430 ± 100	7920 ± 320	[81]		-19920 ± 120	6330 ± 430		-4490 ± 140	-1590 ± 530	[81]
2p	^{24}Mg	$133 \pm 1, 2$	$94, 5 \pm 6, 6$	[87]	^{26}Mg	130 ± 2	$76 \pm 7, 1$	$^{26}\text{Mg} - ^{24}\text{Mg}$	$-3 \pm 2, 3$	-19 ± 10	[87]
		1937 ± 25	1692 ± 63	[88]	^{44}Ca	1606 ± 13	1652 ± 38		-331 ± 27	-40 ± 75	[88]
2p	^{40}Ca	—	1640 ± 110	[89]		—	1640 ± 120	$^{44}\text{Ca} - ^{40}\text{Ca}$	$-291 \pm 34^*$	0 ± 130	[89]
2p					^{48}Ca	—	1650 ± 150	$^{48}\text{Ca} - ^{40}\text{Ca}$	$-203 \pm 39^*$	10 ± 150	[89]
2p					^{48}Ca	—	1700 ± 140	$^{48}\text{Ca} - ^{40}\text{Ca}$	$-198 \pm 38^*$	70 ± 150	[89]
2p					^{48}Ca	—	1640 ± 110	$^{48}\text{Ca} - ^{40}\text{Ca}$	$-474 \pm 34^*$	0 ± 130	[89]
2p	^{46}Ti	—	2390 ± 150	[89]	^{48}Ti	—	2620 ± 150	$^{48}\text{Ti} - ^{46}\text{Ti}$	$-168 \pm 42^*$	240 ± 160	[89]
2p					^{50}Ti	—	2150 ± 270	$^{50}\text{Ti} - ^{46}\text{Ti}$	$-495 \pm 70^*$	-240 ± 260	[89]

* Разность в энергиях и ширинах рентгеновского перехода для пар изотопов (см. разд. 5).

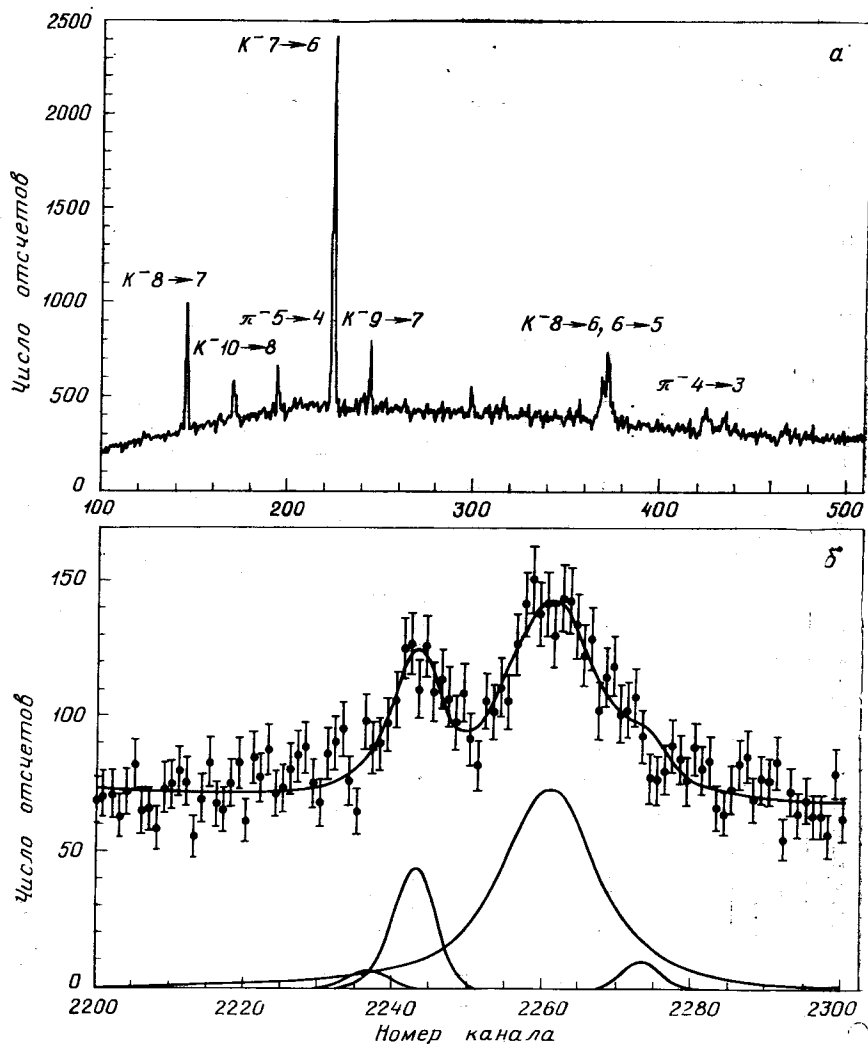


Рис. 5. Рентгеновский спектр, измеренный при остановке каонов в Cd: *a* — линии основных каонных и примесных пионных рентгеновских переходов характеризуются главными квантовыми числами; *b* — фит уширенной линии каонного рентгеновского перехода $6 \rightarrow 5$. Кроме того, показаны вклады двух линий, соответствующих каонным рентгеновским переходам $11 \rightarrow 7$ и $8 \rightarrow 6$ и γ -линии 378,8 кэВ, включенных в фит

Эффекты сильного взаимодействия измеряли многие группы. Всесторонние измерения [40, 91] были сделаны группой, работающей в Резерфордской лаборатории. Спектр рентгеновского излучения от каонов, останавливающихся в Cd, полученный в этой работе, можно увидеть на рис. 5 вместе с фитом уширенной линии, соответствующей каонному рентгеновскому переходу $n = 6 \rightarrow 5$. Эти последние результаты не были включены в обзор Пота [73],

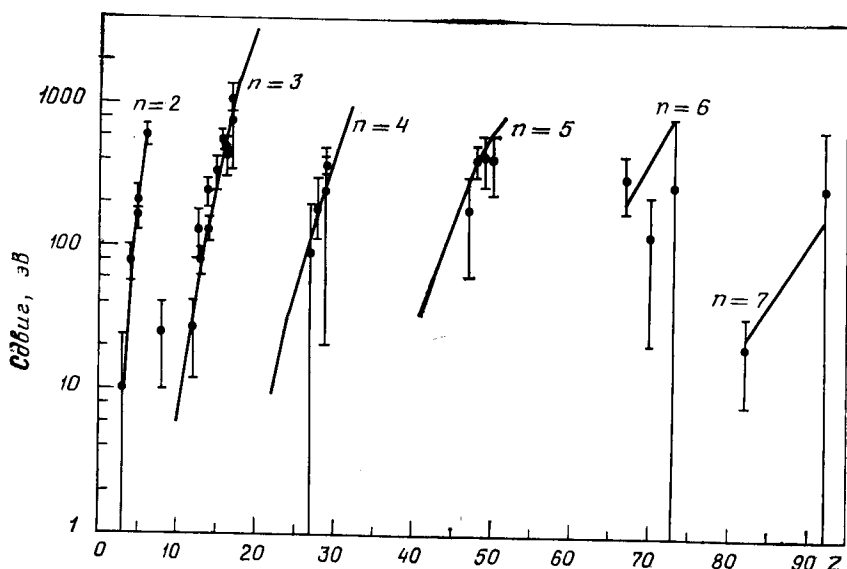


Рис. 6. Экспериментальные значения сдвига уровней каонных атомов, обусловленные сильным взаимодействием. Непрерывные линии представляют теоретические фиты экспериментальных данных

поэтому в табл. 8 собраны экспериментальные данные по всем известным в настоящее время измерениям сдвига и ширины уровней энергии и выхода рентгеновских линий каонных атомов. Кроме того, эти экспериментальные значения сдвигов и ширины уровней энергии и выходов рентгеновских переходов изображены на рис. 6—8, где они сравниваются с соответствующими теоретическими значениями, полученными при фитировании этих величин.

Антипротонные атомы. Первое сообщение о наблюдении рентгеновского излучения антипротонных атомов поступило в 1970 г. от группы, работающей в ЦЕРНе. С тех пор были опубликованы результаты нескольких экспериментов по измерению эффектов сильного взаимодействия в антипротонных атомах. Сводка всех имеющихся в настоящее время экспериментальных данных пред-

Таблица 8. Экспериментальные данные по рентгеновским спектрам каоновых атомов

Ядро	Переход	ϵ , кэВ	Γ , кэВ	Y	Γ , кэВ	Литература
He	3 → 2	-0,04 ± 0,03	—	—	—	[92]
		-0,035 ± 0,012	0,03 ± 0,03	—	—	[83]
Li	3 → 2	0,002 ± 0,026	0,055 ± 0,029	0,95 ± 0,30	—	[93]
Be	3 → 2	-0,079 ± 0,021	0,172 ± 0,058	0,25 ± 0,09	0,04 ± 0,03	[93]
B	3 → 2	-0,208 ± 0,035	0,810 ± 0,100	—	—	[94]
B	3 → 2	-0,167 ± 0,035	0,700 ± 0,080	—	—	[94]
C	3 → 2	-0,590 ± 0,080	1,730 ± 0,150	0,07 ± 0,013	0,98 ± 0,19	[94]
O	4 → 3	-0,025 ± 0,018	0,017 ± 0,014	—	—	[40]
Mg	4 → 3	-0,027 ± 0,015	0,214 ± 0,015	0,78 ± 0,06	0,08 ^{+0,07} _{-0,03}	[40]
Al	4 → 3	-0,130 ± 0,050	0,490 ± 0,160	—	—	[95]
		-0,076 ± 0,014	0,442 ± 0,022	0,55 ± 0,03	0,31 ± 0,04	[40]
Si	4 → 3	-0,240 ± 0,050	0,810 ± 0,120	—	—	[95]
		-0,130 ± 0,015	0,800 ± 0,033	0,49 ± 0,03	0,54 ^{+0,07} _{-0,06}	[40]
P	4 → 3	-0,330 ± 0,08	1,440 ± 0,120	0,26 ± 0,03	1,94 ± 0,33	[94]
S	4 → 3	-0,550 ± 0,06	2,330 ± 0,200	0,22 ± 0,02	3,25 ± 0,41	[94]
		-0,43 ± 0,12	2,310 ± 0,170	—	—	[21]
		-0,462 ± 0,054	1,96 ± 0,17	0,23 ± 0,03	3,0 ^{+1,0} _{-0,4}	[40]
Cl	4 → 3	-0,770 ± 0,40	3,80 ± 1,0	0,16 ± 0,04	5,69 ± 1,5	[94]
		-0,94 ± 0,40	3,92 ± 0,99	—	—	[56]
		-1,08 ± 0,22	2,79 ± 0,25	—	—	[21]
Co	5 → 4	-0,099 ± 0,106	0,64 ± 0,25	—	—	[40]
Ni	5 → 4	-0,180 ± 0,070	0,59 ± 0,21	0,30 ± 0,08	6,0 ± 2,3	[95]
		-0,246 ± 0,052	1,23 ± 0,14	—	—	[40]
Cu	5 → 4	-0,240 ± 0,220	1,650 ± 0,72	0,29 ± 0,11	7,1 ± 3,8	[95]
		-0,377 ± 0,048	1,35 ± 0,17	0,36 ± 0,05	5,2 ^{+1,3} _{-1,0}	[40]
Ag	6 → 5	-0,18 ± 0,12	1,54 ± 0,58	0,51 ± 0,16	7,4 ^{+6,9} _{-3,6}	[40]
Cd	6 → 5	-0,40 ± 0,10	2,01 ± 0,44	0,57 ± 0,11	6,2 ^{+3,5} _{-2,4}	[40]
In	6 → 5	-0,53 ± 0,15	2,38 ± 0,57	0,44 ± 0,08	11,4 ^{+4,6} _{-3,1}	[40]
Sn	6 → 5	-0,41 ± 0,18	3,18 ± 0,64	0,39 ± 0,07	15,1 ^{+5,4} _{-3,8}	[40]
Ho	7 → 6	-0,30 ± 0,13	2,14 ± 0,31	—	—	[91]
Yb	7 → 6	-0,12 ± 0,10	2,39 ± 0,30	—	—	[91]
Ta	7 → 6	-0,27 ± 0,50	3,76 ± 1,15	—	—	[91]
Pb	8 → 7	—	0,37 ± 0,15	0,79 ± 0,08	4,1 ± 2,0	[96]
		-0,020 ± 0,012	—	—	—	[58]
U	8 → 7	-0,26 ± 0,4	1,50 ± 0,75	0,35 ± 0,12	46 ± 24	[96]

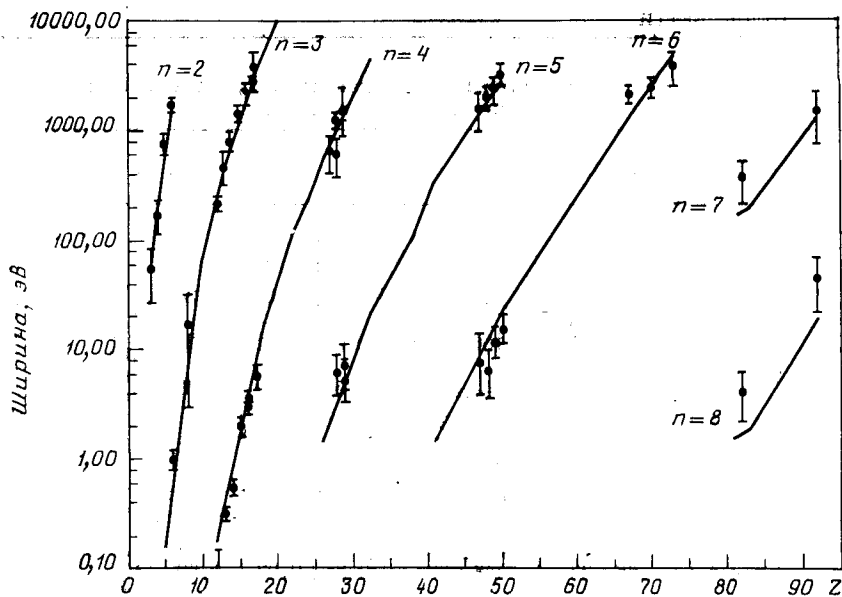


Рис. 7. Экспериментальные значения ширины уровней каонных атомов, обусловленной сильным взаимодействием. Непрерывные линии представляют теоретические фиты экспериментальных данных

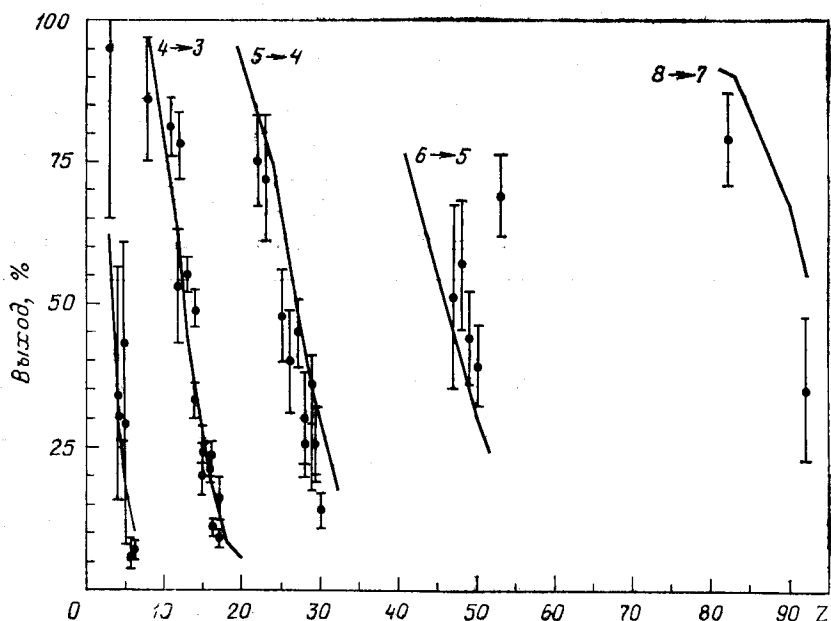


Рис. 8. Экспериментальные значения выхода рентгеновских линий каонных атомов. Непрерывные линии соответствуют теоретическим значениям выхода при разных значениях заряда ядра Z

Таблица 9. Экспериментальные данные по рентгеновским спектрам антипротонных атомов

Ядро	Переход	ϵ , эВ	Γ , эВ	Y	Γ , эВ	Литература
He	3 → 2	—	190 ± 170	—	—	[98]
		-50 ± 18	90 ± 70	0,77 ± 0,22	—	[99]
⁶ Li	3 → 2	-70 ± 170	340 ± 310	0,03 ± 0,02	0,34 ^{+1,45} _{-0,16}	[100]
⁷ Li	3 → 2	-268 ± 81	480 ± 140	0,03 ± 0,01	0,27 ^{+0,18} _{-0,08}	[100]
C	4 → 3	-4 ± 10	42 ± 18	0,52 ± 0,09	0,036 ^{+0,015} _{-0,011}	[100]
N	4 → 3	-39 ± 51	173 ± 34	0,54 ± 0,06	0,13 ± 0,03	[102]
		3 ± 50	205 ± 70			[101]
¹⁶ O	4 → 3	-60 ± 73	648 ± 150	0,15 ± 0,02	0,64 ± 0,11	[102]
		-124 ± 36	320 ± 150			[101]
¹⁸ O	4 → 3	-189 ± 42	550 ± 240	0,12 ± 0,02	0,80 ± 0,12	[101]
Si	5 → 4	-38 ± 39	110 ± 190	—	—	[100]
P	5 → 4	-65 ± 23	446 ± 69	0,24 ± 0,02	1,69 ^{+0,25} _{-0,20}	[100]
				0,32 ± 0,04	1,14 ± 0,25	[101]
S	5 → 4	-60 ± 40	650 ± 100	0,19 ± 0,03	3,04 ± 0,70	[101]
Cl	5 → 4	—	—	0,10 ± 0,02	8,0 ± 2,2	[101]
K	5 → 4	—	—	0,05 ± 0,01	26,9 ± 7,0	[101]
Fe	6 → 5	-10 ± 310	540 ± 320	0,32 ± 0,13	4,0 ^{+3,9} _{-1,7}	[100]
					6,8 ^{+1,9} _{-1,4}	[100]
Y	7 → 6	-150 ± 160	800 ± 320	0,38 ± 0,06	6,4 ^{+1,7} _{-1,3}	[100]
Zr	7 → 6	-450 ± 100	700 ± 210	0,42 ± 0,06	9,9 ± 7,7	[101]
Sn	8 → 7	—	—	0,65 ± 0,11	3,0 ± 1,8	[101]
I	8 → 7	—	—	0,42 ± 0,13	9,9 ± 7,7	[101]
Cs	8 → 7	—	—	< 0,25	> 25	[100]
Pr	8 → 7	—	—	0,31 ± 0,19	24,7 ± 56,9	[101]
Yb	9 → 8	260 ± 460	1480 ± 660	0,30 ± 0,09	27 ⁺¹⁸ ₋₉	[100]
					—	—

ставлена в табл. 9. Кроме того, значения сдвига и ширины уровней энергии и выходов рентгеновских переходов антипротонных атомов изображены на рис. 9—11. Весьма низкая точность этих экспериментальных данных обусловлена, главным образом, низкой интенсивностью имеющих в настоящее время антипротонных пучков. Создание в ЦЕРНе установки LEAR, которая будет введена в строй в 1983 г. и которая будет давать низкоэнергетические чистые антипротонные пучки с интенсивностью 10^6 $\bar{p}/с$, позволит существенно повысить точность результатов.

В заключение заметим, что до настоящего времени нет данных по измерению абсолютного выхода рентгеновского излучения антипротонных атомов.

Σ -гиперонные атомы. Прежде чем перейти к теоретическому рассмотрению эффектов сильного взаимодействия, остановимся кратко на образовании Σ^- -гиперонных атомов. Σ^- -гипероны получаются в результате взаимодействия K^- -мезонов с ядрами мишени, и после замедления Σ^- -гипероны захватываются атомами мишени, образуя экзотические атомы. Отношение Σ/K^- — число Σ^- -гипе-

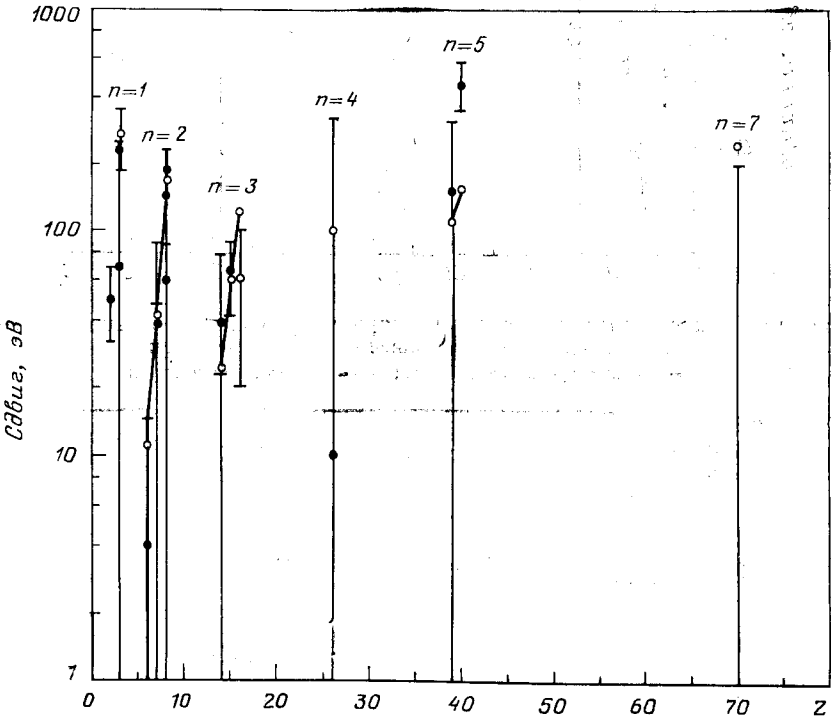


Рис. 9. Экспериментальные значения сдвига уровней, антипротонных атомов, обусловленного сильным взаимодействием:

○ соответствуют точкам теоретических фитов; прямые линии соединяют теоретические точки при данном значении главного квантового числа n .

ронных атомов, образованных на остановку каона, вычислила Зиминска [107], используя известные отношения сечений рождения Σ^- на протонах, нейтронах и протон-нейтронных парах внутри ядра. В таком случае можно вычислить вероятность того, что Σ^- -гиперон покинет ядро. Этот расчет дает значения Σ/K^- в пределах от 8% в легких ядрах до 3% в тяжелых ядрах. Значения (рис. 12) были получены Бакенштоссом [104] из измеренных интенсивностей рентгеновского излучения Σ^- -гиперонных и каонных атомов. Для того чтобы получить число образованных на остановленный

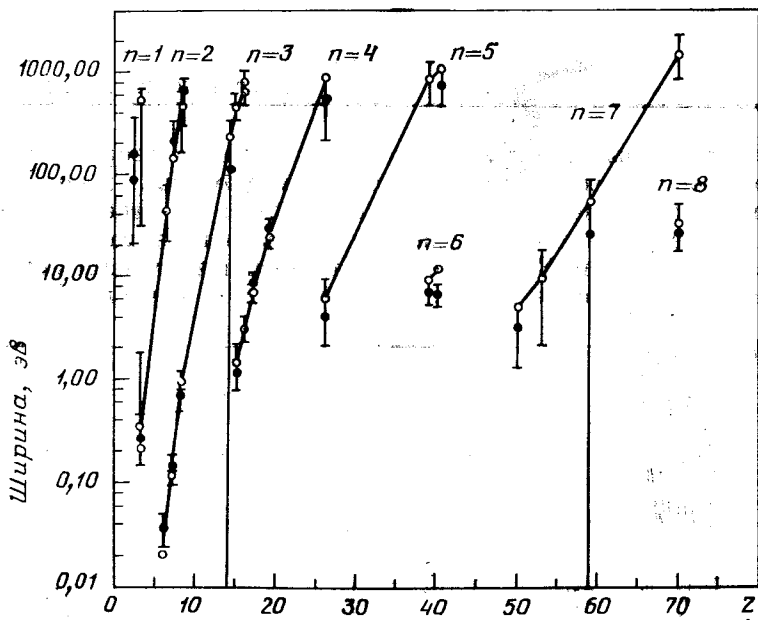


Рис. 10. Экспериментальные значения ширины уровней антипротоновых атомов, обусловленные сильным взаимодействием:

○ — точки теоретических фитов; — — теоретические точки

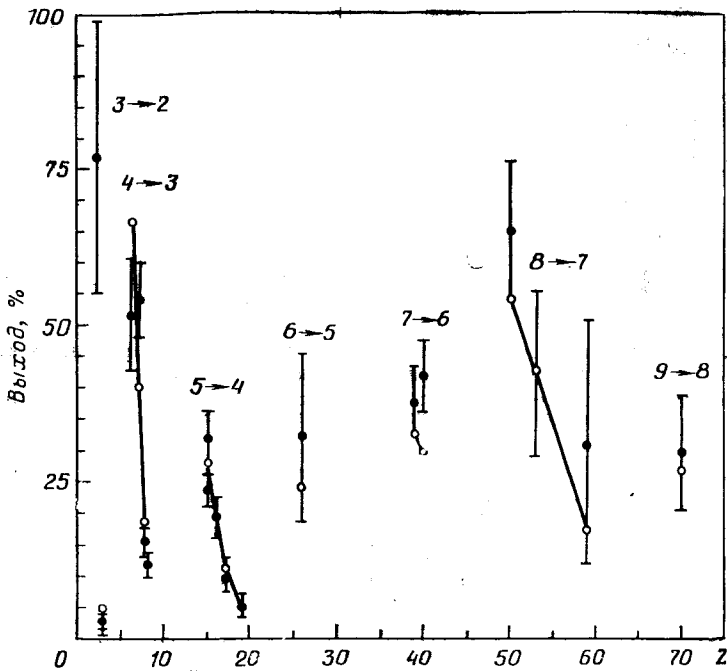


Рис. 11. Экспериментальные значения выхода рентгеновских линий антипротоновых атомов:

○ — точки теоретических фитов; — — теоретические точки для данного рентгеновского перехода

каон Σ^- -гиперонных атомов, нужно уточнить эти интенсивности, используя каскадные расчеты. Кроме того, на рис. 12 приведены

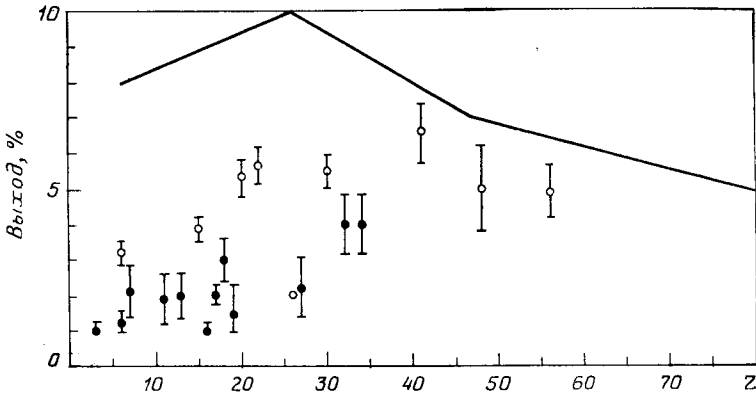


Рис. 12. Значения отношения Σ/K (\circ), т. е. числа Σ^- -гиперонных атомов, образовавшихся на остановленный каон, измеренные Бакенштоссом и др. [10], и значения интенсивностей рентгеновских линий Σ^- -гиперонных атомов на остановленный каон (\bullet), полученные Вигандом и Годфреем [21]: прямые линии соответствуют значениям Σ/K , вычисленные Займинской [107]

значения, полученные Вигандом и Годфреем [21], для интенсивностей рентгеновских линий на остановленный каон. Их также нельзя непосредственно сравнивать с значениями Σ/K , так как, чтобы получить абсолютное число образовавшихся Σ^- -гиперонных атомов, значения интенсивностей рентгеновских линий следует исправить, используя каскадные расчеты (обычно значения интенсивностей меняются примерно в два раза). Тем не менее значения интенсивности рентгеновских линий дают полезные сведения о поведении величины Σ/K и о выходе рентгеновского излучения Σ^- -гиперонных атомов, которые обычно измеряют экспериментально.

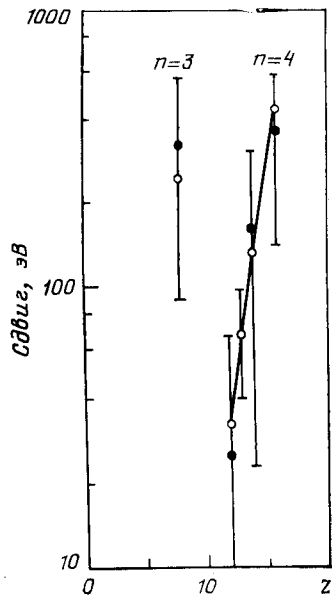


Рис. 13. Экспериментальные значения сдвига уровней Σ^- -гиперонных атомов, обусловленного сильным взаимодействием:

\circ соответствуют точкам теоретических фитов; прямые линии соединяют теоретические точки при данном значении главного квантового числа

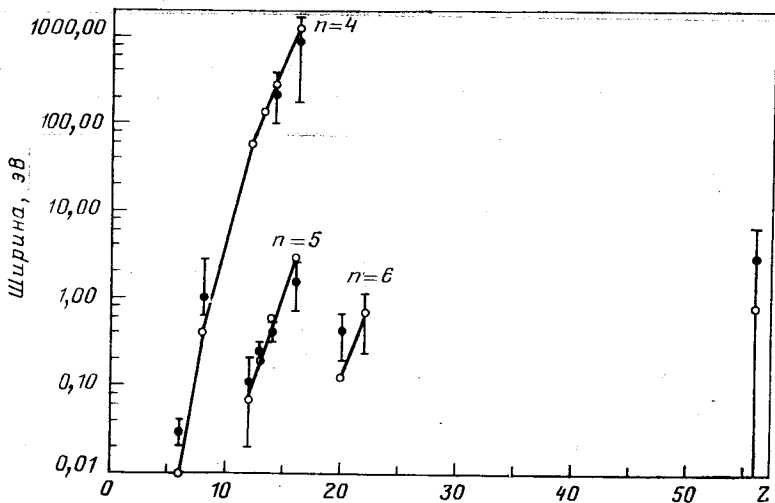


Рис. 14. Экспериментальные значения ширины уровней Σ -гиперонных атомов, обусловленной сильным взаимодействием:

○ соответствуют точкам теоретических фитов; прямые линии соединяют теоретические точки при данном значении главного квантового числа

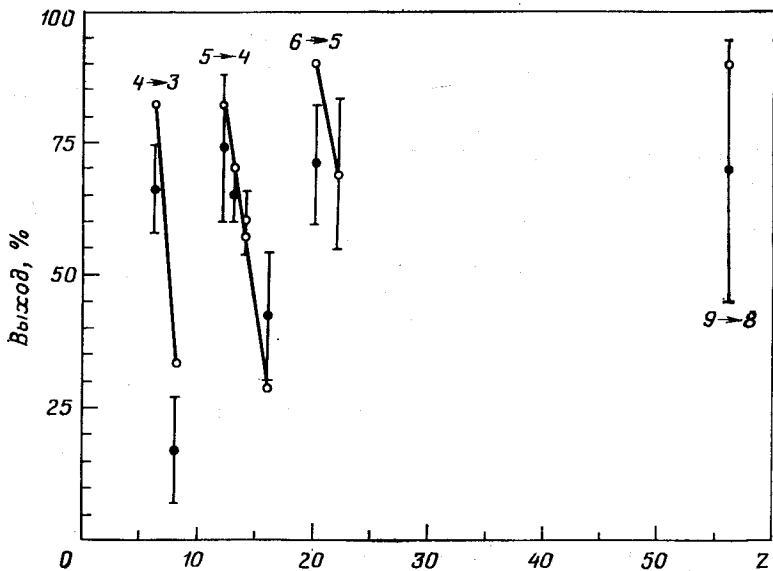


Рис. 15. Экспериментальные значения выхода рентгеновских линий Σ -гиперонных атомов:

○ соответствуют точкам теоретических фитов; прямые линии соединяют теоретические точки для данного рентгеновского перехода

Впервые рентгеновское излучение Σ^- -гиперонных атомов четко идентифицировал Бакенштосс и др. [105]. В последующих измерениях интенсивностей рентгеновских линий Σ^- -гиперонных атомов Бакенштосс и др. [104] смогли извлечь значения выхода Y и, исходя из этого, ширину Γ_ω для четырех элементов. Однако результаты первых прямых измерений сдвигов и ширины уровней энергии Σ^- -гиперонных атомов за счет сильного взаимодействия лишь совсем недавно были опубликованы для пяти различных элементов группой [106], работающей в Резерфордской лаборатории. Имеющиеся в настоящее время данные по сдвигам, ширинам уровней и выходам рентгеновских переходов Σ^- -гиперонных атомов представлены в табл. 10 и вместе с результатами теоретических расчетов приведены на рис. 13—15.

Таблица 10. Экспериментальные данные по рентгеновским спектрам Σ^- -гиперонных атомов

Ядро	Переход	ϵ , кэВ	Γ , кэВ	Y	Γ , кэВ	Литература
C	4 → 3	—	—	$0,66 \pm 0,09$	$0,03 \pm 0,01$	[104]
O	4 → 3	$0,32 \pm 0,23$	—	$0,17 \pm 0,10$	$1,0^{+1,7}_{-0,4}$	[105]
Mg	5 → 4	$0,025 \pm 0,04$	$< 0,07$	$0,74 \pm 0,14$	$0,11 \pm 0,09$	[105]
Al	5 → 4	$0,068 \pm 0,028$	$0,043 \pm 0,075$	$0,65 \pm 0,05$	$0,24 \pm 0,08$	[105]
Si	5 → 4	$0,159 \pm 0,036$	$0,22 \pm 0,11$	$0,60 \pm 0,06$	$0,41 \pm 0,10$	[105]
S	5 → 4	$0,36 \pm 0,22$	$0,87 \pm 0,70$	$0,42 \pm 0,12$	$1,5 \pm 0,8$	[105]
Ca	6 → 5	—	—	$0,71 \pm 0,11$	$0,41 \pm 0,22$	[104]
Ti	6 → 5	—	—	$0,69 \pm 0,14$	$0,65 \pm 0,42$	[104]
Ba	9 → 8	—	—	$0,70 \pm 0,25$	$2,93 \pm 3,48$	[104]

6. АДРОННЫЕ АТОМЫ. ТЕОРИЯ

Эффекты сильного взаимодействия между «орбитальной» частицей и ядром в экзотическом атоме можно, в принципе, исследовать, используя как макроскопический, так и микроскопический подходы, подобно тому, как это делают и при решении многих других задач ядерной физики. Первым подходом является чисто феноменологическая оптическая модель (макроскопическая), в которой параметры потенциала, определяющие взаимодействие между «орбитальной» частицей и ядром подбираются так, чтобы обеспечить хороший фит результатов экспериментальных измерений. Другую альтернативу дает чисто микроскопический подход или многотельный подход, в котором суммируется взаимодействие между орбитальной частицей с каждым нуклоном в ядре, а результаты расчета сравниваются с соответствующими экспериментальными значениями.

Как будет показано ниже, макроскопическая оптическая модель нашла широкое применение при фитировании результатов измерений сильного взаимодействия в адронных атомах, и при последующем рассмотрении основное внимание будет уделено именно этому подходу. Во многих случаях параметры модели можно связать как непосредственно, так и косвенно с основным адрон-нуклонным взаимодействием. Чисто микроскопические расчеты обычно ограничиваются рассмотрением малонуклонной проблемы, т. е. очень легкими экзотическими атомами.

Во многих случаях сильное взаимодействие орбитальной частицы с ядром можно описать потенциалом некоторого вида. Тогда сдвиг энергии и ширина уровня экзотического атома, обусловленные сильным взаимодействием, вычисляются в виде комплексного собственного значения энергии связанного состояния системы орбитальная частица — ядро, которое получается при решении уравнения Клейна — Гордона с таким потенциалом. Наряду с потенциалом чисто ядерного взаимодействия, в уравнение Клейна — Гордона следует включить кулоновский потенциал, обусловленный распределением заряда в ядре, и в некоторых случаях к нему следует добавить также потенциал поляризации вакуума. В работах Блатта [108], Крелля и Эриксона [109] и Атарашки и др. [110] были развиты численные методы решения задачи на собственные значения для дифференциального уравнения такого типа.

В низкоэнергетическом пион-нуклонном рассеянии вклад p -волны велик, поэтому оптический потенциал для пионных атомов становится нелокальным. По этой причине пионные атомы будут рассмотрены отдельно. Для более тяжелых отрицательно заряженных адронов (каонов, антипротонов и Σ -гиперонов) обычно используют простые локальные потенциалы, так как взаимодействие в этом случае изучено не столь ясно и, кроме того, экспериментальные данные известны с меньшей точностью, чем для пионов.

Пионные атомы. Рассмотрим оптический потенциал, который используется для анализа экспериментальных данных по рентгеновскому излучению пионных атомов, следуя общему формализму, развитому Эриксом и Эриксоном [111], в рамках теории многократного рассеяния. Так как s - и p -волны доминируют в низкоэнергетическом пион-нуклонном рассеянии, то оптический потенциал пион-нуклонного взаимодействия можно представить в виде суммы

$$U = U_s + U_p$$

где U_s и U_p вычисляются из экспериментальных данных по рассеянию пиона на нуклоне в s - и p -волне соответственно. В этом случае Эриксон и Эриксон показали, что U_s определяется выраже-

нием

$$U_s = -\frac{4\pi}{2\mu} \left\{ \left(1 + \frac{\mu}{m} \right) [b_0 \rho(r) + b_1 (\rho_n(r) - \rho_p(r))] + \right. \\ \left. + \left(1 + \frac{\mu}{2m} \right) B_0 \rho^2(r) \right\},$$

где $\rho_n(r)$, $\rho_p(r)$ — плотности нейтронов и протонов соответственно, а плотность $\rho(r) = \rho_n(r) + \rho_p(r)$ нормирована на число частиц в ядре. (См. также работу Крелла и Эриксона [112].) Коэффициенты b_0 и b_1 можно определить через a_n и a_p длины $\pi - n$ и $\pi - p$ -рассеяния в s -волне:

$$b_0 = (a_n + a_p)/2 = (a_1 + 2a_3)/3 = -0,013 \pm 0,003 m_{\pi}^{-1}; \\ b_1 = (a_n - a_p)/2 = (a_3 - a_1)/3 = -0,092 \pm 0,001 m_{\pi}^{-1},$$

где длины пион-нуклонного рассеяния a_{2T} в s -волне с изотопическим спином T взяты из работы Нагелса и др. [113]. Член $B_0 \rho^2(r)$ представляет эффекты пионного поглощения, поэтому в ранних работах значение B_0 выбирали чисто мнимым. Позднее значение B_0 брали комплексным и, таким образом, включали поправки, обусловленные ядерной средой. Кроме того, так как поглощение пиона осуществляется преимущественно нейтрон-протонными парами, то член $B_0 \rho^2(r)$ заменен в некоторых последних работах на $4 B_0 \rho_n(r) \rho_p(r)$, где множитель 4 включен для облегчения непосредственного сравнения с результатами более ранних подгонок. Обычно само значение B_0 получают фитированием экспериментальных данных.

Пион-нуклонное взаимодействие в p -волне приводит к возникновению нелокального потенциала, который имеет следующий вид:

$$U_p = -\frac{1}{2\mu} \nabla \frac{\alpha(r)}{1 + \frac{1}{3} \xi \alpha(r)} \nabla,$$

где

$$\alpha(r) = 4\pi \left\{ \left(1 + \frac{\mu}{m} \right)^{-1} [c_0 \rho(r) + c_1 (\rho_n(r) - \rho_p(r))] + \right. \\ \left. + \left(1 + \frac{\mu}{2m} \right)^{-1} C_0 \rho^2(r) \right\};$$

c_0 и c_1 можно аналогично b_0 и b_1 выразить через длины пион-нуклонного рассеяния $a_{2T, 2J}$ в p -волне с изоспином T и полным моментом J ;

$$c_0 = [4a_{33} + 2a_{13} + a_{11}]/3 = 0,209 \pm 0,004 m_{\pi}^{-3}; \\ c_1 = [(2a_{33} + a_{31}) - (2a_{13} + a_{11})]/3 = 0,177 \pm 0,002 m_{\pi}^{-3}.$$

Как обычно, значение C_0 выбирают комплексным, а член $C_0 \rho^2(r)$ заменяется в некоторых расчетах следующим выражением:

Таблица 11. Параметры пионного близяческого потенциала $U = U_s + U_p$

Параметры	I	II	III	IV	V	VI
$b_0 (m_\pi^{-4})$	-0,030	$-0,0293 \pm 0,0005$	-0,017	-0,017	-0,017	-0,017
$b_1 (m_\pi^{-4})$	-0,080	$-0,078 \pm 0,007$	$-0,12 \pm 0,02$	$-0,08 \pm 0,01$	$-0,08 \pm 0,01$	$-0,08 \pm 0,01$
$[m B_0 / \text{Im } B_0]$	0,040	$0,0428 \pm 0,0015$	0,0475	$0,045 \pm 0,005$	$0,045 \pm 0,005$	$0,045 \pm 0,005$
$\text{Re } B_0 / \text{Im } B_0$	0	0	-1	$-1,1 \pm 0,05$	$-1,07 \pm 0,05$	$-1,1 \pm 0,05$
$c_0 (m_\pi^{-5})$	0,24	$0,227 \pm 0,008$	0,21	0,21	0,21	0,21
$c_1 (m_\pi^{-5})$	0	$0,18 \pm 0,03$	0,17	$0,08 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01$
$\text{Im } C_0 (m_\pi^{-6})$	0,14	$0,076 \pm 0,013$	$0,080 \pm 0,005$	$0,075 \pm 0,005$	$0,040 \pm 0,005$	$0,040 \pm 0,005$
$\text{Re } C_0 / \text{Im } C_0$	0	0	$1,7 \pm 0,1$	$1,58 \pm 0,05$	$-1,28 \pm 0,05$	$1,8 \pm 0,05$
ξ	1	1	1	1	0	1
χ^2/F	—	—	0,9	4,0	1,2	1,2
Литература	[112]	[114]	[77]	[115]	[115]	[115]

Примечание. Полуширные значения оставались фиксированными при фитировании экспериментальных данных.

$4 C_0 \rho_n(r) \rho_p(r)$. Нелинейность в потенциале, обусловленная множителем ξ , возникает за счет нуклон-нуклонных корреляционных эффектов в ядре и аналогична изменению диэлектрической постоянной, обусловленному атом-атомными корреляциями. Это явление обычно называют эффектом Лорентц — Лоренца. Значение параметра $\xi = 1$ соответствует отталкиванию между нуклонами на малых расстояниях.

Так как эффект Лорентц — Лоренца отвечает изменению однонуклонных вкладов вследствие ядерных корреляций, то, по-видимому, достаточно учесть этот перенормирующий эффект только в однонуклонных членах. Тогда приходим к следующему альтернативному выражению для $\alpha(r)$, которое используется в некоторых расчетах

$$\alpha = \alpha_1 / (1 + \xi \alpha_1 / 3) + \alpha_2.$$

Здесь

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 4\pi (1 + \mu/m)^{-1} [c_0 \rho + c_1 (\rho_n - \rho_p)]; \\ \alpha_2 &= 4\pi (1 + \mu/2m)^{-1} 4C_0 \rho_n \rho_p, \end{aligned}$$

причем явная зависимость от r опущена, а член с C_0 представлен в более удобной форме.

Было сделано несколько фитов известных экспериментальных данных, в которых использовали рассмотренный выше оптический потенциал; соответствующие значения параметров этого оптического потенциала приведены в табл. 11. Набор параметров I взят из классической работы Крелла и Эриксона [112] и представляет собой наилучший фит всех имеющихся на 1969 г. экспериментальных данных. Часто цитируемый последующий анализ был выполнен Таушером по экспериментальным данным ЦЕРНа, имеющимся на 1971 г.; он представлен набором параметров II. Позднее появились существенно лучшие экспериментальные данные, которые были обработаны Бетти и др. [77]; результаты подгонки представлены набором параметров III. Фиты экспериментальных данных, полученных для этого набора параметров, изображены на рис. 4 для $2p$ -состояний и на рис. 16 для $1s$ -состояний пионных атомов. Отметим, однако, что в этом последнем фите использовали старые значения для изотопического сдвига $^{18}\text{O} - ^{16}\text{O}$ энергии и ширины $1s$ -уровня пионных атомов ^{18}O и ^{16}O , рассмотренного выше (см. также табл. 7). Совсем недавний [115], но аналогичный фит, использующий новые значения $^{18}\text{O} - ^{16}\text{O}$ изотопического сдвига, определяется набором параметров IV. Этот новый фит, по-видимому, дает существенно отличные значения для параметров b_1 и c_1 , которые являются множителями при членах $(\rho_n - \rho_p)$ в выражениях для потенциалов U_s и U_p . В частности, новое значение b_1 хорошо согласуется со значением, вычисленным при использовании длин свободного пион-нуклонного рассеяния. Тем не менее ситуация

в отношении этих двух значений b_1 и c_1 остается неясной, и экспериментальные данные по более легким ядрам [85] могут привести к появлению новых проблем. Как будет показано далее, эта неопределенность имеет непосредственное отношение к попыткам использовать экзотические атомы для определения радиусов нейтронных распределений в ядрах.

Во всех указанных выше фитах экспериментальных данных использовалась стандартная форма потенциала U . Бетти и др. [77] и Фридман и Гал [115] исследовали также другие формы потенциала; рассмотренные выше. Например, при получении набора параметров V эффект Лорентц — Лоренца выключали, т. е. $\xi = 0$, тогда как при наборе параметров VI эффект Лорентц — Лоренца учитывали только в рассмотренных выше линейных по плотности членах. Хотя эти параметры (в частности, $\text{Im } C_0$) слегка меняются, общий фит экспериментальных данных, определяемый отношением χ^2/F , мало отличается от χ^2 на степень свободы.

Дальнейшие попытки построить оптический потенциал U более общего вида были также предприняты в работе [115], включая другие формы эффекта Лорентц — Лоренца и учитывая особые члены, связанные с преобразованием от системы центра масс (с. ц. м.) пиона и нуклона к системе центра масс пиона и ядра и дополнительные члены, возникающие вследствие наличия спиновых членов в пион-нуклонном взаимодействии в p -волне. Все найденные формы потенциала U дают хорошие фиты экспериментальных данных, и нет возможности использовать имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные для того, чтобы

отдать предпочтение какой-либо конкретной форме потенциала U . Наконец, заметим, что в легких ядрах важную роль начинают играть члены потенциала U , пропорциональные $1/A$, которые были рассмотрены Таушером и Шнейдером [116].

Хотя обычно оптическая модель обеспечивает очень хорошую подгонку экспериментальных данных в большей части пе-

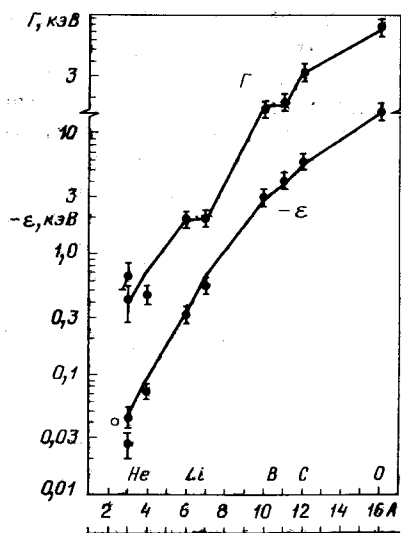


Рис. 16. Сравнение экспериментальных и теоретических значений сдвига и ширины $1s$ -уровня пионных атомов.

Для удобства теоретические точки соединены прямыми линиями. Заметим, что для ${}^3\text{He}$ изменен знак ϵ (отмечено \circ).

риодической таблицы, все-таки можно указать некоторые случаи, когда она неприменима, особенно в случае очень больших ширин состояний. Например, оптическая модель предсказывает такую ширину линии, которая примерно в два раза больше измеренного [117] значения $\Gamma = 12,0 \pm 1,2$ кэВ для $1s$ -состояния в пионном атоме ^{23}Na , тогда как Конин и др. [118] опубликовали измеренные зна-

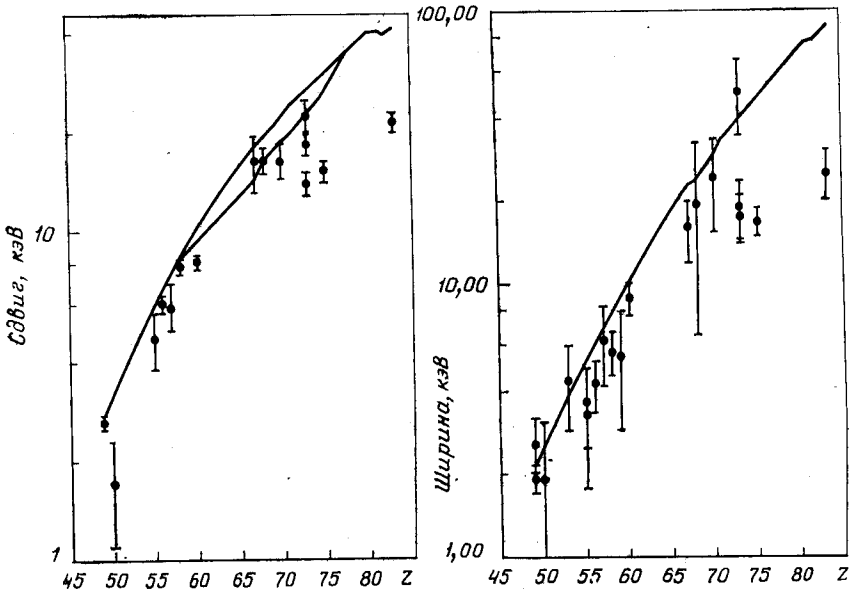


Рис. 17. Сравнение экспериментальных и теоретических значений сдвига и ширины $3d$ -уровня пионных атомов.

Для удобства теоретические точки соединены прямыми линиями. Расщепление линии, соединяющей теоретические точки, показывает, как учет деформации ядерного потенциала приводит к уменьшению теоретических значений сдвига, обусловленного сильным взаимодействием

чения сдвига и ширины уровня для широкого $3d$ -состояния в пионных атомах ^{181}Ta , Re и ^{209}Bi , которые в два раза меньше теоретических значений. Результаты последних измерений [91] для $3d$ -уровней пионных атомов, которые также сравниваются с теоретическими результатами, полученными с помощью оптической модели, даны на рис. 17. Различия между теоретическими и экспериментальными значениями ε и Γ особенно четко видны при больших значениях этих величин. В настоящее время нельзя дать какое-либо объяснение этому расхождению, которое напоминает по форме эффект насыщения.

Пока рассмотрение вели чисто теоретически, когда форма потенциала была жестко зафиксирована, а значения параметров потен-

циала подбирали из фита экспериментальных результатов. В некоторых схемах часть параметров имеет фиксированные значения, вычисленные на основе различных теоретических предположений. Другая возможность (см., например, работу [119] и имеющиеся в ней ссылки) реализуется в микроскопических расчетах, позволяющих определить параметры модели и исследовать вклад членов более высокого порядка. Шек и Вилкин [120] для описания эффектов сильного взаимодействия в пионных атомах использовали локальный пион-нуклонный потенциал вместо рассмотренного выше нелокального потенциала. Они показали, что когда корреляционные эффекты, существенные в небольшой области, включаются в оба потенциала, то различие между ними мало. Александер и др. [121] рассматривали оптический потенциал стандартного вида, но модифицировали его таким образом, что можно было изменять пион-нуклонное взаимодействие в p -волне в конечной области. Они установили, что, используя имеющиеся экспериментальные данные по сдвигам и ширинам уровней в легких и в промежуточных ядрах, невозможно найти различие между областями взаимодействия, которые представляют интерес. Экспериментальные данные по тяжелым ядрам, по-видимому, исключают области, большие, чем $0,5$ фм.

Как правило, микроскопические расчеты проводят обычно для очень легких ядер. Например, Лохс [122] выполнил расчеты для ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, в которые были включены двукратное рассеяние в s - и p -волне, и трехкратное рассеяние и двукратное рассеяние с переворотом спина в s -волне. Похожий расчет в рамках теории многократного рассеяния, в котором также исследовали чувствительность результатов к выбору пион-нуклонных сдвигов фаз, используемых в качестве входных данных, был проведен Томасом [123]. Вообще полученные результаты достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. разд. 5 и табл. 6). Однако расчеты, основанные на оптической модели, менее надежны для очень легких ядер из-за присутствия поправочных членов, пропорциональных $1/A$.

Другие расчеты в рамках теории многократного рассеяния, в которых использовали длину λ — α -рассеяния, были выполнены Хюфнером и др. [124]. С их помощью удалось описать экспериментальные данные по сдвигу и ширине $1s$ -уровня всех пионных атомов с $A < 20$ с точностью от 10 до 20%.

В заключение следует напомнить, что экспериментальные данные по пионным атомам были проанализированы в целях получения информации о распределении плотности нейтронов в ядре. Это возможно потому, что оптический потенциал содержит члены, явно зависящие от $(\rho_n(r) - \rho_p(r))$. Одна из задач при анализе полученных данных состоит в том, чтобы определить соответствующие параметры b_1 и c_1 только с помощью ограничений на размер

распределения плотности нейтронов. За исключением нескольких ранних работ [125], такой анализ в основном использовали для изучения изотопических эффектов. Бетти и др. [88] нашли, что разность корней квадратичных из среднеквадратичных (к. с. к.) нейтронных радиусов для пары изотопов ^{44}Ca , ^{40}Ca составляет $r_n(4) - r_p(40) = 0,05 \pm 0,05$ фм. Отсюда следует, что разность между к. с. к. радиусов нейтронного и протонного распределения для ^{44}Ca равна $\Delta(44) = r_n(44) - r_p(44) = -0,05 \pm 0,05$ фм. Анализ экспериментальных данных по изотопам Ca и Ti, проведенный подобным образом Пауэром, приводит к значению $\Delta(44) = 0,128 \pm \pm 0,065$ фм. Фридман и Гал [115] получили значения $\Delta(44)$, лежащие в пределах от $-0,01$ до $0,07$ фм в зависимости от формы оптического потенциала. Различия между этими разными наборами результатов в значительной мере обусловлены тем, что для анализа экспериментальных данных использовали разные наборы оптических потенциалов, в частности различные значения b_1 и c_1 . В большинстве случаев эти значения определяются, главным образом, лишь по экспериментальным результатам, полученным для изотопа ^{18}O . По-видимому, к определению распределений нейтронных плотностей на основе экспериментальных данных по экзотическим атомам можно будет относиться с доверием лишь после того, как будут получены дополнительные экспериментальные данные по изотопическим сдвигам $1s$ -состояний пионных атомов и устранены неопределенности в значениях коэффициентов b_1 и c_1 оптического потенциала.

Каонные атомы. Оптический потенциал для каонных атомов можно представить в следующем виде:

$$V = -\frac{2\pi}{\mu} \left(1 + \frac{m_K}{m} \right) [a_{K-n}^{\text{эф}} \rho_n(r) + a_{K-p}^{\text{эф}} \rho_p(r)],$$

где μ — приведенная масса каона ядра; m_K — масса каона; m — масса нуклона; $\rho_n(r)$ и $\rho_p(r)$ — распределения нейтронных и протонных плотностей, нормированных на число частиц в ядре; $a_{K-n}^{\text{эф}}$, $a_{K-p}^{\text{эф}}$ — комплексные «эффективные» длины каон-нейтронного и каон-протонного рассеяния соответственно. Исходя из точности имеющихся в настоящее время экспериментальных данных естественно предположить, что нейтронное и протонное распределения одинаковы, тогда имеем

$$V = -(2\pi/\mu) (1 + m_K/m) \bar{a} \rho(r),$$

где $\rho(r)$ — распределение нуклонной плотности; \bar{a} — средняя комплексная эффективная длина каон-нуклонного рассеяния.

В таком случае для расчета сдвига и ширины уровня энергии каонного атома, обусловленных сильным взаимодействием, используют тот же метод, что и для пионных атомов. Соответствующую (комплексную) энергию связанного состояния каонного атома

вычисляют из уравнения Клейна — Гордона, в котором потенциал определен в виде суммы потенциала V , кулоновского потенциала U , при необходимости, потенциала поляризации вакуума.

Результаты проведенного таким способом анализа экспериментальных данных по каюнным атомам, полученных недавно на ускорителе «Нимрод» [40, 91], представлены в табл. 12, где дей-

Таблица 12. Анализ экспериментальных данных по рентгеновским спектрам каюнных атомов

Переход	Данные	\bar{a}_R , фм	\bar{a}_I , фм	χ^2	χ^2/F
Данные из работ [40, 91]					
4 → 3	с, Г	0,322 ± 0,036	0,777 ± 0,036	3,69	0,62
5 → 4	с, Г	0,324 ± 0,132	1,055 ± 0,101	3,46	0,86
6 → 5	с, Г	0,567 ± 0,206	0,863 ± 0,114	2,54	0,42
7 → 6	с, Г	0,527 ± 0,193	0,631 ± 0,159	11,13	2,78
Суммарные	с, Г	0,334 ± 0,039	0,799 ± 0,037	38,47	1,48
4 → 3	с, Г, Y	0,283 ± 0,061	0,705 ± 0,056	34,95	3,49
5 → 4	с, Г, Y	0,275 ± 0,122	1,020 ± 0,095	4,20	0,84
6 → 5	с, Г, Y	0,819 ± 0,143	0,749 ± 0,103	9,46	0,95
Данные из табл. 8					
3 → 2	с, Г	0,445 ± 0,065	0,718 ± 0,077	7,59	0,95
4 → 3	с, Г	0,330 ± 0,033	0,819 ± 0,033	14,37	1,20
5 → 4	с, Г	0,239 ± 0,115	0,973 ± 0,093	0,89	0,22
6 → 5	с, Г	0,567 ± 0,201	0,863 ± 0,114	2,54	0,42
7 → 6	с, Г	0,527 ± 0,193	0,631 ± 0,159	11,13	2,78
Суммарные	с, Г	0,347 ± 0,031	0,818 ± 0,029	54,30	1,29

ствительная \bar{a}_R и мнимая \bar{a}_I части \bar{a} приведены вместе с значениями χ^2 и χ^2/F , где F — число степеней свободы. Для выявления систематического различия между результатами, полученными для разных атомных переходов, значения для рассеяния для уровней с $n = 3, 4, 5$ и 6 анализировали отдельно, при этом фиксировались только значения сдвигов и ширины уровней. Вообще значения \bar{a} , полученные для различных переходов, хорошо согласуются между собой, хотя значение \bar{a}_I для уровня с $n = 4$ несколько больше остальных. Это, по-видимому, главным образом вызвано довольно большим значением ширины этого уровня, полученным для Ni. Довольно бедный фит экспериментальных данных при $n = 6$ в действительности обусловлен экспериментальными результатами, полученными для Ho. Одновременная подгонка по всем уровням дает суммарное значение χ^2 , равное 38,5, и χ^2 на степень свободы, равное 1,48, которое может считаться вполне удовлетворительным.

Однако, когда в фит включаются значения выходов, значения χ^2 заметно растут, в частности, для перехода $n = 4 \rightarrow 3$ (см.

табл. 12), и, в целом, вычисленные значения выходов слишком малы. Фитирование только одной величины выхода дает значения $a_R \approx 0,5$ фм и $a_I \approx 0,3$ фм, которые существенно отличаются от соответствующих значений, полученных при фитировании ϵ и Γ . Это расхождение при раздельном анализе сдвигов и ширин выхода может вполне появиться благодаря тому, что в этих расчетах в качестве распределения нуклонов в ядре $\rho(r)$ использовали или фермиевское распределение, или распределение модифицированного гармонического осциллятора. Значения выхода определяются шириной верхнего перехода, где существует лишь малое перекрытие между волновой функцией каона и распределением нуклонов ядра. Это перекрытие осуществляется на больших расстояниях от ядра, где вышеупомянутые распределения простого вида не пригодны. Распределение, падающее более быстро с ростом ядерного радиуса [94], могло бы одновременно дать довольно хороший фит экспериментальных данных ϵ , Γ и Y .

Результаты подгонок по всем значениям сдвигов и ширин, приведенных в табл. 8, даны в нижней части табл. 12. Значения выходов в фит здесь не были включены, согласно сделанному выше замечанию. Результаты подгонок по различным переходам хорошо согласуются друг с другом, при этом значение длины рассеяния $\bar{a} = (0,35 \pm 0,03) + i(0,82 \pm 0,03)$ фм, полученное фитированием всех экспериментальных данных неплохо согласуется со старым значением $\bar{a} = (0,44 \pm 0,04) + i(0,83 \pm 0,07)$ фм, найденным Кохом и Штернхеймом [126] при анализе имеющихся в то время экспериментальных данных. Значения сдвига и ширины уровней и выхода рентгеновских линий каонных атомов, вычисленные с новым значением длины рассеяния \bar{a} , сравниваются на рис. 6—8 с их экспериментальными значениями. Хотя экспериментальные данные по значению выхода на рис. 8 не использовали при определении значения \bar{a} , видно, что общий характер зависимости выхода от Z воспроизводится удовлетворительно. Для полноты сравнения на рис. 8 кроме значений, взятых из табл. 8, представлены также экспериментальные значения выхода, полученные Вигандом и Годфреем [21].

Отметим, что если ввести обозначения

$$\bar{a} = (a_{K^0n}^{\text{ф}} + a_{K^0p}^{\text{ф}})/2;$$

$$\Delta = (a_{K^0n}^{\text{ф}} - a_{K^0p}^{\text{ф}})/2,$$

то выражение для потенциала V примет вид

$$V = - (2\pi/\mu) (1 + m_K/m) [\bar{a} (\rho_n + \rho_p) + \Delta (\rho_n - \rho_p)].$$

Здесь явная зависимость ρ_n и ρ_p от r опущена. Тогда подгонка всех экспериментальных данных по сдвигам и ширинам уровней, взятых из табл. 8, с таким потенциалом приводит к следующим

значениям: $\bar{a} = (0,34 \pm 0,04) + i(0,84 \pm 0,04)$ фм, $\Delta = (0,23 \pm 0,68) + i(-0,45 \pm 0,53)$ фм с $\chi^2 = 52,9$ и $\chi^2/F = 1,32$. Отсюда следует, что при описании имеющихся экспериментальных данных с помощью оптического потенциала такого типа не требуется вводить разные эффективные длины каон-нейтронного и каон-протонного рассеяния. Оптический потенциал, рассмотренный выше, был впервые выведен в работе [127]

приближении малой плотности нуклонов в ядре, и в предположении, что каон-нуклонное взаимодействие можно описать с помощью каон-нуклонной амплитуды рассеяния в s -волне, т. е. что \bar{a} соответствует среднему значению свободных каон-нейтронной и каон-протонной длин рассеяния. Однако вскоре стало ясно, что этот подход непригоден. Например, параметры, полученные в работе Мартина и Сакитта [128] по данным низкоэнергетического K^- - n -рассеяния, дают значение $\bar{a}_{free} = -0,49 + i 0,58$ фм, а недавний анализ, выполненный Мартином [129], в котором были включены ограничения, следующие из дисперсионных соотношений, дает $\bar{a}_{free} = -0,16 + i 0,69$ фм.

Разница в знаках между вещественной частью длины рассеяния \bar{a}_{free} на свободных нуклонах и вещественной частью эффективной длины рассеяния \bar{a} приводит к противоречию. С одной стороны, вещественная часть эффективной длины рассеяния \bar{a} положительна, что соответствует притяжению между каоном и ядром, принимая во внимание выбранную здесь договоренность о знаке. С другой стороны, вещественная часть \bar{a}_{free} отрицательна. Однако потенциал взаимодействия каона с свободным нуклоном отвечает притяжению с сильным поглощением [126]. Это сильное поглощение и является причиной того, что вещественная часть \bar{a}_{free} становится отрицательной. Этот факт не принимали во внимание в первоначальном выводе рассматриваемого сейчас оптического потенциала, так как предполагали, что вещественная часть потенциала и соответствующая ему длина рассеяния должны иметь одинаковый знак.

Использование значений длины рассеяния каонов на свободных нуклонах приводит к очень плохому фиту экспериментальных данных по каонным атомам. Для улучшения этой ситуации необходимо учесть, что нуклоны в ядре находятся в связанном состоянии. Это приводит к изменению эффективной энергии каон-нуклонного взаимодействия в области энергии выше порога, который определяется в K^- — p -канале Λ (1405)-резонансом. Влияние этого резонанса было учтено в анализе экспериментальных данных по каонным атомам Бете и Сименсом [131], которые заменили пороговое значение длины рассеяния при $I = 0$ значением длины рассеяния брейт-вигнеровского вида с параметрами, соответствующими Λ (1405)-резонансу. Амплитуды рассеяния каонов на нейтронах и протонах были вычислены при необходимых эффектив-

ных энергиях, с учетом энергии связи нуклона. Однако, так же как и в ряде ранних работ, Бете и Сименс для расчета сдвигов и ширин каонных атомов использовали теорию возмущений. Теперь известно, что такой подход неверен, поэтому следует соблюдать осторожность в выводах, основанных на результатах подобного анализа экспериментальных данных, приведенных в литературе, особенно, до 1972 г.

Позднее были выполнены расчеты [133], которые вновь подтвердили необходимость учета Λ (1405)-резонанса при построении потенциала взаимодействия каона с ядром и, кроме того, учли различие в энергии связи нуклонов, принадлежащих разным ядерным оболочкам. В этих расчетах использовали значения амплитуды рассеяния, которые взяты из последнего анализа экспериментальных данных, выполненного Мартином [129]. Результаты подгонки значений сдвигов и ширин уровней каонных атомов S и S , при наличии Λ (1405)-резонанса внутри ядра, позволяют говорить о сдвиге энергии, обусловленном потенциалом отталкивания, и увеличении ширины уровня каонных атомов.

Наиболее полный анализ в духе только что рассмотренного подхода был проделан Албергом и др. [134]. Несмотря на то что полученный в этой работе каон-ядерный нелокальный оптический потенциал имеет довольно сложную структуру и при его выводе учитывали немассовые эффекты в амплитуде каон-нуклонного рассеяния и принцип Паули, тем не менее было достигнуто не более чем приемлемое согласие с экспериментом.

В другом подходе, рассмотренном в работах [126, 135], каон-ядерный потенциал получается сверткой короткодействующего комплексного каон-нуклонного потенциала с распределением ядерной плотности

$$V(r) = \int v(x) \rho(r-x) dx.$$

В работе [135] был использован комплексный каон-протонный и каон-нейтронный потенциалы гауссова типа, параметры которого были выбраны так, чтобы воспроизвести соответствующие значения длины рассеяния. Область интегрирования была получена из фита экспериментальных данных по низкоэнергетическому $K^- - N$ -рассеянию. Результирующий $K^- - N$ -потенциал использовали в свертке при вычислении каон-ядерного потенциала и, таким образом, в расчете сдвигов и ширин уровней каонных атомов. В этой работе было достигнуто хорошее согласие с имеющимися в то время экспериментальными данными, при этом область действия потенциала выбрана довольно большой.

Позднее [140] в сходных вычислениях брали вещественную часть потенциала юкавского типа с областью действия, соответствующей обмену тяжелым мезоном, и получили лучшее согласие

с экспериментальными данными по сдвигам и ширинам уровней энергии каонных атомов.

В недавней работе Делюффа [136] предложенный ранее способ построения каон-ядерного потенциала [135] получил дальнейшее развитие. В ней низкоэнергетическое взаимодействие рассмотрено в рамках теории многократного рассеяния в формулировке Ватсона и Кермана, Мак Мануса и Галера. Тогда исходя из предположения, что можно пренебречь возбужденными состояниями ядра и что область $K^- - N$ -взаимодействия мала по сравнению с радиусом ядра, получается каон-ядерный оптический потенциал той же формы, что и ядерная плотность. Было показано, что глубина потенциала является нелинейной функцией длин $K^- - N$ -рассеяния

$$\bar{a} = \frac{1}{2} \left(\frac{a_p}{1 + a_p/bq} + \frac{a_n}{1 + a_n/bq} \right).$$

Здесь a_n и a_p — длины $K^- - n$ - и $K^- - p$ -рассеяния на свободном нейтроне и протоне; bq — параметр, характеризующий форму и область действия каон-нуклонного взаимодействия, с помощью которого можно фитировать экспериментальные данные. Используя длины рассеяния на свободных протонах и нейтронах, полученные, как отмечалось выше, Мартином [129], Делюфф [136] фитировал в широкой области экспериментальные данные по каонным атомам, меняя только параметр bq , и получил $bq = 1,05$ фм при $\chi^2/F = 1,69$, которое вполне удовлетворительно для однопараметрической модели. Значение \bar{a} , вычисленное из рассмотренного выше выражения, можно сравнить с результатами предыдущих подгонок с феноменологическим потенциалом, которые давали $\bar{a} = (0,35 \pm 0,03) + i(0,82 \pm 0,03)$ фм. Кроме того, длины рассеяния в работе [128] приводят к $\bar{a} = 0,35 + i 1,09$ фм при $bq = 1,07$ фм, тогда как длины рассеяния в работе [129] дают $\bar{a} = 0,35 + i 0,78$ фм при $bq = 1,13$ фм. Эти последние значения особенно хорошо согласуются с результатами подгонки с феноменологическим потенциалом.

В заключение прокомментируем возможность использования каонных атомов в целях получения информации о размерах ядра. Предположение, что каонные атомы могут оказаться весьма полезными при изучении поверхностного слоя ядра, было первоначально высказано Джонсом [137] в 1958 г. и позднее отстаивалось Уилкинсоном [138]. Однако видно, что анализ экспериментальных данных по каонным атомам, проведенный с помощью каон-нуклонного потенциала, сложен и, в частности, присутствие Λ (1405)-резонанса вблизи $K^- - p$ -порога означает, что реалистическая модель должна учитывать нелокальные эффекты, нуклонные корреляции и динамику Λ (1405)-резонанса внутри ядра. Все же не следует

закрывать возможность использования каонных атомов для изучения ядерной плотности вблизи поверхности ядра.

Антипротонные и Σ -гиперонные атомы. Для описания экспериментальных данных по антипротонным и Σ -гиперонным атомам выбирают оптический потенциал, форма которого аналогична форме потенциала, используемого для каонных атомов:

$$V(r) = - (2\pi/\mu) (1 + m_H/m) \bar{a} \rho(r),$$

где m_H — масса адрона (антипротона или Σ -гиперона); \bar{a} — эффективная длина рассеяния.

Подгонка по χ^2 всех имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по фактическим спектрам антипротонных атомов, представленных в табл. 9, при условии, что выбрана фермиевская форма или форма гармонического осциллятора для распределения ядерной плотности $\rho(r)$, дает значение $\bar{a} = (1,53 \pm 0,27) + i(2,50 \pm 0,25)$ фм. В этом случае χ^2 на степень свободы составляет $\chi^2/F = 1,31$, а фиты экспериментальных данных сдвигов и ширин уровней и выходов рентгеновских линий антипротонных атомов изображены на рис. 9—11 соответственно. Указанное выше значение эффективной длины рассеяния \bar{a} в разумных пределах согласуется со значением, полученным Роберсоном и др. [100] $\bar{a} = (0,85 \pm 0,38) + i(2,66 \pm 0,28)$ фм и $\bar{a} = (2,0 \pm 0,4) + i(2,0 \pm 0,4)$ фм, найденным Потом и др. [101] при фитировании более ограниченного набора экспериментальных данных и в некоторых случаях при различных значениях параметров, определяющих форму $\rho(r)$.

Для свободного антипротон-нуклонного взаимодействия, используя статический потенциал, Бриан и Филлипс [139] получили $\bar{a}_{\bar{p}p} = (-0,999 + i 0,751)$ фм; $\bar{a}_{\bar{p}n}^{\pm} = (-0,83 \pm i 0,683)$ фм. Отсюда следует длина рассеяния антипротона на свободном нуклоне $\bar{a}_{free} = (-0,915 + i 0,695)$ фм.

Как и для каонных атомов, вещественная часть свободного и эффективного взаимодействий имеют противоположные знаки, при этом значение эффективного взаимодействия примерно в два раза больше свободного. Однако в противоположность каонным атомам, здесь неизвестны резонансы непосредственно под порогом, таким образом, резонансным механизмом нельзя объяснить различие между свободной и эффективной длинами рассеяния. Тем не менее Хаак и др. [140] показали, что если при построении локальной t -матрицы $\bar{N} - N$ -рассеяния вблизи порога проведена свертка потенциала взаимодействия \bar{p} со свободным нуклоном с распределением ядерной плотности в конечной области, то можно получить приемлемый фит экспериментальных данных, используя параметры этого свободного взаимодействия.

В расчетах, выполненных Делоффом и Ло [141], брали антипротон-ядерный потенциал, полученный сверткой $\bar{p} - p$ - и $\bar{p} - n$ -

потенциалов гауссового вида с соответствующими плотностями ядерного вещества. В этой модели были также воспроизведены экспериментальные значения сдвигов и ширины уровней антипротонных атомов. Несомненно, более аккуратную проверку этих моделей можно осуществить лишь при наличии более точных и более полных экспериментальных данных по рентгеновским спектрам антипротонных атомов.

Для Σ -гиперонных атомов количество экспериментальных данных еще более ограничено. Подгонка значений сдвига и ширины уровня и выхода рентгеновской линии в переходе $n = 5 \rightarrow 4$ Σ -гиперонных атомов, приведенных в табл. 10, дает $\bar{a} = (0,36 \pm 0,05) + i(0,10 \pm 0,03)$ фм с $\chi^2/F = 0,73$. В теоретических расчетах ширины уровня появляется систематическая погрешность, так как она становится слишком большой, и если фиксируются только сдвиг и ширина уровня, то $\bar{a} = (0,33 \pm 0,05) + i(0,14 \pm 0,06)$ фм с $\chi^2/F = 0,23$. Как и для каонных атомов, включение в подгонку значений выхода изменяет как наименьшие значения \bar{a} , полученные из фита, так и качество фита, заданного отношением χ^2 на степень свободы, т. е. χ^2/F . Значения сдвигов и ширины уровней и выхода рентгеновских линий Σ -гиперонных атомов, вычисленные при использовании первого из указанных выше наборов параметров, сравниваются на рис. 13—15 со всеми имеющимися экспериментальными данными.

Значение \bar{a} существенно отличается от длины рассеяния Σ -гиперона на нуклоне, получены Александером и др. [142]. В этой работе найдены три возможных решения с a_R , изменяющимся от $-0,1$ до $0,1$ фм, и с $a_I \sim 0,5$ фм. Несмотря на большие погрешности в свободных и в эффективных длинах рассеяния, по-видимому, все же имеется четкое различие. Использование параметров решения А приводит к значению $\chi^2/F = 4,2$. Однако Выцех и др. [143] нашли, что если учесть эффекты, обусловленные ограниченностью области действия Σ^- -нуклонного потенциала и использовать экстраполяцию параметров Σ^- -нуклонного рассеяния на отрицательные энергии, т. е. для взаимодействий со связанными нуклонами, то в рамках рассмотренного подхода можно получить удовлетворительные фиты экспериментальных данных по рентгеновским спектрам Σ -гиперонных атомов.

7. ЭКЗОТИЧЕСКИЕ АТОМЫ С ДЕФОРМИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ

До сих пор наше внимание было сосредоточено на экзотических атомах со сферическими ядрами. Здесь будут кратко рассмотрены экзотические атомы с деформированными ядрами, причем основное внимание уделим несферической части сильного и электромагнитного взаимодействия мезона с ядром, которое приводит к сверхтонкому расщеплению уровня энергии мезоатома.

Состояние экзотического атома, характеризующееся квантовыми числами полного момента F , орбитального момента тяжелой частицы l и спина ядра $I \geq 1$, приобретает дополнительную энергию $\varepsilon_Q(I, l, F)$, которая обусловлена статическим электрическим квадрупольным взаимодействием и определяется выражением

$$\varepsilon_Q(I, l, F) = A_2 C(I, l, F),$$

где

$$C(I, l, F) = \frac{3X(X-1) - 4I(I+1)l(l+1)}{2I(2I-1)l(2l-1)};$$

$$X = I(I+1) + l(l+1) - F(F+1).$$

Для мюонных атомов l следует заменить на квантовое число полного момента $j = l \pm 1/2$. Величина A_2 непосредственно связана с квадрупольным моментом Q . Тогда для случая точечного нуклона, тяжелой частицы с нулевым спином и в отсутствие эффектов сильного взаимодействия имеем

$$A_2^p = e^2 Q \frac{l}{2l+3} \frac{K^2}{S(S+1)(2S+1)},$$

где

$$K = \mu Z \alpha / \sqrt{(n-l+S)^2 + (Z\alpha)^2};$$

$$S = \sqrt{(l+1/2)^2 - (Z\alpha)^2} - 1/2.$$

Аналогичное выражение справедливо для мюонных атомов.

Для мезоатомов с очень хорошей точностью можно считать ядро точечным при рассмотрении промежуточных орбит тяжелого атома, размеры которых велики по сравнению с размерами ядра, т. е. $3d$ -, $4f$ - и $5g$ -состояния при $60 \leq Z \leq 80$. Эти орбиты достаточно удалены от внутренних электронных оболочек атома, поэтому эффекты экранирования малы. Кроме того, промежуточные орбиты можно с хорошей точностью представить волновыми функциями водородоподобного атома, а экспериментальные данные по сверхтонкому расщеплению уровней можно использовать для определения ядерного спектроскопического квадрупольного момента модельно независимым способом [144].

Для более низких орбит волновые функции мюона сильно перекрываются с распределением заряда ядра, поэтому необходимо учитывать эффекты конечных размеров ядра и можно определить плотность квадрупольного момента. Однако в деформированных ядрах энергия возбуждения часто сравнима с энергией тонкой структуры мюонного атома, поэтому ядро может перейти в возбужденное состояние в процессе мюонного каскада. В результате анализ экспериментальных данных весьма затруднителен, но тем не менее таким способом можно получить информацию о распределении заряда в деформированных ядрах.

Кроме того, в мезонных атомах следует учитывать сильное взаимодействие. Комплексная энергия отдельной компоненты сверхтонкой структуры в таком случае определяется выражением

$$E(n, l, I, F) = E_C(n, l) - \left(\varepsilon_0 + i \frac{\Gamma_0}{2} \right) + \\ + \left(A_2 - \varepsilon_2 - i \frac{\Gamma_2}{2} \right) C(I, l, F).$$

Первый член $E_C(n, l)$ — электромагнитная энергия мезона в состоянии с квантовыми числами n, l , тогда как ε_0 и Γ_0 — сдвиг и ширина уровня с энергией $E_C(n, l)$ за счет монополярного сильного взаимодействия. Эти члены соответствуют аналогичным членам в выражении для энергии уровня экзотического атома со сферическим ядром. Сверхтонкое расщепление, представленное третьим членом в выражении для $E(n, l, I, F)$, имеет смысл в том случае, если ядро имеет только квадрупольный момент. Члены ε_2 и Γ_2 появляются благодаря сильному мезон-нуклонному взаимодействию, а $C(I, l, F)$ — статистический множитель, определенный ранее в выражении для $\varepsilon_0(I, l, F)$.

В ранней работе Шека [147], в которой рассматривали квадрупольные эффекты сильного взаимодействия в пионных и каонных атомах, член A_2 выбирали вещественным. В последней работе Коха и Шека [148] дано более полное рассмотрение этой проблемы, из которого следует, что сдвиг ε и ширина Γ уровня энергии, входящего в мультиплет, определяются следующим выражением:

$$\varepsilon(I, l, F) = \varepsilon_0 + (\varepsilon_2 - \text{Re} A_2) C(I, l, F);$$

$$\Gamma(I, l, F) = \Gamma_0 + (\Gamma_2 - 2 \text{Im} A_2) C(I, l, F).$$

В большинстве экспериментальных работ по этой проблеме использовали более ранний теоретический вывод и A_2 полагали вещественным. Кох и Шек [148] показали, что главный эффект, обусловленный введением комплексной величины A_2 при анализе экспериментальных данных, возникает из-за присутствия члена $2 \text{Im} A_2$ в выражении для ширины Γ . В определенных случаях член, включающий мнимую часть A_2 , может быть в несколько раз больше значения Γ_2 .

В состояниях с относительно большим n эффекты сильного взаимодействия малы и сверхтонкое расщепление уровней можно использовать аналогичным способом и для определения квадрупольных моментов ядер в мюонных атомах. Для последнего рентгеновского перехода эффекты сильного взаимодействия имеют важное значение. Если их измерить с достаточной точностью, то в конечном счете можно получить информацию о плотности квадрупольного момента ядра. Кроме того, измеренные величины, обусловленные сильным взаимодействием, можно сравнить с со-

ответствующими величинами, вычисленными в рамках оптической модели.

Было выполнено несколько экспериментов по измерению квадрупольных эффектов в пионных атомах, кроме того, недавно [91] такие измерения были сделаны в каонных атомах. Часть рентгеновского спектра для $7 \rightarrow 6$ перехода в каонном атоме Ho , измеренная в последнем эксперименте, приведена на рис. 18. Сверх-

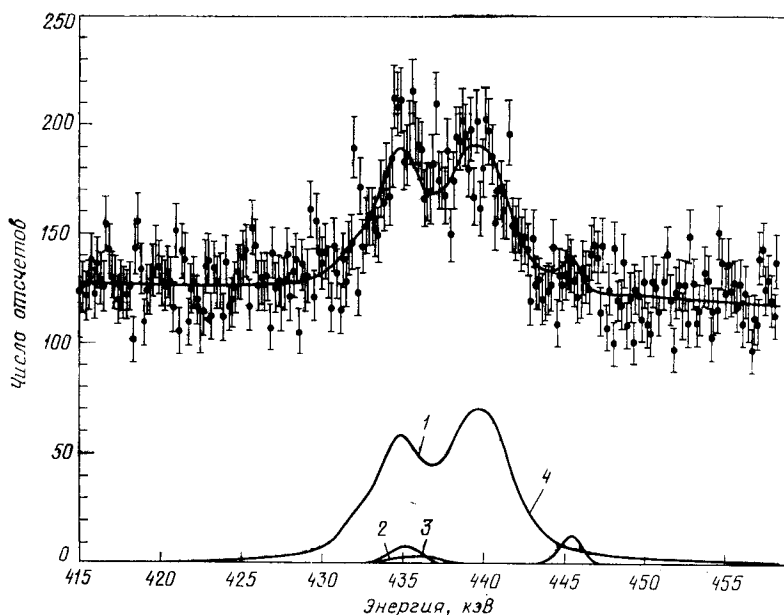


Рис. 18. Часть рентгеновского спектра, измеренная при остановке каонов в Ho , демонстрирующая сверхтонкое расщепление $7 \rightarrow 6$ перехода. При фитировании учитывались также следующие линии, образующие пик, которые соответствуют каонным рентгеновским переходам:

1 — $7 \rightarrow 6$; 2 — $11k \rightarrow 8j$; 3 — $11j \rightarrow 8i$ и γ -переходу в ^{166}Dy ; 4 — $8^+ \rightarrow 6^+$

тонкое расщепление уровня с $n = 6$ здесь четко видно. В этой работе использован рассмотренный выше подход Коха и Шека [148], причем значения A_2 вычисляли с помощью оптического потенциала, учитывающего эффекты сильного взаимодействия. В качестве примера результатов, которые были получены в экспериментах такого типа, в табл. 13 представлены значения [91, 149] спектроскопического квадрупольного момента Q для Ta . Для сравнения даны значения Q , полученные другими способами.

В этих экспериментах были определены также значения параметров сильного взаимодействия ϵ_0 , Γ_0 , ϵ_2 и Γ_2 . Сдвиг ϵ_0 и ширина

Таблица 13. Спектроскопический квадрупольный момент Та

Метод	$Q^* (b)$	Метод	$Q^* (b)$
Кулоновское возбуждение	$3,24 \pm 0,13$	π^- -атом 5g-уровень	$3,30 \pm 0,20$
Кулоновское возбуждение	$3,31 \pm 0,14$	π^- -атом 4f-уровень	$3,35 \pm 0,02$
Парциальный E2-переход	$2,87 \pm 0,21$		$3,30 \pm 0,06$
μ^- -атом	$3,18 \pm 0,03$		$3,16 \pm 0,03$
	$3,44 \pm 0,06$	K ⁻ -атом 8j-уровень	$3,45 \pm 0,22$
	$3,28 \pm 0,06$	K ⁻ -атом 7i-уровень	$3,30 \pm 0,12$

* Данные взяты из таблиц работ [91, 149].

Γ_0 уровня, обусловленные монополярным сильным взаимодействием, сравнивали с соответствующими значениями, вычисленными с помощью оптической модели. Измеренные значения сдвигов и ширины 3d-уровней пионных атомов изображены на рис. 17 (см. также разд. 6). Расщепление линии, соединяющей теоретические точки, показывает, как учет деформации ядерного потенциала приводит к уменьшению рассчитанных значений этих сдвигов, обусловленных сильным взаимодействием. Величины ϵ_2 и Γ_2 измерены гораздо менее точно, чем ϵ_0 и Γ_0 , но на качественном уровне, по-видимому, согласуются со значениями, полученными из оптической модели. Таким образом, нужны более точные экспериментальные данные.

8. ЭКЗОТИЧЕСКИЕ АТОМЫ ВОДОРОДА

Экзотические атомы водорода представляют особый интерес, так как они имеют очень простую структуру и в них отсутствуют какие-либо эффекты экранирования атомными электронами, имеющие место в более сложных атомах. Например, исследование тонкой структуры уровней энергии мюонного атома водорода (μ^-p) позволяет с высокой точностью осуществить проверку квантовой электродинамики, тогда как измерение рентгеновских спектров адронных атомов водорода ($\pi^-p, K^-p, p p$ и т. д.) — основной источник информации о сильном взаимодействии при нулевых энергиях.

Кроме того, образование этих экзотических атомов простым образом связано с процессом поглощения отрицательных адронов ядром атома водорода; в качестве примера можно привести возможное образование связанного состояния протон-антипротонной системы. Однако в настоящем обзоре основное внимание обращено на экспериментальное наблюдение рентгеновского излучения каскада экзотического атома водорода.

При изучении экзотических атомов водорода возникает особая проблема — эффект штарковского смешивания. Экзотический атом сравнительно невелик и электрически нейтрален, поэтому он может «пронизывать» примыкающие к нему атомы водорода, подвергаясь влиянию сильного электрического поля. Это приводит к штарковскому смешиванию между состояниями с разными орбитальными моментами, что в случае адронных атомов, в свою очередь, приводит к поглощению из состояний с малым орбитальным моментом при высоких значениях n и таким образом, исключает радиационные переходы экзотического атома в низколежащие состояния. В результате этого выходы рентгеновского излучения очень малы, особенно для жидководородной мишени, где плотность велика и вероятность столкновений (и, следовательно, штарковского смешивания) возрастает. Расчеты каскада для экзотического атома водорода, включая эффекты штарковского смешивания, были выполнены достаточно давно Леоном и Бете [150] и позднее были улучшены и расширены в работе [151]*. Эти расчеты содержат ряд подгоночных параметров, но результаты все-таки демонстрируют важную роль штарковского смешивания в процессе каскада в газообразном водороде, даже при давлениях в мишени вплоть до 1 ат. Кроме того, для расчетов каскадов антипротонных и каонных атомов предполагают, что прямое поглощение из p -состояний играет важную роль.

При исследовании этих экзотических атомов возникает дополнительная проблема, состоящая в обнаружении низкоэнергетических рентгеновского излучения. Энергии ряда рентгеновских переходов экзотических атомов водорода, представляющие некоторый интерес, приведены в табл. 14. Здесь экспериментатор сталкивается с проблемой обнаружения рентгеновского излучения

Таблица 14. Энергии рентгеновских переходов экзотических атомов водорода

Атом	μ^-p	π^-p	K^-p	$\bar{p}p$	Σ^-p
Энергии рентгеновских линий, эВ:					
2 \rightarrow 1 (K_α)	1896	2426	6459	9368	10504
3 \rightarrow 1 (K_β)	2248	2875	7656	11103	12450
3 \rightarrow 2 (L_α)	351	449	1196	1735	1945
4 \rightarrow 2 (L_β)	474	607	1615	2342	2626
Эксперимент:					
газообразный водород	[153, 155]	[159, 160]	—	[166]	—
жидкий водород	[154]	[154]	[163, 164]	[167]	—

* См. также работы [183, 185]. — *Прим. перев.*

в области энергий от 500 эВ до 10 кэВ. Этот вопрос обсуждали в работе [152].

В этих экспериментах используют мишени или с газообразным, или с жидким водородом. Преимущество газовых мишеней состоит в том, что выход рентгеновского излучения на остановленную частицу достаточно высок. Однако мишень должна быть значительной длины, чтобы необходимое количество частиц было остановлено. Это означает, что нужно использовать пропорциональные счетчики с большой рабочей поверхностью. В результате исходная проблема становится еще более трудной, так как энергетическое разрешение таких детекторов довольно плохое. С первого взгляда, эксперименты с мишенью, содержащей жидкий водород, менее привлекательны из-за низкого выхода рентгеновского излучения. Однако в ней значительно большее количество частиц останавливается в достаточно малом объеме мишени, поэтому полные выходы рентгеновского излучения сравнимы в двух случаях. Меньший объем жидководородной мишени позволяет использовать Si (Li)-рентгеновские детекторы, поверхность которых хотя и значительно меньше, чем поверхность пропорциональных счетчиков, однако разрешение по энергии у них существенно выше. Высокое разрешение особенно важно при измерении сдвигов и ширины уровней экзотических атомов и также для улучшения отношения сигнала к шуму.

Первое наблюдение рентгеновского излучения мюонных атомов водорода было выполнено Плаччи и др. [153], использовавшими мишень с газообразным водородом при давлении 4 ат и пропорциональный счетчик для обнаружения рентгеновских переходов с энергией порядка 2 кэВ. Первое наблюдение рентгеновского излучения мюонных атомов водорода из мишени с жидким водородом сделано Будиком и др. [154] также с использованием пропорционального счетчика. В эксперименте Андергуба и др. [155], в котором искали $2s$ -метастабильное состояние мюонного атома водорода, также наблюдали рентгеновское излучение. В этом эксперименте использовался газообразный водород, давление которого менялось от 150 до 600 торр, а заторможенные мюоны удерживались магнитной ловушкой. Этим способом был получен очень чистый сигнал рентгеновского излучения. Можно ожидать, что наблюдение метастабильного $2s$ -состояния μp -атома с помощью резонансной методики [156], разработанной для эксперимента с μ -He, позволит измерить очень точно разность энергий $2s$ — $2p$ -состояний. Отсюда можно с высокой точностью найти вклад эффектов поляризации вакуума [157] и, следовательно, осуществить критическую проверку электродинамики.

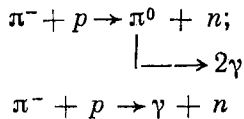
Экзотические атомы, включающие адроны, т. е. π^-p -, K^-p -, $\bar{p}p$ -, Σ^-p -системы, интересны тем, что сдвиг и ширина уровня энергии их $1s$ -состояния непосредственно связаны [158] с комплекс-

ной длиной адрон-протонного рассеяния a_c в s -волне. В первом порядке по $(\mu\alpha a_c)$ имеем

$$2\mu^2\alpha^3 a_c = \varepsilon + i\Gamma/2,$$

где μ — адрон-протонная приведенная масса; α — постоянная тонкой структуры; ε и Γ — сдвиг и ширина уровня энергии $1s$ -состояния экзотического атома. Отметим, однако, что длины адрон-нуклонного рассеяния a_c и a_s — разные величины. Величина a_c является длиной рассеяния для отрицательно заряженной адрон-протонной системы и поэтому учитывает кулоновские эффекты, тогда как a_s относится к нейтральной адрон-нуклонной системе. Однако обычно кулоновские эффекты относительно невелики, поэтому численные значения a_c и a_s близки.

Использование жидководородной мишени в эксперименте Будика и др. [154] для наблюдения рентгеновского излучения пионных атомов не привело к успеху. Первые экспериментальные данные, подтверждающие наличие рентгеновского излучения пионных атомов водорода, были получены Бэйли и др. [159], в газе при давлении 4 ат. В этом эксперименте детектор γ -квантов от процессов:



был включен в электронный триггер, так что обеспечивалась регистрация рентгеновского излучения пионных атомов. В результате было найдено, что полная интенсивность всех K -линий, т. е. всех переходов в $1s$ -состояние, составляет примерно 0,12 часть рентгеновского излучения на остановленный пион. Во втором эксперименте Бэйли и др. [160] использовали аналогичную установку с дейтерием и наблюдали рентгеновское излучение π^-d -атомов. Здесь с очень высокой точностью энергию K_α -линий измеряли с помощью методики критического поглощения. Для висмута массовый коэффициент ослабления растет в 1,8 раза в диапазоне энергии от 14 эВ до 2,6 кэВ, таким образом, измерение прохождения рентгеновского излучения через фольгу обеспечивает точное измерение энергии. Полученное значение сдвига уровня энергии $1s$ -состояния атома за счет сильного взаимодействия оказалось равным $-4,8 \pm_{2,0}^{+1,6}$ эВ. Теоретическое объяснение этого результата на языке пион-нуклонных амплитуд рассеяния было дано в работе [161].

Обзор экспериментов по наблюдению рентгеновского излучения при остановке каонов в водороде приведен в работе [162], где также обсуждены преимущества и недостатки использования газообразных и жидководородных мишеней. В эксперименте

Дейвиса [163], в котором использовали специальную мишень, наполненную жидким водородом, была обнаружена рентгеновская линия с выходом $0,11 \pm 0,06\%$ при энергии $6,52 \pm 0,06$ кэВ с шириной $0,0 \begin{smallmatrix} +0,23 \\ -0,0 \end{smallmatrix}$ кэВ. Если эта линия относится к $2p-1s$ -рентгеновскому переходу каонного атома водорода, тогда сдвиг энергии $1s$ -уровня составляет 40 ± 60 эВ и соответствующая длина рассеяния $a_c = (0,10 \pm 0,15) + i (0,0 \begin{smallmatrix} +0,28 \\ -0,0 \end{smallmatrix})$ фм.

В последнем эксперименте Ицки и др. [164], в котором также использовался жидкий водород, не было найдено какого-либо подтверждения существования рентгеновской линии при энергии 6,52 кэВ, но было получено указание на существование слабого изображения линии с выходом 0,02%. Если эта линия относится к рентгеновскому излучению K -р-атома, то для $1s$ -уровня следует ожидать сдвиг 270 ± 80 эВ и ширину 560 ± 260 эВ. Соответствующая длина рассеяния $a_c = (0,66 \pm 0,19) + i (0,68 \pm 0,32)$ фм. Ни один из этих двух результатов не согласуется со средней длиной рассеяния в s -волне с изоспином T , полученной из анализа данных $K-N$ -рассеяния. Результаты Мартина и Сакитта [128] приводят к $a_s = -0,88 \pm i 0,62$ фм, тогда как Мартин [129] получил $a_s = -0,66 + i 0,71$ фм. Особенно заметно различие в знаке вещественной части длины рассеяния.

Различие между a_c , полученными Дейвисом и др. [163], и значением a_s , вычисленным по данным рассеяния, обсуждали Деллофф, Ло [165] и Бетти [162]. найденные ими пороговые и кулоновские поправки к a_s оказались существенными, однако Деллофф и Ло сумели установить согласие между теоретически вычисленным значением a_c и значением, измеренным Дейвисом [163], используя лишь предельное значение для кулоновской поправки. Эксперимент Дейвиса и др. недавно был повторен в ЦЕРНе, и есть надежда, что полученные результаты внесут ясность в некоторые из рассмотренных выше проблем.

Экспериментальные данные по рентгеновскому излучению антипротонных атомов водорода были представлены Аулдом и др. [166]. Используя газообразный водород при давлении 4 ат и систему газовых пропорциональных счетчиков они измерили выход L -линии и получили значение $(6 \pm 3)\%$ и установили верхнюю границу для выхода K -линий, равную 0,2% на остановленный антипротон. Кроме того, они рассмотрели возможность того, что некоторые очень слабые, наблюдаемые в этом эксперименте линии, можно отнести к рентгеновскому спектру pp -атомов.

Интересно обсудить возможность наблюдения рентгеновского излучения Σ^-p -атомов. Когда каон останавливается в водороде, происходит реакция $K^-p \rightarrow \Sigma^-p^+$ с относительной вероятностью 46%. Образованный Σ^- -гиперон имеет энергию примерно 10 МэВ и длину пробега в жидком водороде 6 мм. Лишь примерно 50%

Σ^- -гиперонов распадутся на этой дистанции, поэтому только около 25% каонов, остановившихся в жидком водороде, производят Σ^- -гипероны, которые в принципе могут образовать Σ^- -гиперонные атомы. Эффекты штарковского смешивания имеют важное значение, хотя детальные расчеты отсутствуют, эти эффекты, по-видимому, не меньше, чем для более легких систем.

Так как спин Σ^- -гиперона равен $1/2$, то Σ^-p -система может существовать как в синглетном, так и в триплетном состоянии. Результаты неопубликованных расчетов по ожидаемым сдвигам и ширинам уровней Σ^-p -атомов были представлены Выцехом, который получил $\epsilon = -0,59$ кэВ и $\Gamma = 6,6$ кэВ для триплетного состояния и $\epsilon = -0,86$ кэВ и $\Gamma = 0,5$ кэВ для синглетного состояния. Рентгеновские переходы в триплетное состояние Σ^-p -атома трудно наблюдать из-за очень большой ширины уровня, однако поиски рентгеновских переходов в синглетное состояние должны представлять определенный интерес и могут дать ценную информацию о Σ^-p -взаимодействии.

9. РАЗНЫЕ ВОПРОСЫ

Ядерный E2-резонанс. Выше уже упоминалось о том, что в мюонных атомах существует возможность возбуждения ядра в процессе атомного каскада. Так как мюон на наименьшей орбите находится совсем близко к ядру, то силы между мюоном и ядром довольно велики и вероятность возбуждения ядра становится очень большой [168].

Для отрицательно заряженных адронов такой адрон поглощается, в то время как большая часть его волновой функции находится вне ядра, таким образом, лишь небольшой хвост достигает ядра. В результате вероятность ядерного возбуждения предельно мала. Однако Леон [169] отметил, что в определенных случаях, когда энергия девозбуждения мезоатома близка к энергии ядерного возбуждения, связь с электрическим квадрупольным моментом приводит к смешиванию конфигурации и указанные эффекты могут быть велики. Адрон в таком смешанном состоянии можно рассматривать как частично находящийся в состоянии атома — мезоатома (n, l) с ядром в основном состоянии и, кроме того, частично в состоянии мезоатома $(n', l - 2)$ с ядром в возбужденном состоянии (2^+) . Благодаря сильному перекрытию атомной волновой функции состояния $(n', l - 2)$ с ядром, поглощение адрона из этого состояния может быть достаточно сильным, даже если значительное количество смешивающей конфигурации дает в результате значительную индуцированную ширину уровня атомного состояния (n, l) , уменьшая таким образом интенсивность рентгеновского перехода $(n, l) \rightarrow (n - 1, l - 1)$. Этот эффект приведен на рис. 19.

Уменьшение интенсивности этого рентгеновского перехода можно измерить, сравнивая рентгеновские спектры изотопов одного и того же элемента, при условии, что только у одного из них есть ядерный переход, который находится в резонансе с атомным переходом. Эти измерения особенно полезны, если атомное состояние ($n', l - 2$) не наблюдается непосредственно, потому что адрон обычно взаимодействует с ядром из высоких состояний. Сдвиги и ширины уровней таких «скрытых» состояний, обусловлен-

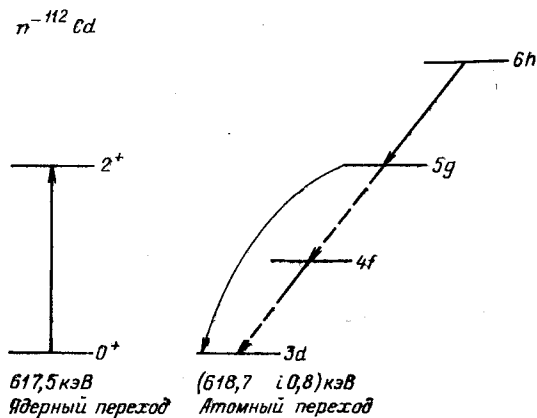


Рис. 19. Уровни энергии пионного атома и ядра ^{112}Cd , переходы между которыми приводят к резонансному $E2$ -возбуждению ядра ^{112}Cd

ные сильным взаимодействием, имеют значительно большее значение, чем сдвиги и ширины уровней наблюдаемых состояний, и могут дать новую информацию о структуре адрон-нуклонного потенциала (см. разд.6).

Интересный пример дает пионный атом ^{112}Cd , где разность энергий 618,7 кэВ между $5g$ - и $3d$ -уровнями атомных состояний очень близка к энергии возбуждения ядерного уровня 2^+ , который находится на 617 кэВ выше ядерного уровня 0^+ основного состояния. В результате ожидаемые интенсивности рентгеновских линий $5g \rightarrow 4f$ и $4f \rightarrow 3d$ уменьшаются (см. рис. 19). В этом случае ослабление можно измерить, сравнивая относительные интенсивности данной рентгеновской линии пионных атомов $\pi^{-112}\text{Cd}$ и $\pi^{-114}\text{Cd}$, так как в последнем эффект ослабления отсутствует.

Волновую функцию такой смешанной атомно-ядерной системы, какой является пионный атом ^{112}Cd , можно представить следующим образом:

$$|\Psi\rangle = \sqrt{1-a^2}|5g, 0^+\rangle + a|3d, 2^+\rangle.$$

Здесь a — коэффициент примеси, определенный выражением

$$a = \pm \frac{(3d, 2^+ | H_Q | 5g, 0^+)}{E(3d, 2^+) - E(5g, 0^+)},$$

где H_Q — оператор электрического квадрупольного взаимодействия между адроном и ядром. Ясно, что этот эффект критически зависит от разности между энергиями рентгеновского и ядерного перехода и, кроме того, от силы электрического квадрупольного взаимодействия, которую можно получить, измеряя $B(E2)$.

Полный атом ^{112}Cd особенно ценен тем, что в этом случае сдвиг и ширина атомного $3d$ -уровня можно измерить непосредственно

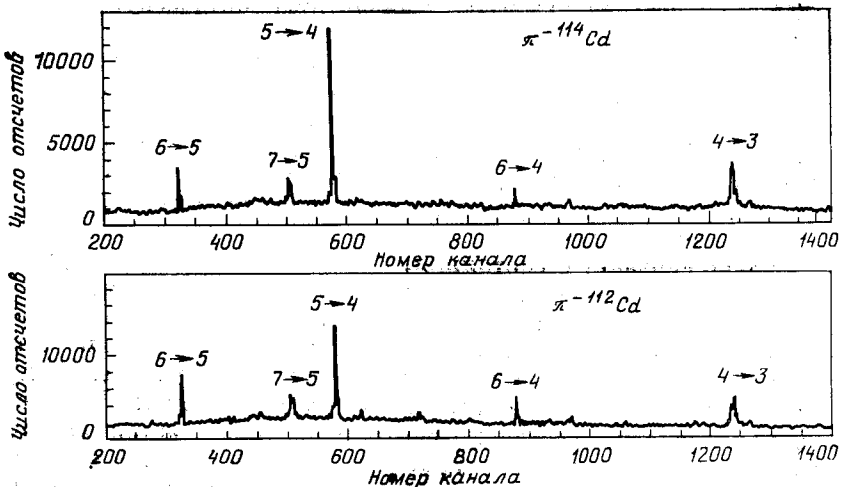


Рис. 20. Спектры пионных атомов ^{112}Cd и ^{114}Cd демонстрируют ослабление $5 \rightarrow 4$ и $4 \rightarrow 3$ рентгеновских переходов в $\pi^{-112}\text{Cd}$, обусловленное ядерным резонансным $E2$ -переходом. (В вертикальных шкалах сделана поправка на то, что в эксперименте было использовано вдвое больше ^{112}Cd , чем ^{114}Cd .)

и таким образом проверить справедливость теоретического рассмотрения. После такой проверки рассмотренный резонансный эффект уже можно использовать для получения информации о состояниях, которые непосредственно не наблюдаются.

Впервые резонансный эффект наблюдал Брэдбери и др. [170], именно для пионного атома ^{112}Cd . С тех пор лучшие измерения были выполнены Бетти и др. [171] и Леоном и др. [172], при этом экспериментальные результаты согласуются как между собой, так и с предсказаниями теории. Рентгеновские спектры для пионных атомов ^{112}Cd и ^{114}Cd , измеренные в эксперименте [117], поставленном в Резерфордской лаборатории, представлены на рис. 20,

на которых четко продемонстрировано ожидаемое ослабление рентгеновских переходов $5 \rightarrow 4$ и $4 \rightarrow 3$ пионного атома ^{112}Cd .

Леон и др. [173] измерили резонансные эффекты в пионном атоме ^{110}Pd для того, чтобы исследовать «скрытый» p -уровень. Для $3p$ -уровня был найден сдвиг энергии, соответствующий отталкивательному пион-ядерному взаимодействию в p -волне при этих довольно больших значениях Z , однако ширина поглощения в p -волне оказалась меньше, чем дает стандартная оптическая модель. Измерения такого типа были продолжены и для ряда других ядер в работе Леона и др. [172]. Подробный анализ этих и более ранних результатов был проделан Дубачем и др. [174], которые показали, что во всех случаях, за исключением пионного атома ^{110}Pd , можно использовать стандартную оптическую модель. Однако прежде чем сделать утверждение о неприменимости стандартной оптической модели для пионного атома ^{110}Pd , необходимо получить дополнительную информацию о структуре его ядра. Аналогичные измерения были также выполнены для каонных атомов [174, 175]. Хотя измеренные и рассчитанные значения ослабления согласуются друг с другом, все же довольно плохая точность экспериментальных результатов не позволяет строго проверить теоретические предсказания.

Сильно связанные состояния. В основе всех предшествующих данному разделу теоретических моделей и самой постановки экспериментов было положено предположение о том, что в природе существуют связанные атомные состояния тяжелой отрицательно заряженной частицы, находящейся в кулоновском поле ядра. Тем не менее весьма интересно исследовать возможность существования связанных состояний внутри ядра таких частиц, как пионы, каоны, антипротоны и гипероны. Конечно, хорошо известно, что связанные состояния в ядре Λ^0 -гиперона образуют гипер-ядра, однако, это весьма специальный случай, так как в ядре не может быть неупругого взаимодействия Λ^0 -гиперона с нуклонами. На самом деле, из экспериментальных данных по экзотическим атомам можно извлечь полезную информацию относительно возможного существования сильно связанных остальных частиц.

При анализе экспериментальных данных по экзотическим атомам адрон-ядерное взаимодействие можно представить комплексным центральным потенциалом. Тогда адрон движется в потенциале, который есть сумма дальнедействующего кулоновского и короткодействующего ядерного потенциалов. В этом случае Кох и др. [176] показали, что связанные состояния делятся на два типа. Соответственно имеются внешние или атомные состояния, в которых адрон преимущественно связан кулоновским потенциалом и волновая функция едва проникает в область ядра и «внутренние» или ядерные состояния, в которых адрон связан внутри ядра и волновая функция сосредоточена именно в ядер-

ной потенциальной яме. Рассмотрим здесь эти последние ядерные состояния, но и желателно использовать результаты измерений эффектов сильного взаимодействия, проявляющихся во «внешних» атомных состояниях экзотических атомов с тем, чтобы определить параметры оптического потенциала.

Как уже отмечалось, вопрос о соотношении между атомными и ядерными состояниями подробно рассматривали для отрицательных каонов Кох и др. [176], в то же время Секи [132] показал, что связанные состояния каона в ядре должны приводить к большим сдвигам и ширинам уровней энергии атомных состояний каонных атомов. Однако эти эффекты велики только когда мнимая часть эффективной длины каон-ядерного рассеяния мала. Кроме того, в работе [177] было показано, что предположение о возможном существовании связанных ядерных состояний приводит к требованию, чтобы не только оптические потенциалы для каонов, антипротонов и Σ^- -гиперонов были притягивающего типа, но и их мнимые частицы были велики, ибо ширина таких состояний должны быть весьма большой, так как эти состояния непосредственно не наблюдаются. Исключение [178] представляет Σ^- -гиперон, так как спиновая и изоспиновая зависимость взаимодействия Σ^- -гиперона с нуклоном при низких энергиях такова, что Σ^- -гипер-ядро можно наблюдать в легких ядрах.

Эриксон и Майр [179] предложили новый механизм, который должен приводить к образованию связанных ядерных состояний пионов. Пионный оптический потенциал можно записать в следующем виде:

$$U = (1/2\mu) (q(r) + \nabla\alpha(r) \nabla),$$

где μ — приведенная масса пиона и ядра; $q(r)$ — локальная; а $\alpha(r)$ — нелокальная компоненты этого потенциала. В таком случае Эриксон и Майр [179] показали, что сильно связанные состояния пиона должны существовать, если $\alpha(r)$ такова, что в некоторой области ядра $\text{Re}\alpha(r) > 1$. Фридман и др. [180] установили, что для нескольких типов оптических потенциалов, которые были рассмотрены ранее (см. разд. 6), условие $\text{Re}\alpha(r) > 1$ выполняется для многих ядер, но ширины таких связанных состояний пиона настолько велики, что эти состояния были бы ненаблюдаемыми. Возможные проявления условия $\text{Re}\alpha(r) > 1$, выражающиеся в изменении сдвигов и ширин уровней, энергии атомных состояний, как было показано в работе [77], очень малы. Все вопросы образования связанных состояний в потенциалах, зависящих от скорости, особенно для пион-ядерных систем, подробно были рассмотрены в работе Мандельцвейга и др. [181], Сесма [182] приводит также ссылки на более ранние работы. Кроме того, Мандельцвейг и др. [181] обсудили условия, при которых можно наблюдать такие пион-ядерные состояния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При изучении экзотических атомов сталкиваемся с целым рядом явлений атомной и ядерной физики, а также физики элементарных частиц; подобные исследования не только связывают разные области физики, но и сами по себе физически содержательны. Некоторые направления исследований экзотических атомов развивались быстро, при этом были выполнены очень важные проверки квантовой электродинамики и очень точно измерены массы элементарных частиц. В то же время результаты измерений магнитных моментов элементарных частиц, по-видимому, не согласуются с известными теоретическими предсказаниями. С другой стороны, мы не вполне понимаем начальные стадии каскада экзотического атома, однако дальнейшие исследования этой проблемы могут проложить дорогу новому направлению — мезонной химии.

В результате исследования рентгеновских спектров мюонных атомов были получены очень ценные и точные экспериментальные данные, имеющие непосредственное отношение к определению распределения заряда в ядре. Для адронных атомов, где сильное взаимодействие известно гораздо хуже, достигнут меньший прогресс. Однако очень точные измерения рентгеновских спектров пионных атомов вскрыли несколько проблем, требующих дальнейшего исследования. Имеющиеся сейчас экспериментальные данные по рентгеновским спектрам каонных атомов должны стимулировать дальнейшие попытки, направленные на использование каонных атомов в целях получения информации о внешних областях ядра. Чтобы повысить точность измерений, необходимо иметь лучшие каонные пучки. С вводом в действие установки LEAR качество антипротонных пучков должно повыситься настолько, что точность измерений в антипротонных атомах будет существенно выше, и в результате антипротоны будут также широко использованы для зондирования поверхности ядер.

Исследование экзотических атомов было весьма плодотворным. Ясно, что многое еще предстоит сделать и, конечно, будет получено много еще более интересных результатов.

Я благодарю моих коллег по коллаборации Бирмингам—Резерфорд — Саррей и ученых, приезжавших в эту группу, за многочисленные дискуссии по экзотическим атомам. Я также выражаю благодарность мисс Р. М. Риченс за тщательную подготовку рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fermi E., Teller E. — *Phys. Rev.*, 1947, v. 72, p. 399.
2. Wheeler J. A. — *Phys. Rev.*, 1947, v. 71, p. 320.
3. Conversi M. e.a. — *Phys. Rev.*, 1947, v. 71, p. 209.
4. Camac M. e.a. — *Phys. Rev.*, 1955, v. 99, p. 905.

5. Stearns M. B.— Prog. Nucl. Phys., 1957, v. 6, p. 108.
6. Иваненко Д. Д., Пустовалов Г. Е.— УФН, 1957, вып. 61, с. 27.
7. West D.— Rep. Prog. Phys., 1958, v. 21, p. 271.
8. Wu C. S., Wilets L.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, v. 19, p. 527.
9. Engfer R. E. e.a.— Fizika Elementarnykh Chastis i Atomnogo Yadra, 1974, v. 5, p. 382 (Sov. J. Particles and Nuclei, 1974, v. 5, p. 152).
10. Hufner J. e.a. Chapter III of Muon Physics, vol. 1. Ed. V. W. Hughes a. C.S. Wu. N.Y., Academic Press, 1977.
11. Hughes V. W., Kinoshita T. Chapter II of Muon Physics, vol. I. Ed. V. W. Hughes and C. S. Wu. N. Y., Academic Press, 1977.
12. Devons S., Duerdoth I.— Adv. Nucl. Phys., 1969, v. 2, p. 295.
13. Backenstoss G.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, v. 20, p. 467.
14. Hufner J.— Phys. Lett. C. (Phys. Rep.), 1975, v. 21, p. 1.
15. Seki R., Wiegand C. E.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, v. 25, p. 241.
16. Burhop E. H. S. High Energy Physics, vol. III. Ed. E. H. S. Burhop, N. Y., Academic Press, 1969.
17. Ким Е. Мезонные атомы и ядерная структура. Пер. с англ. М., Атомиздат, — 1975.
18. Exotic Atoms. Ed. . Fiorentini and G. Torelli. Conference Proceedings Published by the Documentation Service of the Frascati National Laboratories, 1977.
19. Exotic Atoms 1979 Fundamental Interactions and Structure of Matter. Ed. K. Crowe, J. Duclos, G. Fiorentini and G. Torelli. N. Y.-L. Plenum, 1980.
20. Leon M., Seki R.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 282, p. 445.
21. Wiegand C. E., Godfrey G. L.— Phys. Rev. A, 1974, v. 9, p. 2282.
22. Leon M., Miller J. H.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 282, p. 461.
23. Kunselman R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 446.
24. Ponomarev L. I.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1973, v. 23, p. 395.
25. Gershtein S. S., Ponomarev L. I. Chapter VII of Muon Physics III. Ed. V. W. Hughes, C. S. Wu. N. Y., Academic Press, 1977.
26. Eisenberg Y., Kessler D.— Nuovo cimento, 1961, v. 19, p. 1195.
27. Eisenberg Y., Kessler D.— Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 1472.
28. Hufner J.— Z. Phys., 1966, Bd 195, S. 365; Akylas V. R., Vogel P.— Comp. Phys. Comm., 1978, v. 15, p. 291.
29. Godfrey G. L. Report LBL-3857, 1975.
30. de Borde A. H.— Proc. Phys. Soc. (London), 1954, v. 67, p. 57.
31. Ferrell R. A.— Phys. Rev. Lett., 1960, v. 4, p. 425.
32. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., Изд-во иностр. литературы, 1960.
33. Fullerton L. W., Rinker G. A.— Phys. Rev. A., 1976, v. 13, p. 1283.
34. Blomqvist J.— Nucl. Phys. B, 1972, v. 48, p. 95.
35. Ericson T. E. O., Hufner J.— Phys. Lett. B, 1972, v. 40, p. 459.
36. Vogel P.— Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1974, v. 14, p. 599.
37. Rinker G. A., Steffen R. M.— Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1977, v. 20, p. 143.
38. Rinker G. A.— Comp. Phys. Comm., 1979, v. 16, p. 221.
39. Carter A. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1380.
40. Batty C. J. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 329, p. 407.
41. Thompson P. A. e.a.— Nucl. Instr. Meth., 1979, v. 161, p. 391.
42. Craddock M. K., Reason C. J., Riddle R. A. J. Rutherford Laboratory Report RL-76-091, 1976.
43. Beetz R. e.a.— Nucl. Instr. Meth., 1977, v. 145, p. 353.
44. Wang K. C. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 79, p. 170; Delker L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 39.
45. Марушенко В. И. и др. Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 80.
46. Roberts V. L., Riddle R. A. J., Squier G. T. A. Nucl. Instr. Meth., 1975, v. 130, p. 559; 1977, v. 144, p. 369.

47. Batty C. J., Hoath S. D., Roberts B. L. — Nucl. Instr. Meth., 1976, v. 137, p. 179.
48. Watson P. J. S., Sundarsen M. K. — Can. J. Phys., 1974, v. 52, p. 2037.
49. Tauscher L. e.a. — Z. Phys. A, 1978, Bd 285, S. 139.
50. Dubler T. e.a. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 294, p. 397.
51. Vuilleumier J. L. e.a. — Z. Phys. A, 1976, Bd 278, S. 109.
52. Hargrove C. K. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 307.
53. Casperson D. E. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 956.
54. Engfer R., Vuilleumier J. L., Borie E. — Atomic Physics, 1975, v. 4, p. 141.
55. Daum M. e.a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 126.
56. Kunselman R. — Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 485; Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 2469.
57. Backenstoss G. e.a. — Phys. Lett. B, 1973, v. 43, p. 431.
58. Cheng S. C. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 254, p. 381.
59. Particle Data Group. — Phys. Lett. B, 1978, v. 75, p. 1.
60. Hu E. e.a. — Nucl. Phys. A, 1972, v. 254, p. 403.
61. Roberson P. e.a. — Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 1945.
62. Roberts B. L. — Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 358.
63. Dugan G. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 254, p. 396.
64. Schmidt P. — Phys. Rev. B, 1965, v. 140, p. 1328.
65. Roberts B. L. e.a. — Phys. Rev. D, 1975, v. 12, p. 1232.
66. Dugan G. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 254, p. 396.
67. Lipkin H. J. — Phys. Lett. B, 1980, v. 89, p. 358.
68. Teese R. B., Settles R. — Phys. Lett. B, 1979, v. 87, p. III.
69. Barrett R. C. — Phys. Lett. B, 1970, v. 33, p. 388.
70. Engfer R. e.a. — Atc. Data and Nucl. Data Tables, 1974, v. 14, p. 509.
71. Barrett R. C., Jackson D. F. — Nuclear Sizes and Structure Oxford University Press, 1977.
72. Shera E. B. e.a. — Phys. Rev. C, 1976, v. 14, p. 731; Wohlfahrt H. D. e.a. — Phys. Rev. C (to be published).
73. Poth H. — Physics Data, 1979, v. 14, p. 1.
74. Kunselman A. R. — Report UCRL-18654, 1969.
75. Pearce R. M. e.a. — Can. J. Phys., 1979, v. 57, p. 2084.
76. Condo G. T. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 126.
77. Batty C. J. e.a. — Nucl. Phys. A, 1979, v. 322, p. 445.
78. Mason G. R. e.a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 179.
79. Abela R. e.a. — Phys. Lett. B, 1977, v. 68, p. 429.
80. Mason G. R. e.a. — Nucl. Phys. A, 1980, v. 340, p. 240.
81. Schwanner I. e.a. — Phys. Lett. B, 1980, v. 96, p. 268.
82. Backenstoss G. e.a. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 232, p. 519.
83. Batty C. J. e.a. — Nucl. Phys. A, 1979, v. 326, p. 455.
84. Backenstoss G. e.a. — Nucl. Phys. B, 1973, v. 66, p. 125.
85. Olin A. e.a. — Nucl. Phys. (to be published).
86. Backenstoss G. e.a. — Phys. Lett. B, 1967, v. 25, p. 365.
87. Кирьянов К. Е. и др. — Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 1300.
88. Batty C. J. e.a. — Phys. Lett. B, 1979, v. 81, p. 165.
89. Powers R. J. e.a. — Nucl. Phys. A, 1980, v. 336, p. 475.
90. Wiegand C. E., Mack D. A. — Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 685.
91. Batty C. J. e.a. — Nucl. Phys. (to be published).
92. Wiegand C. E., Pehl R. H. — Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 1410.
93. Batty C. J. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 282, p. 487.
94. Backenstoss G. e.a. — Phys. Lett. B, 1972, v.38, p. 181; Backenstoss G. e.a. — Nucl. Phys. B, 1974, v. 73, p. 189.
95. Barnes P. D. e.a. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 231, p. 477.
96. Miller J. Ph. D. Thesis, Carnegie-Mellon University.
97. Bamberger A. e.a. — Phys. Lett. B, 1970, v. 33, p. 233.

98. Eckhause M. e.a. — Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 1056.
99. Poth H. e.a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 76, p. 523.
100. Roberson P. e.a. — Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 1945.
101. Poth H. e.a. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 294, p. 435.
102. Barnes P. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1132.
103. Poth H. (editor). Karlsruhe report KfK 2836, 1979.
104. Backenstoss G. e.a. — Z. Phys. A, 1975, Bd 273, S. 137.
105. Backenstoss G. e.a. — Phys. Lett. B, 1970, v. 33, p. 230.
106. Batty C. J. e.a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 27.
107. Zieminska D. — Phys. Lett. B, 1971, v. 37, p. 403.
108. Blatt J. M. — J. Comp. Phys., 1967, v. 1, p. 382.
109. Krell M., Ericson T. E. O. — J. Comp. Phys., 1968, v. 3, p. 202.
110. Atarashi M. e.a. — Prog. Theor. Phys., 1978, v. 60, p. 209.
111. Ericson M., Ericson T. E. O. — Ann. Phys., 1966, v. 36, p. 323.
112. Krell M., Ericson T. E. O. — Nucl. Phys. B, 1969, v. 11, p. 521.
113. Nagels M. M. e.a. — Nucl. Phys. B, 1979, v. 147, p. 189.
114. Tauscher L. Proc. Intern. Seminar on π meson-nucleus interactions, Strasbourg; CNRS, Strasbourg, 1971.
115. Friedman E., Gal A. — Nucl. Phys. A, 1980, v. 345, p. 457.
116. Tauscher L., Schneider W. — Z. Phys., 1974, Bd 271, S. 409.
117. Olin A. e.a. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 312, p. 361.
118. Konijn J. e.a. — Nucl. Phys. A, 1979, v. 326, p. 401.
119. Oset E., Weise W., Brockman R. — Phys. Lett. B, 1979, v. 82, p. 344; Ko C. M., Riska D. O. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 312, p. 217.
120. Scheck F., Wilkin C. — Nucl. Phys. B, 1972, v. 49, p. 541.
121. Alexander Y. e.a. (to be published).
122. Lohs K. P. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 312, p. 297.
123. Thomas A. W. — Can. J. Phys., 1978, v. 56, p. 687; 1979, v. 57, p. 2052.
124. Hufner J., Tauscher L., Wilkin C. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 231, p. 455.
125. Anderson D. K., Jenkins D. A., Powers R. J. — Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 74; Tauscher L., Wycech S. — Phys. Lett. B, 1976, v. 62, p. 413.
126. Koch J. H., Sternheim M. M. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 1061.
127. Ericson T. E. O., Scheck F. — Nucl. Phys. B, 1970, v. 19, p. 450.
128. Martin B. R., Sakitt M. — Phys. Rev., 1969, v. 183, p. 1345.
129. Martin A. D. — Phys. Lett. B, 1976, v. 65, p. 346.
130. Bardeen W. A., Torigoe E. W. — Phys. Lett. B, 1972, v. 38, p. 135.
131. Bethe H. A., Siemens P. J. — Nucl. Phys. B, 1970, v. 21, p. 589.
132. Seki R. — Phys. Rev. C, 1972, v. 5, p. 1196.
133. Weise W., Tauscher L. — Phys. Lett. B, 1976, v. 64, p. 424; Brockman R., Weise W., Tauscher L. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 303, p. 365.
134. Alberg M., Henley E. M., Wilets L. — Ann. Phys., 1976, v. 96, p. 43.
135. Deloff A., Law J. — Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 1688.
136. Deloff A. — Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1516.
137. Jones P. B. — Phil. Mag., 1958, v. 3, p. 33.
138. Wilkinson D. H. — Phil. Mag., 1959, v. 4, p. 215.
139. Bryan R. A., Phillips R. J. N. — Nucl. Phys. B, 1968, v. 5, p. 201.
140. Haak J. F., Lande A., Iachello F. — Phys. Lett. B, 1977, v. 66, p. 16.
141. Deloff A., Law J. — Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 2657.
142. Alexander G., Gell Y., Stumer I. — Phys. Rev. D, 1972, v. 6, p. 2405.
143. Wycech S., Stepien-Rudzka W., Rook J. R. — Nucl. Phys. A, 1979, v. 324, p. 288.
144. Dey W. e.a. — Nucl. Phys. A, 1979, v. 326, p. 418.
145. Powers R. J. e.a. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 262, p. 493.
146. Powers R. J. — Hyperfine Interactions, 1978, v. 4, p. 123.
147. Scheck F. — Nucl. Phys. B, 1972, v. 42, p. 573.
148. Koch J., Scheck F. — Nucl. Phys. A, 1980, v. 340, p. 221.
149. Konijn J. e.a. — Nucl. Phys. (to be published).

150. Leon M., Bethe H. A.— *Phys. Rev.*, 1962, v. 127, p. 636.
151. Borie E., Leon M.— *Phys. Rev. A*, 1980, v. 21, p. 1460.
152. Gastaldi U.— *Nucl. Inst. Meth.*, 1978, v. 157, p. 441.
153. Placci A. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1970, v. 32, p. 413.
154. Budick B., Toraskar J. R., Yaghoobia I.— *Phys. Lett. B*, 1971, v. 34, p. 539.
155. Anderhub H. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1977, v. 71, p. 443.
156. Garboni G. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1977, v. 278, p. 381.
157. DiGiacomo A.— *Nucl. Phys. B*, 1969, v. 11, p. 411.
158. Trueman T. L.— *Nucl. Phys.*, 1964, v. 26, p. 57.
159. Bailey J. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1970, v. 33, p. 369.
160. Bailey J. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1974, v. 50, p. 403.
161. Sinha Roy M. N., Dodd L. R.— *Nucl. Phys. A*, 1980, v. 348, p. 461; Dodd L. R., Sinha Roy M. N.— *Phys. Lett. B*, 1979, v. 84, p. 389.
162. Batty C. J. *Proceedings of the Workshop on Low and Intermediate-Energy Kaon-Nucleon Physics. Rome, March, 1980.*
163. Davies J. D. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1979, v. 83, p. 55.
164. Izycki M. e.a.— *Z. Phys.*, 1980, Bd 297, S. 11.
165. Deloff A., Law J.— *Phys. Rev. C*, 1979, v. 20, p. 1597.
166. Auld E. G. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1978, v. 77, p. 454.
167. Izycki M. e.a.— *Z. Phys. A*, 1980, Bd 297, S. 1.
168. Hufner J.— *Phys. Lett. B*, 1967, v. 25, p. 189.
169. Leon M.— *Phys. Lett. B*, 1974, v. 50, p. 425; 1974, v. 53, p. 141; *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 260, p. 461.
170. Bradbury J. N. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 34, p. 303.
171. Batty C. J. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1978, v. 296, p. 361.
172. Leon M. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1979, v. 322, p. 397.
173. Leon M. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 37, p. 1135.
174. Dubach J. F., Moniz E. J., Nixon G. D.— *Phys. Rev. C*, 1979, v. 20, p. 725.
175. Godfrey G. L., Lum G. K., Wiegand C. E.— *Phys. Lett. B*, 1976, v. 61, p. 45.
176. Koch J. H., Sternheim M. M., Walker J. F.— *Phys. Rev. Lett.*, 1971, v. 26, p. 1465; *Phys. Rev. C*, 1972, v. 5, p. 381.
177. Batty C. J.— *Phys. Lett. B*, 1979, v. 87, p. 324.
178. Gal A., Dover C. B.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 379.
179. Ericson T. E. O., Myhrer F.— *Phys. Lett. B*, 1978, v. 74, p. 163.
180. Friedman E., Gal A., Mandelzweig V. B.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 794.
181. Mandelzweig V. B., Gal A., Friedman E.— *Ann. Phys.*, 1980, v. 124, p. 124.
182. Sesma J.— *Phys. Rev. C*, 1980, v. 21, p. 2130.
183. Коренман Г. Я.— *Ядерная физика*, 1980, т. 32, с. 916.
184. Черепков Н. А., Черышева Л. В.— *Ядерная физика*, 1980, т. 32, с. 709.
185. Маркушин В. Е.— *ЖЭТФ*, 1980, т. 80, с. 35.