

ПИОННЫЕ АТОМЫ*)

Г. Бакеништосс

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	405
II. Основные свойства экзотических атомов	406
1. Свойства, общие для всех экзотических атомов (407). а) Образование атома (407). б) Схема уровней (407). в) Учет конечных размеров ядра (408). г) Поляризация вакуума (409). д) Мезонные каскады (410). 2. Характерные свойства пионных атомов (411). а) Сдвиги уровней (412). б) Ширины уровней (413). в) Интенсивности (414).	
III. Экспериментальная методика	415
IV. Теория пионных атомов	419
1. Упругое рассеяние и сдвиг энергии уровней (421). 2. Поглощение пионов (423).	
V. Результаты исследования пионных атомов	425
1. Результаты, полученные из электромагнитных взаимодействий (425). а) Масса π -мезона (425). б) Пионные каскады в химических соединениях (426). 2. Результаты, полученные из сильного пион-ядерного взаимодействия (427). а) Сдвиги уровней (427). б) Ширины линий (430). в) Ширины линий, найденные из интенсивностей переходов (432).	
V. Интерпретация результатов и выводы	433
Цитированная литература	436

I. ВВЕДЕНИЕ

Вскоре после открытия π -мезона¹ появилась работа Конверси и др.², в которой содержалось первое экспериментальное указание на существование мезоатомов. Было обнаружено, что μ' -мезоны распадаются в легких и не распадаются в тяжелых элементах. Уилер заметил³, что это обстоятельство можно объяснить образованием мезоатомов, так как вероятность ядерного захвата мюона из $1s$ -состояния меняется с ростом атомного номера как Z^4 ; таким образом, распад в легких элементах более вероятен.

В то же самое время теоретические исследования Уилера, а также Ферми и Теллера⁴ показали, что мезоатомы должны существовать, так как время, необходимое медленному мезону с энергией 2 кэв для достижения $1s$ -уровня, равно примерно 10^{-13} сек , что много меньше времени жизни мюонов, пионов и каонов.

*) G. Backenstoss, Pionic Atoms, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20, 467 (1970). Перевод В. М. Колыбасова.

Автор статьи Г. Бакеништосс — сотрудник Университета Карлсруэ, ФРГ и ЦЕРН, Женева.

Различные указания на существование мюонных атомов, такие, как электроны Оже в фотоэмульсиях⁵ и рентгеновские лучи, измеренные с помощью кристаллов NaI, были получены в исследованиях космических лучей⁶. Ожидалось, что должны существовать также и пионные атомы. Однако для них, конечно, было гораздо труднее получить информацию из экспериментов с космическими лучами. Сообщалось об одном наблюдении электронов Оже, вызванных остановившимися π^- -мезонами⁷. Ожидалось, что поглощение происходит столь сильно, что совсем не могут наблюдаться распады π^- -мезонов. Поэтому можно было надеяться получить результаты по пионным атомам лишь после запуска синхроциклотронов с выведенными пионными пучками (то же самое, хотя и в меньшей мере, относится и к мюонным атомам). Первое надежное наблюдение пионных рентгеновских лучей принадлежит Камаку и др.^{8а} из Рочестера, вслед за чем появились работы Стёрнса и др.⁹ в Питтсбурге и Уэста и Брэдли¹⁰ в Ливерпуле. Обширные обзоры Де-Бенедетти¹¹, Уэста¹² и Стёрнса¹³ содержат описание экспериментальных результатов, полученных до 1958 г., их основных особенностей и тех выводов, которые из них делались. Сдвиг уровней энергии за счет сильного π -мезон-ядерного взаимодействия был сначала обнаружен экспериментально, и на этой ранней стадии исследования существовало лишь несколько теоретических работ^{14,15}, рассматривающих пион-ядерное взаимодействие.

Развитие твердых детекторов γ -лучей с высоким разрешением вызвало новый интерес к пионным атомам. В 1965 г. были начаты измерения в Беркли¹⁶ и в ЦЕРН¹⁷, а несколько позднее в Вирджинии¹⁸. Теперь оказалось возможным определить естественные ширины линий, а также малые сдвиги энергий и интенсивности для многих переходов и ядер; эти эксперименты описаны в обзорных докладах на нескольких конференциях^{19,20}.

Пионный атом — это система, состоящая из пиона и атомного ядра. Поэтому можно ожидать, что, изучая пионные атомы, мы получим сведения как об обеих компонентах этой системы, так и об их взаимодействии. И действительно, массу пиона удастся точнее всего измерить при изучении пионных рентгеновских лучей. Основная информация о пион-нуклонном взаимодействии при низких энергиях может быть получена из пионных атомов. Она дополняет сведения, получаемые при измерении пион-нуклонного рассеяния. Наконец, пионы являются мощным орудием для изучения структуры ядра; они чувствительны не только к протонам, но и к нейтронам. Благодаря возможности сильного поглощения ядром, пионы особенно чувствительны к компоненте, обладающей высокими импульсами, или к малым расстояниям в ядре. Эти факты могут быть использованы с помощью изучения пионных рентгеновских лучей.

В гл. II будет дан обзор свойств экзотических атомов, включая как адронные, так и мюонные атомы. В гл. III и IV будут описаны экспериментальная методика и основы теории. Экспериментальные результаты представлены в гл. V, а выводы из них — в гл. VI.

II. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЭКЗОТИЧЕСКИХ АТОМОВ

Положительно заряженное атомное ядро, в поле которого движется отрицательный мезон, называется мезонным атомом. В названии подразумевается, что свойства такой системы тесно связаны со свойствами обычного электронного атома. Причиной является то, что в обеих системах основную роль играет электромагнитное взаимодействие, т. е. кулоновское поле. С первого взгляда это может показаться удивительным, так как у мезонов имеется сильное взаимодействие, которое, по определению,

превышает другие взаимодействия. Однако радиус сильного взаимодействия гораздо меньше, чем кулоновского, и поэтому существует большая область, в которой доминирует кулоновское поле. Сначала мезон захватывается атомом в высоковозбужденное состояние. Затем он может претерпеть много переходов в более низкие состояния, прежде чем попасть в область, где существенную роль играет сильное взаимодействие.

1. Свойства, общие для всех экзотических атомов. Таким образом, основные свойства мезонных атомов (π -мезонных или K -мезонных) являются общими для всех экзотических атомов, таких, как мюонные (μ^-), гиперонные (Σ^-) и антипротонные ($\bar{p}$). С этих свойств и удобно начать, лучше всего сделав это на примере мюонных атомов, которые подробно изучены и по которым имеется несколько обзоров Ву и Уилетса ²¹, Девонса и Дьюрдоса ²², а также Бархола ²³, который рассматривает и все другие мезоатомы *).

По сравнению с электроном массы всех этих частиц велики. Отсюда два важных следствия. Во-первых, рассматриваемые частицы много ближе к ядру, так как радиус боровской орбиты обратно пропорционален массе частицы. Таким образом, эти тяжелые частицы гораздо больше подходят для исследования свойств ядра, чем электрон. Во-вторых, по той же причине мезонные орбиты с главным квантовым числом $n < (m_m/m_e)^{1/2}$ (где m_m — масса тяжелой частицы, а m_e — масса электрона) расположены внутри самой внутренней электронной орбиты. Поэтому в большинстве случаев экранированием электронным облаком можно пренебречь. Более того, так как существующие источники тяжелых нестабильных частиц не дают возможности получать экзотические атомы, содержащие более чем одну такую частицу, мы имеем дело с водородоподобным атомом. Такая двухчастичная задача имеет большие преимущества перед многочастичной задачей, с которой мы сталкиваемся в электронных атомах.

а) *Образование атома.* Образование мезоатома в эксперименте происходит очень просто. Когда отрицательная частица замедляется в каком-либо веществе, она в конце концов захватывается атомом этого вещества. По-видимому, взаимодействие с облаком атомных электронов происходит по типу эффекта Оже, так как для образования ионизованного атома, способного удерживать отрицательную частицу, должен быть испущен хотя бы один электрон. Однако подробности процесса образования известны весьма слабо. На ход каскада влияют химические и кристаллические свойства вещества (п. 1 гл. V **). Отсюда следует, что сначала частица должна находиться в очень высоковозбужденном состоянии, так как только там энергия частицы настолько мала, что на нее оказывают действие низкоэнергетические характеристики химической связи или кристаллической структуры. Неизвестно, в какое точно начальное состояние захватывается частица. Мы могли бы получить больше сведений о механизме захвата, тщательнее изучая каскадный процесс. Время, которое требуется для образования мезоатома и снятия возбуждения, для конденсированных сред составляет около 10^{-13} сек, так что мезоатом можно рассматривать как стабильную систему. Однако время, в течение которого происходит замедление от 100 Мэв примерно до 2 кэв, достигает 10^{-10} — 10^{-9} сек.

б) *Схема уровней.* Атомные уровни, между которыми происходит переход, сопровождаемый наблюдаемым рентгеновским излучением, имеют в основном такую же природу, что и уровни в обычных электронных

*) См. также недавно вышедшую книгу Кима ⁸⁶. (Прим. ред.)

**) См. также обзор ⁸⁷. (Прим. ред.)

атомах. Хорошие результаты дает уже простая формула Бора:

$$E_n = -(\mu c^2/2) (Z\alpha/n)^2, \quad r_n = (\hbar^2/\mu e^2) n^2/Z,$$

где E_n — энергия атомного уровня с главным квантовым числом n , а r_n — радиус соответствующей боровской орбиты, α — постоянная тонкой структуры, μ — приведенная масса движущейся частицы $\mu = m/(1+mA^{-1})$, где m — масса частицы, A — масса ядра.

В действительности поведение атомной системы описывается релятивистскими волновыми уравнениями, т. е. уравнением Дирака для частиц со спином $1/2$ и уравнением Клейна — Гордона для частиц со спином 0 .

Точные решения уравнения Клейна — Гордона для точечного ядра имеют вид

$$E_{n,l} = -(\mu c^2/2) (\alpha Z/n)^2 \{1 + (\alpha Z/n)^2 [n(l + 1/2)^{-1} - (3/4)] - \dots\}, \quad (1)$$

что справедливо для $Z < 1/2\alpha = 68$. Здесь опущены члены порядка $(\alpha Z)^6$ и выше, что оправдано, так как в тех случаях, когда вклад этих членов становится заметным, над ним все равно преобладает ошибка, получающаяся из-за допущения точечности ядра. Решения уравнения Дирака имеют такой же вид, но только орбитальный момент l заменяется на $j = l \pm 1/2$. Состояния с двумя j , принадлежащие одному и тому же l , порождают тонкую структуру (возникает спиновый дублет). Для частиц со спином 0 такие дублеты отсутствуют. В этом случае тонкая структура возникает только за счет расщепления состояний с различными l , но с одним и тем же n . Так как населенности уровней $l + 1/2$ и $l - 1/2$ сравнимы по величине, интенсивности двух компонент дублета близки друг к другу и его легко наблюдать. В противоположность этому, населенности уровней с разными l могут быть совсем различными, так что обычно мультиплеты по l нельзя наблюдать, и обнаруживается состояние только с одним l .

в) *Учет конечных размеров ядра.* Важным обстоятельством, особенно для больших Z и малых n , является сдвиг энергии из-за конечных размеров ядра. Если волновая функция мезона перекрывается с областью, где распределен заряд ядра, то лишь часть заряда вносит вклад в энергию связи, что приводит к уменьшению последней. Если перекрытие мало, эффект можно оценить в первом порядке теории возмущений. Пусть $V_{FS}(r)$ — электростатический потенциал, создаваемый сферически-симметричным ядром с плотностью электрического заряда $\rho(r)$ (при этом $\nabla^2 V_{FS}(r) = -\rho(r)$), а $V_c = -Ze/r$ — кулоновский потенциал точечного заряда. Тогда сдвиг энергии $\Delta E_{n,l}$ для состояния (n, l) имеет вид

$$\Delta E_{n,l} = e \int |\psi_{n,l}(r)|^2 [V_{FS}(r) - V_c(r)] d\tau. \quad (2)$$

Эффект конечных размеров связан с малыми расстояниями. Такие эффекты весьма общим способом могут рассматриваться в S -матричной теории^{24,25}, где сдвиг энергии в данном состоянии связан с амплитудой рассеяния в том же состоянии. Амплитуду рассеяния можно представить в виде суммы парциальных амплитуд $f(\theta) = \sum_l f_l(\theta)$. В пределе $k \rightarrow 0$ (k — импульс частицы) амплитуда $f_l(\theta)$ выражается через длину рассеяния a_l (только для $l = 0$ такая величина имеет размерность длины; в общем случае размерность равна L^{2l+1} , например, p -волновая длина рассеяния имеет размерность объема):

$$f_l(\theta) = (2l + 1) a_l k^{2l} P_l(\cos \theta).$$

Если ввести короткодействующий псевдопотенциал $V(r)$, то $f(0)$ может быть вычислена в борновском приближении с плоскими волнами:

$$f(0) = -(m/2\pi\hbar^2) \int e^{-ik'r} V(r) e^{ik'r} dr. \quad (3)$$

Сдвиг энергии выражается как

$$\Delta E_{n,l} = \int V(r) |\psi_{n,l}|^2 dr, \quad (4)$$

где $\psi_{n,l} = Y_{lm}\varphi_{n,l}$ — волновые функции атома водорода. Уравнение (2) является частным случаем уравнения (4). Отсюда получаются соотношения^{26а, 27} между сдвигами энергии $\Delta E_{n,l}$ и длинами рассеяния a_l : для $l = 0$

$$\Delta E_{n,0} = -(\hbar^2/2m) |\varphi_{n,0}|^2 a_0,$$

а в общем случае

$$\Delta E_{n,l}/E_{n,l} = -2n^{-1} [a_l/(0,5nr_B)^{2l+1}] (2l!!)^{-2} (n+l)!(n-l-1)!,$$

где r_B — борковский радиус. Эти соотношения являются весьма общими и могут применяться как к кулоновскому полю на малых расстояниях в ядрах конечного размера, так и к короткодействующему пион-нуклонному потенциалу, который будет рассмотрен в пп. 2 и 4 гл. IV. В последнем случае получается сдвиг за счет сильного взаимодействия, тогда как учет конечной протяженности заряда ядра приводит к сдвигу энергии s -состояния

$$\Delta E_{n,0} \approx |\psi_{n,0}(0)|^2 Ze^2 \langle r^2 \rangle / 6,$$

где $\langle r^2 \rangle = \int \rho(r) r^2 d\tau / \int \rho(r) d\tau$.

Практически расчеты таких сдвигов выполняются на ЭВМ с использованием конкретного вида потенциала и релятивистских волновых функций. Этот сдвиг очень важен для мюонных атомов и является одним из главных оправданий затраченных усилий. Это подробно рассмотрено Акером и др.²⁸, а также в ряде обзорных статей²¹⁻²³. Сдвиги энергии, вызванные конечным размером заряда ядра, приведены в столбце (7) табл. II (см. далее, стр. 428).

г) *Поляризация вакуума*. Другой эффект, которым, учитывая точность современных измерений, нельзя пренебречь даже для больших n , вызван радиационными поправками, из которых наибольший вклад дает поляризация вакуума — ситуация здесь противоположна электронным атомам. Поляризация вакуума — эффект второго порядка с основным членом $\sim \alpha$ — описывает виртуальное образование пар e^+e^- в кулоновском поле и приводит к усилению потенциала, образуемого зарядом ядра. Так как радиус боровской орбиты пропорционален $1/m$, мезон находится в более сильном поле, чем электрон, и эффект соответственно сильнее. Доминирующая часть в лэмбовском сдвиге уровня атома водорода, собственно-энергетическая диаграмма, пропорциональна $1/m^2$, где m — масса движущейся частицы. В то же время поляризация вакуума пропорциональна массе виртуально образуемых частиц, т. е. массе электрона, независимо от массы движущейся частицы. Вследствие этого относительные вклады собственно-энергетической части и поляризации вакуума у электронных и мезонных атомов прямо противоположны. Поляризация вакуума дает всего 2,6% в лэмбовский сдвиг для атома водорода²⁹, а вклад собственно-энергетической части в сдвиг мюонных уровней составляет всего несколько процентов вклада поляризации вакуума³⁰.

Характерным расстоянием, на котором присутствует эффект поляризации вакуума, является комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_e = \hbar/m_e c = 386,16 \text{ ф}.$$

Так как боровский радиус орбиты пиона равен $r_B(n) = 194 n^2/Z a$, эффект поляризации вакуума в тяжелых ядрах заметен даже для высоких уровней, причем он убывает с ростом n медленнее, чем эффект конечных размеров ядра.

Поляризация вакуума в первом порядке по α может быть описана потенциалом $V_p(r)$, который для сферически-симметричного распределения заряда имеет вид ^{31a}

$$V_p(r) = -e^2 (2\alpha/3) \lambda_e \int \rho(r') (r'/r) [Z_1(|r-r'|) - Z_1(r+r')] dr',$$

где

$$Z_1(r) = \int_1^\infty e^{-(2/\lambda_e)r\xi} [1 + (2\xi^2)^{-1}] (\xi^2 - 1)^{1/2} \xi^{-3} d\xi.$$

Этот потенциал приводит к сдвигу энергии порядка $\int |\psi_n|^2 V_p dt$.

Если разложить интеграл для $Z_1(r)$ в ряд по r/λ_e и ограничиться первым членом, имеющим порядок $\ln(r/\lambda_e)$, то получится широко используемое выражение ²¹, данное Фордом и Уилсом ³². Однако для легких ядер и высоковозбужденных состояний мезоатомов более тяжелых ядер такое приближение оказывается недостаточным, и следует рассматривать члены по крайней мере порядка $(r/\lambda_e)^3$. Этот вопрос обсуждался Фрике ^{31a}, который также показал, что члены более высоких порядков по α дают в полную поляризацию вакуума вклад всего в несколько процентов. Найдено ³³, что согласие между квантовоэлектродинамическими расчетами поляризации вакуума и ее экспериментальным значением лучше 1%. Данные о поправках из-за поляризации вакуума приведены в столбце (6) табл. II.

Экранирование атомными электронами уменьшает энергию связи, т. е. приводит к отрицательному энергетическому сдвигу. Однако вследствие того, что даже для высоковозбужденных состояний мезоны находятся глубоко внутри электронных орбит, этот сдвиг очень мал и, например, для мюонного перехода $5g - 4f$ в Pb составляет только ~ 70 эв. Столь малые поправки важны лишь для прецизионных измерений масс-мезонов или электромагнитных поправок, когда используются высокие уровни, чтобы исключить неизвестные ядерные эффекты (см. табл. I на стр. 000).

д) *Мезонные каскады*. Уровни энергии мезоатомов нельзя определить непосредственно. Наблюдаются переходы между уровнями, при которых разность энергий либо переходит в электромагнитную энергию (рентгеновские лучи), либо передается электрону (эффект Оже). До сих пор наблюдалось лишь девозбуждение мезоатомов. Возбуждение наблюдать очень трудно, так как образуется лишь небольшое число атомов и в большинстве случаев не хватает мощности источника. Таким образом, каскад мезонных переходов из высоковозбужденных состояний, в которых образуются мезоатомы, в основное состояние является естественным источником рентгеновских лучей, и именно его следует рассматривать, пока мы пренебрегаем ядерным поглощением.

Вероятности переходов для двух процессов, за счет которых преимущественно происходит девозбуждение мезоатома, имеют вид

$$W_A = (2\pi/\hbar) |\langle \psi_\mu^f \psi_e^f | r_{e\mu}^{-1} | \psi_\mu^i \psi_e^i \rangle|^2 \quad (5)$$

и

$$W_x = [4e^3 (\Delta E)^3 / 3\hbar^4 c^3] |\langle \psi_\mu^f | r | \psi_\mu^i \rangle|^2 \quad (6)$$

для оже- и электрических дипольных переходов соответственно; здесь

$r_{e\mu}$ — расстояние между мезоном и электроном, $\psi_\mu^i, \psi_\mu^f, \psi_e^i, \psi_e^f$ — волновые функции мезона и электрона в начальном и конечном состояниях, а ΔE — энергия перехода. В обоих случаях имеет место правило перехода $\Delta l = \pm 1$, причем преимущество имеют переходы с $\Delta l = -1$. Множитель $(\Delta E)^3$ в уравнении (6) сильно усиливает переходы с максимально возможным Δn . Так как $l \leq n - 1$, могут происходить переходы в состояние с наименьшим n , совместимым с условием $\Delta l = 1$. Таким образом, электрические дипольные переходы приводят к преимущественному заполнению круговых орбит ($n, l = n - 1$). Оценить скорость оже-перехода гораздо труднее, так как она зависит от матричных элементов в уравнении (5). Они максимальны, если имеется заметное перекрытие волновых функций электрона и мезона. Отсюда следовало бы ожидать, что вероятность оже-перехода велика, когда мезонные орбиты сравнимы с электронными, т. е. для больших n и малых энергий связи на верхнем конце каскада. Кроме того, преимущество имеют переходы с наименьшим возможным Δn .

Однако если допустить, что эффект Оже происходит с электроном, имеющим тот же борковский радиус, что и мезон, наименьшее Δn определяется энергией, требуемой для испускания электрона в одно из состояний непрерывного спектра. Например, для пиона с тем же борковским радиусом, как у электрона с $n_e = 4$, имеет место $n_\pi = (m_\pi/m_e)^{1/2} n_e = 66$. Чтобы испустить такой электрон в свободное состояние, должно быть $|\Delta n_\pi| \geq 29$, тогда как $\Delta l = \pm 1$. Орбита $n_\pi = 37$, на которую при этом переходит пион, соответствует $n_e \approx 2$, а чтобы испустить электрон с $n_e = 2$, нужно $|\Delta n_\pi| \geq 13$, $\Delta l = \pm 1$. Если теперь испускается электрон с $n_e = 1$, то $|\Delta n_\pi| \geq 10$, $\Delta l = \pm 1$. Последующие шаги таковы: $|\Delta n_\pi| \geq 3$, $\Delta l = \pm 1$ и $|\Delta n_\pi| \geq 2$, $\Delta l = \pm 1$, при условии, что испускается $1s$ -электрон. Только в случае $n_\pi \leq 9$ будут преобладать оже-переходы типа $\Delta n = -1$ и $\Delta l = -1$. Это означает, что и оже-переходы, происходящие между состояниями с большими n , приводят к преимущественному заполнению состояний с большими l , т. е. с орбитами, близкими к круговой. Несмотря на сложность каскадных процессов, частоты и интенсивности рентгеновских лучей несут информацию о начальном распределении состояний, в которые происходит захват, и тем самым о процессе захвата. Кроме того, понимание каскадного процесса и заселения уровней имеет большое практическое значение для интерпретации измерений интенсивности в пионных атомах (п. 2 гл. II); особенно важна сильная выделенность круговых орбит ($n, l = n - 1$), которая приводит к значительному упрощению. Если мезон захвачен на круговую орбиту, то он и должен оставаться на круговой орбите, претерпевая переходы типа $\Delta n = -1$ и $\Delta l = -1$, пока не достигнет состояния $1s$.

Расчеты каскадов мюонных атомов, т. е. без поглощения, в предположении некоторого распределения по подсостояниям l для начального n (обычно $n = 14$), были выполнены Эйзенбергом и Кесслером³⁴, а также Хюфнером³⁵.

2. Характерные свойства пионных атомов. Кроме электромагнитного взаимодействия, у пионов имеется и сильное взаимодействие с ядром. Как указывалось выше, это взаимодействие из-за своего короткодействующего характера играет важную роль только для тех мезонных состояний, которые сравнительно близки к ядру. Даже для самых тяжелых ядер эффект не наблюдался для $n > 6$. Поэтому исследования, не связанные с сильным взаимодействием (например, измерение массы пиона, изучение пионного каскада, изучение влияния химических свойств или свойств конденсированной среды), следует проводить

на переходах, происходящих на расстояниях больше ядерных размеров. Наоборот, изучение ядерных эффектов, вызванных сильным взаимодействием, лучше всего проводить на переходах, идущих на самые низкие уровни. Так как мюоны обладают только слабым и электромагнитным взаимодействиями с ядром, довольно очевидно (но тем не менее об этом следует упомянуть), что самым прямым способом исследования отклонения свойств пионных атомов от чисто электромагнитных является сравнение их с мюонными атомами, и поэтому часто чрезвычайно важно хорошее знание свойств мюонного атома.

Отклонение от электромагнитной схемы уровней проявляется в основном в двух явлениях. Во-первых, происходит *сдвиг уровня* по отношению к энергии, определяемой электромагнитным взаимодействием. Во-вторых, может произойти поглощение пиона нуклонами. Это приводит к *уширению уровней*, с которых происходит поглощение. Такой эффект во многих случаях может быть измерен и отделен от естественной лоренцевой ширины Γ линии π -мезоатомного рентгеновского излучения. Так как радиус сильного взаимодействия мал, в данном атоме будет сильно изменяться только один уровень, а эффект в соседнем более высоком уровне $(n + 1, l + 1)$ будет примерно на три порядка слабее. Отсюда следует, что с современной методикой для какого-либо конкретного пионного атома ни сдвиг энергии, ни форму линии нельзя измерить более чем для одного рентгеновского перехода и что изменение энергии и ширина линии при таком переходе почти полностью определяются тем уровнем, на который происходит переход. Однако ширина уровня, с которого происходит переход, даже будучи на три порядка меньше, также может быть определена, но с помощью измерения интенсивности перехода, которая зависит от отношения вероятности поглощения пиона $W_a = \Gamma_a/\hbar$ к вероятности W_x электрического дипольного перехода. Поэтому основные усилия в экспериментальном изучении сильного пион-ядерного взаимодействия направлены на измерение точных значений энергий, формы линий и интенсивностей переходов.

а) *Сдвиги уровней*. Интерпретация уровней энергии и их сдвигов за счет сильного взаимодействия весьма сложна. Энергия мезонного уровня может быть приближенно представлена в виде суммы

$$E \approx E_{KG} + E_{FS} + E_{VP} + E_N; \quad (7)$$

E_{KG} — энергия связи пиона в ядре (Z, A) с точечным зарядом. Она дается выражением (1) для собственного значения уравнения Клейна — Гордона

$$[\hbar^2 \nabla^2 + c^{-2} (E - V_K)^2 - \mu^2 c^2] \psi = 0, \quad (8)$$

где μ — приведенная масса пиона, а V_K — кулоновский потенциал. Во всех практически важных случаях E_{KG} много больше остальных слагаемых (7). Сдвиг энергии E_{FS} , возникающий из-за конечных размеров заряда ядра, получается, если заменить V_K в уравнении (8) потенциалом V_{FS} , создаваемым зарядом, распределенным по объему ядра; E_{FS} всегда меньше нуля. E_{VP} — поправка за счет поляризации вакуума (см. п. 1, гл. II), которая всегда больше нуля. E_N — сдвиг энергии вследствие сильного взаимодействия. Он может быть описан потенциалом сильного взаимодействия V_N . При этом вместо (8) получается уравнение

$$[\hbar^2 \nabla^2 + c^{-2} (E - V_{FS})^2 - \mu^2 c^2] \psi = 2\mu V_N \psi \quad (9)$$

Полезно провести грубую оценку зависимости E_N от Z по теории возмущений, где

$$E_N(n, l) \sim \int V_N(r) \phi_{n,l}^2(r) dr.$$

Если взять прямоугольный потенциал с радиусом ядра R и учесть, что $R \sim A^{1/3}$ и $A \sim Z$, то получим

$$E_N(n, l) \sim Z^{4(2l+3)/3}. \quad (10)$$

Таким образом, сдвиг за счет сильного взаимодействия E_N является быстроменяющейся функцией Z , особенно для высоких l . Экспериментально E_N определяется из уравнения (7) как разность

$$E_N = E - (E_{KG} + E_{FS} + E_{VP})$$

между измеренной величиной E и значением $E_{теор}$, вычисленным с учетом всех электромагнитных эффектов ($E_{теор} = E_{KG} + E_{FS} + E_{VP}$). Поэтому, конечно, перед тем как пытаться использовать сильное взаимодействие, мы должны рассмотреть все электромагнитные эффекты. К счастью, они обычно малы по сравнению с E_N (см. ниже табл. II), а неточности в их вычислении малы по сравнению с экспериментальными ошибками. Изложенный подход может быть подвергнут критике, так как вклады отдельных членов в правой части уравнения (7) не являются строго аддитивными. Сдвиг за счет сильного взаимодействия E_N сопровождается изменением пионной волновой функции, что в свою очередь меняет E_{VP} и E_{FS} . Строгое сравнение можно проводить только между экспериментальной величиной и результатом расчета, в котором одновременно учитываются все взаимодействия. Но это можно проделать, если существует соответствующая теория (см. гл. IV). Ее не было, когда выполнялись первые измерения. Кроме того, рассмотрение отдельных вкладов более отчетливо показывает величины различных эффектов.

б) *Ширины уровней.* Ширина линии уровня Γ допускает непосредственную интерпретацию. Она связана с обратным временем жизни соотношением

$$\Gamma = \hbar W, \quad \Gamma(\pi\pi) = 6,58 \cdot 10^{-16} W \text{ (сек}^{-1}\text{)}.$$

Так как все вероятности переходов электромагнитного типа $\Gamma_{эм} \ll \Gamma_a$, где Γ_a обозначает аппаратное разрешение, ими можно пренебречь, и тогда в опыте измеряется только ширина, связанная с сильным взаимодействием, т. е. с поглощением пиона с того уровня, на который происходит переход. Ширина Γ также сильно зависит от Z . Те же соображения, которые излагались выше для сдвигов энергии, приводят к зависимости от Z , аналогичной выражению (10)

$$\Gamma(n, l) \sim Z^{4(2l+3)/3}.$$

В одном месте нужно быть осторожным. Мезонные рентгеновские линии могут иметь сверхтонкое расщепление за счет электрического или магнитного моментов. В частности, ядра с большими квадрупольными электрическими моментами могут приводить к расщеплению линий для таких переходов, в которых существенно уширение из-за сильного взаимодействия. В большинстве случаев такие расщепленные линии не могут быть разрешены экспериментально, и внешний эффект выглядит как уширение линии. Сверхтонкая структура уровня, однако, легко вычисляется в теории возмущений^{28,36}: $\Delta E = 0,5e^2Q \langle \varphi_{n,l}(r) | f(r) | \varphi_{n,l}(r) \rangle \times$ (множитель, зависящий от углового момента), причем пионные матричные элементы выражаются в виде

$$\langle \varphi_{n,l}(r) | f(r) | \varphi_{n,l}(r) \rangle = R^{-5} \int_0^R r^2 \varphi_{n,l}^2(r) dr + \int_R^\infty r^{-3} \varphi_{n,l}^2(r) dr,$$

если допустить, что квадрупольное распределение сосредоточено на поверхности ядра с радиусом R . Это выражение заменяет ожидаемое значение $\langle r^{-3} \rangle$ для случая точечного заряда ядра и приводит к уменьшению сдвига энергии ΔE не более чем на 10%. ΔE следует учитывать при определении истинной ширины линии.

в) *Интенсивности*. Наиболее яркое отличие между спектрами мюонных и пионных рентгеновских лучей проявляется в отношении интенсивностей различных серий. Если энергия настолько высока, что оже-переходы не играют доминирующей роли, то наблюдаются все мюонные серии рентгеновских лучей, начиная с переходов в состояния с высокими n (например, $n \approx 10$ для тяжелых элементов и соответственно меньше для легких элементов) и кончая переходами в основное состояние (K -серия). Однако в спектрах пионных рентгеновских лучей интенсивности отдельных переходов убывают с ростом Z , пока, наконец, переход не исчезает; не наблюдаются и все последующие переходы. K -серия ($2p - 1s$, $3p - 1s$, ...) или ее главная линия ($2p - 1s$) наблюдаются только при $Z \leq 11$, главная линия L -серии ($3d - 2p$) — при $Z \leq 30$, главная линия M -серии ($4f - 3d$) — при $Z \leq 59$. Причина состоит в том, что вероятность поглощения пиона W_a с данного уровня увеличивается с ростом Z сильнее вероятности электрического дипольного перехода W_x . W_x пропорциональна Z^6 , тогда как W_a для самых малых l , где поглощение может конкурировать с испусканием рентгеновских лучей (т. е. $l=1$ согласно уравнению (10)), пропорциональна $Z^{6,7}$. Выше некоторого Z поглощение доминирует столь сильно, что рентгеновский переход не может наблюдаться.

Точное измерение интенсивностей переходов можно использовать для определения вероятности поглощения с верхнего уровня перехода. Этот метод основан на сравнении W_a с вероятностью перехода W_x , которая легко вычисляется. Выход Y наблюдаемых рентгеновских переходов между определенными начальным и конечным состояниями на один образовавшийся мезоатом дается выражением

$$Y(i; f) = Y(n, l; n', l') = \\ = W_x(n, l; n', l') P(n, l) / [W_x(n, l; n', l') + W_A(n, l) + W_a(n, l)],$$

где $W_A(n, l)$ обозначает вероятность оже-перехода с начального уровня (n, l) . Если ограничиться только рентгеновскими переходами между круговыми орбитами, то существует лишь одна возможность для оже-перехода $\Delta n = -1$, $\Delta l = -1$. $P(n, l)$ — населенность начального уровня. Отсюда получаем скорость поглощения с уровня (n, l)

$$W_a(n, l) = \Gamma/\hbar = \\ = W_x(n, n-1; n-1, n-2) \{ [P(n, n-1)/Y(n, n-1; n-1, n-2)] - 1 \} \\ - W_A(n, n-1; n-1, n-2); \quad (11)$$

здесь предполагается, что измеряется выход Y и населенность P является известной величиной. Лучшим способом определения P является, конечно, измерение рентгеновских переходов, идущих на данный уровень, при условии, что заполнение уровня происходит преимущественно за счет рентгеновских переходов:

$$P(n, l) = \sum_{i=1}^{\infty} Y(n+i, l+1; n, l) + \sum_{i=1}^{\infty} Y(n+i, l-1; n, l). \quad (12)$$

Энергии переходов для соответствующих членов первой и второй сумм очень близки, и поэтому такие два перехода дают одну экспериментальную рентгеновскую линию. Не всегда имеется возможность измерить нужные

выходы с достаточной точностью, и тогда приходится обращаться к более косвенным методам, описанным в п. 2 гл. V. Величина W_A в большинстве случаев мала, и ею можно пренебречь. Величина W_x рассчитывается с помощью соотношения (6). Очевидно, однако, что сильное взаимодействие меняет величину радиационного перехода W_x . Выше мы уже видели, что сильное взаимодействие влияет на величину энергии перехода. Искажаются также и лионные волновые функции, что будет обсуждаться ниже (гл. IV), и это вызывает изменение в матричном элементе выражения (6). Указанные два эффекта в значительной степени компенсируют друг друга. Тем не менее W_x может измениться за счет сильного взаимодействия на величину порядка 10% ³⁷. Таким образом, этот эффект необходимо учитывать при точном определении W_a . Численные примеры приведены в табл. V (см. стр. 431).

Описанный метод дает хорошие результаты, если вероятности γ -перехода и поглощения имеют одинаковый порядок величины. Таким образом могут быть определены вероятности поглощения $W_a \approx 10^{14} - 10^{16} \text{ сек}^{-1}$, что соответствует Γ от 10^{-1} до 10 эв . Так как возможности измерения формы линии (гл. III) ограничены условием $\Gamma > 10 \text{ эв}$, этот метод очень удачно дополняет прямой способ определения ширины. В результате могут измеряться ширины в интервале, охватывающем шесть порядков величины.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Образование мезоатомов является самой легкой частью эксперимента и проводится обычным способом. Так как мезоны должны остановиться в мишени, лучше всего использовать пионы низкой энергии, чтобы избежать введения замедлителя, в котором часть пионов теряется в результате взаимодействия с ядрами. Однако максимальное число отрицательных пионов, возникающих при облучении протонами внутренней мишени в синхроциклотроне, обладает более высокими энергиями. До сих пор все исследования пионных атомов проводились только на синхроциклотронах. При этом в качестве компромисса используется пучок пионов с импульсом $\sim 200 \text{ Мэв/с}$; достигаются потоки 10^6 мезонов в секунду. Положение может измениться в будущих исследованиях на линейных ускорителях или «мезонных фабриках», где для образования пионов служит внешняя мишень, и поэтому с самого начала будут использоваться пионы с малым импульсом. Хотя пионный пучок анализируется по импульсам в отклоняющем магните, неизбежно его загрязнение мюонами от π -распадов. В значительной степени от мюонов можно освободиться, если использовать разную длину пробега мюонов и пионов. В обычном методе при использовании телескопа со сцинтилляционными счетчиками (рис. 1) совпадение по схеме 1, 2, 3, 4 служит сигналом того, что заряженная частица остановилась в мишени. Кривые по пробегам, полученные при этом, имеют типичную ширину около 5 г/см^2 и содержат около $(5-10) \cdot 10^4$ остановившихся пионов. Использование крестообразной формы мишени дает возможность работать с двумя детекторами и приводит к уменьшению потерь в мишени. Счетчики 5 служат для того, чтобы рассеянные частицы не регистрировались германиевыми γ -детекторами. При такой схеме совпадений легко достигается время разрешения в несколько наносекунд.

Основная часть данных была получена с использованием полупроводниковых детекторов для измерения энергии рентгеновских лучей. Для энергий от 8 до 50 кэв лучше использовать детектор с Si(Li), а при больших энергиях предпочтительнее детектор с Ge(Li). Так как большинство интересных пионных рентгеновских линий имеет энергию порядка нескольких

сетен *кэв*, толщина детектора менее важна, чем размер его поверхности. Последняя определяет телесный угол, который должен быть как можно больше, потому что источники излучения очень слабы. Но так как электрическая емкость детектора, главным образом определяющая отношение сигнала к шуму и тем самым его энергетическое разрешение, пропорциональна поверхности, тем самым размер поверхности ограничен сверху. Поэтому лучше всего проводить измерения одновременно несколькими детекторами. Хорошее энергетическое разрешение детектора важно для точных измерений энергии и еще важнее для определения ширины

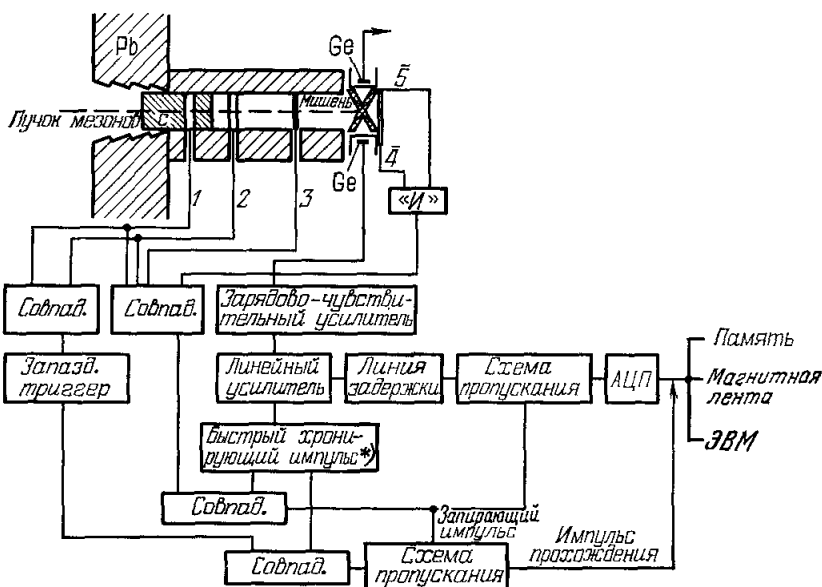


Рис. 1. Типичная схема расположения счетчиков и основных электрических цепей при измерении мезонных рентгеновских лучей.

линии, особенно в случаях узких линий. Хорошее разрешение требуется даже для измерений интенсивности, так как в пионных спектрах часто встречаются ядерные γ -линии, которые имеют аппаратную ширину и отделяются тем легче, чем меньше эта ширина. В настоящее время с детектором размером в несколько квадратных сантиметров может быть достигнута ширина линии на полувысоте 1 *кэв* в районе 100 *кэв*, если использовать малощумящие зарядово-чувствительные предусилители, на первой ступени которых стоит германиевый полевой транзистор при температуре жидкого азота, находящийся в вакууме рядом с детектором. После прохождения линейного усилителя импульсы попадают на аналогово-цифровой преобразователь. Информация может накапливаться в памяти многоканального анализатора либо записываться на магнитную ленту, либо сразу же обрабатываться ЭВМ, включенной «в линию» с экспериментальной аппаратурой. При благоприятных условиях, без каких-либо ограничений на статистику, энергии рентгеновских лучей могут измеряться с точностью ± 20 эв, а также измеряться ширины линий с величиной больше 100 эв.

Точное измерение энергии γ -кванта требует времени порядка нескольких микросекунд, не считая времени, необходимого для аналогово-циф-

*) Метод переднего фронта, или метод пересечения нуля, или метод дискриминации по постоянной доле импульса.

рового преобразователя. С другой стороны, чтобы отобразить события, когда сигнал γ -детектора совпадает с остановкой заряженной частицы в мишени, γ -детектор должен обеспечивать быстрый сигнал. Удовлетворить этим противоположным требованиям можно, лишь отделив от линейного канала быстрый, как показано на рис. 1.

Чтобы уменьшить разброс времени образования сигнала, а также его зависимость от высоты импульса, которая особенно велика для энергий ниже 100 кэв, использовалось несколько методов. В методе переднего фронта используют нелинейное усиление, доводя импульсы до насыщения. Возрастающий край импульса становится крутым, и время, за которое импульс достигает порога дискриминации, устанавливаемого немного выше уровня шума, в значительной степени не зависит от высоты импульса. В методе пересечения нуля используется тот факт, что биполярные импульсы с очень разными временами возрастания проходят через нуль за очень узкий интервал времени. В это время формируется сигнал, который, однако, приходит с запозданием, приводя к необходимости иметь линии задержки в других частях схемы. Недавно стал использоваться метод с дискриминатором по постоянной доле импульса. В нем для формирования временного сигнала берется тот момент времени, когда величина сигнала достигает определенной доли от своего значения в максимуме. На практике этот метод дал наилучшие результаты.

С помощью этих методов длительность импульса от германиевого детектора, который нужен для обеспечения эффективного совпадения с пучковым телескопом, может быть уменьшена примерно до 20 нсек. Это важно для уменьшения фона от случайных совпадений, так как нельзя забывать, что синхроциклотроны являются машинами импульсного действия с загрузкой менее 50% даже при самых благоприятных условиях.

Германиевый детектор имеет энергетическое разрешение $\Delta E/E \sim 10^{-2}$ в районе 100 кэв. Значительно более высокое разрешение можно получить с кристаллическим дифракционным спектрометром, светосила которого увеличивается при использовании кристалла, обработанного в виде цилиндра с радиусом, равным расстоянию между источником и кристаллом (Дюмон). Для кристалла кварца было достигнуто разрешение $\Delta E = 1,6 \cdot 10^{-5}$ эв, что соответствует $\Delta E/E \sim 10^{-3}$ в районе 100 кэв. С другой стороны, при этом очень мала эффективность детектирования. Даже в максимуме, приходящемся на энергию вблизи 50 кэв, она достигает лишь $2,5 \cdot 10^{-6}$, быстро падая в обе стороны. Поэтому рассматриваемый метод применяется лишь в специальных случаях, когда требуются прецизионные измерения (см. п. 1 гл. V). При точных измерениях энергии отдельных линий, где в действительности не требуется высокого разрешения, более плохое разрешение германиевого детектора компенсируется гораздо большей статистикой, при которой положение линии может быть определено с точностью около 1% аппаратурной ширины. В случае малой статистики для дифракционного спектрометра это невозможно. Однако в будущем на «мезонных фабриках» низкая эффективность детектирования может быть компенсирована большой интенсивностью пучка и можно будет разрешать сверхтонкую структуру. Здесь уже будет необходим детектор с высоким разрешением.

Очень важно откалибровать детектирующую систему как с точки зрения энергетической зависимости, так и с точки зрения воспроизводимой формы линии. В качестве калибровочных линий использовались либо γ -линии от радиоактивных источников, либо мюонные рентгеновские кванты. Мюонные линии, образующиеся одновременно с пионным спектром, обладают несколькими решающими преимуществами, если их энергии близки к энергиям исследуемых линий. Их «источник» распределен

в мишени примерно так же, как и источник пионных рентгеновских лучей; почти одинаковы поправки на геометрию и на поглощение. Распределение событий по времени, а потому и нагрузка на детектор одинаковы для обоих типов рентгеновских квантов. Надлежащим образом выбранные мюонные рентгеновские переходы можно рассчитать с любой желаемой точностью. Трудность состоит только в том, что не всегда можно найти подходящие рентгеновские переходы. Энергия тех линий, для которых велики поправки за счет конечных размеров и поляризации ядра,

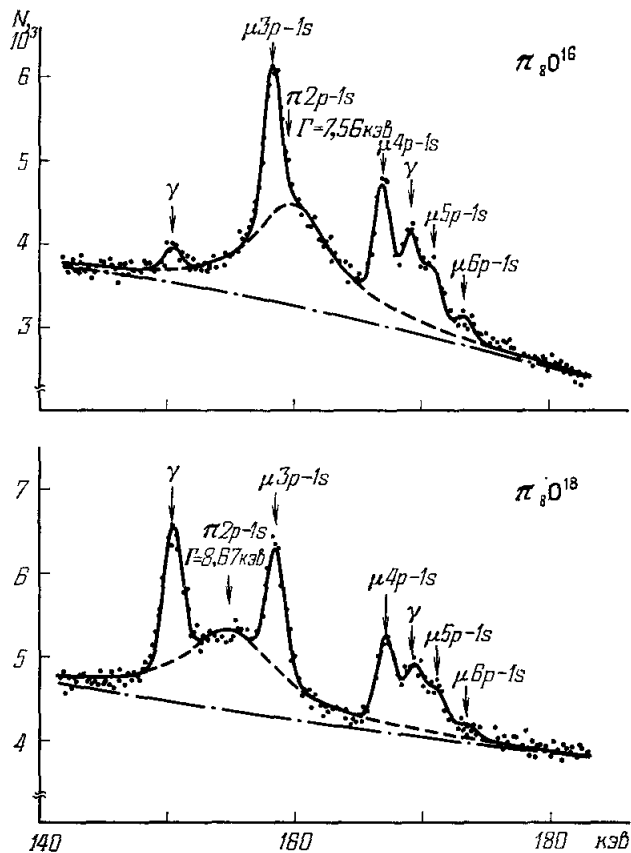


Рис. 2. Рентгеновские спектры пионных атомов O^{16} и O^{18} при энергиях в районе $2p \rightarrow 1s$ -линии (по 17).

по могут быть рассчитаны точно; нельзя также использовать переходы, в которых имеется дублет с неразрешенной тонкой структурой, так как отношение интенсивностей двух компонент недостаточно хорошо известно. Поэтому нельзя отказываться от калибровки по радиоактивным γ -линиям. Но при точной калибровке по энергии и форме линии следует принять меры предосторожности, чтобы избежать эффектов от разности в вероятностях и направлении рентгеновского излучения от пионных атомов и при калибровочных измерениях. Так как играет роль и форма спектров, например, на пионных пучках могут быть большие импульсы, перегружающие аппаратуру, — лучшим способом является калибровка одновременно с измерениями. Радиоактивные источники всегда присутствуют. Чтобы калибровочные сигналы измерялись только во время импульса синхроцикло-

трона, регистрируются лишь γ -кванты, находящиеся в совпадении с входящей частицей пучка. Требуется, чтобы при этом срабатывал счетчик, регистрирующий прохождение начальной частицы съвозь мишень, что служит для отделения пионных рентгеновских лучей от спектра радиоактивных γ -квантов. Частоту таких событий легко отрегулировать нужным образом, подбирая длительность импульсов, запускаемых пучковыми частицами. Так как события с рентгеновскими лучами обычно редки, вырабатывается «запирающий» импульс, дающий им преимущество (см. рис. 1). Для примера на рис. 2 приведены пионные спектры в O^{16} и O^{18} , на которых видны также мюонные «калибровочные линии».

Из рассмотрения рис. 2 ясно, что главной задачей является оценка таких спектров. Чтобы извлечь из спектра не только положения линий, но и их форму, необходимо тщательное сравнение с калибровочными линиями. Самое главное — учесть различную форму фона под линией. Это вряд ли можно проделать без помощи ЭВМ, которая определяет лучшую подгонку под экспериментальные точки, при которой выполняются определенные условия, налагаемые свойствами калибровочных линий. Уширенные пионные линии имеют лоренцову форму, размытую за счет аппаратурного разрешения, которое имеет обычно гауссов вид:

$$f(x) = A \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ -[(x-x')/G]^2 \} \{ 1 - [(x' - x_0)/0,5\Gamma]^2 \}^{-1} dx';$$

здесь G обозначает аппаратурную ширину гауссова распределения, а Γ — лоренцову ширину линии с центром в точке x_0 . Программа лучшей подгонки определяет параметр интенсивности A , ширину Γ и положение линии x_0 . Параметр G находится из данных по калибровочным спектрам. Фон по обе стороны от линии также аппроксимируется с помощью ЭВМ и затем экстраполируется. Очевидно, что точность определения параметров линии зависит от многих обстоятельств. Кроме явного влияния отношения пика к фону и полученной статистики, важно наличие близких калибровочных линий. При высокой точности нельзя предполагать линейность системы. Следует проводить полиномиальную подгонку по многим калибровочным линиям. Если $\Gamma \ll G$, то определение Γ становится менее надежным. То же самое относится и к большим величинам Γ , так как при этом становится важной точная форма фона.

IV. ТЕОРИЯ ПИОННЫХ АТОМОВ

Экспериментальные данные о пионных атомах столь точны и имеются в таком большом количестве, что их тщательное сравнение с теоретическими представлениями может дать новые сведения о пион-ядерном взаимодействии и об определенных аспектах структуры ядра. Мы ограничимся обсуждением эффектов, связанных с сильным взаимодействием пионов с ядрами. Следует начать с обсуждения основ теории этого взаимодействия, а затем перейти к изменениям, возникающим при учете того, что пион взаимодействует не с отдельным нуклоном, а с ядерной материей или с какой-либо подструктурой ядра. Затем должно быть рассчитано влияние таких процессов на мезонные уровни энергии. Отсюда ясно, что имеется несколько этапов при установлении связи между элементарными процессами и наблюдаемыми величинами в пионных атомах. Такая ситуация, с другой стороны, оставляет возможность для различных подходов. В частности, в различных местах цепочки заключений вводились феноменологические теории. Соответственно и сравнение теории с экспе-

риментом можно проводить на разных уровнях и для различных величин; в значительной степени это зависит от цели, которая преследуется при интерпретации данных о пионных атомах. В настоящей статье невозможно воздать должное различным точкам зрения, и мы попытаемся указать только на наиболее часто используемые модели и на те из существующих расчетов, которые проведены наиболее тщательно, так как они допускают самое подробное сравнение теории с экспериментом.

При наиболее распространенном описании пион-ядерного взаимодействия используется оптический потенциал

$$V_{\text{опт}} = \text{Re } V + i \text{Im } V,$$

что делается по аналогии с рассеянием света на однородной оптической среде с комплексным показателем преломления³⁹. Первого порядка теории возмущений оказывается недостаточно, и бралось уравнение Шрёдингера с действительным потенциалом в виде прямоугольной ямы, которое решалось либо приближенно^{40, 41}, либо точно⁴². В более микроскопических моделях делаются попытки связать пион-ядерное взаимодействие с элементарным пион-нуклонным взаимодействием, причем используется импульсное приближение⁴³. Так как важны *s*-волновое и *p*-волновое пион-ядерные рассеяния, которые приводят соответственно, к отталкивающему и притягивающему потенциалам, Кисслингер⁴⁴ вместо простого локального оптического потенциала ввел потенциал, зависящий от скорости. В работах Т. Эриксона и М. Эриксон^{41, 45} с помощью теории многократного рассеяния пионов были объединены различные аспекты задачи для того, чтобы вывести значения констант в потенциале Кисслингера из элементарных процессов.

Элементарные процессы, которые здесь интересны, таковы: упругое рассеяние пионов на нуклонах

$$\pi^- + N \rightarrow \pi^- + N$$

и поглощение пионов

$$\pi^- + N + N \rightarrow N + N. \quad (13)$$

В упругом пион-нуклонном рассеянии доминирует резонанс ($J = 3/2$, $T = 3/2$) в πN -системе при 180 Мэв. Это означает, что даже при низких энергиях, кроме *s*-волнового рассеяния, важную роль играет *p*-волновое рассеяние. Такой процесс подробно обсуждался Гамильтоном и Вулком⁴⁶ и Мурхаузом⁴⁷.

Процесс поглощения (13) характеризуется тем обстоятельством, что в ядерной материи происходит только поглощение на двух нуклонах. У пиона в связанном состоянии импульс близок к нулю, а при захвате освобождается энергия 140 Мэв. Законы сохранения энергии и импульса требуют, чтобы импульс отдельного нуклона, на котором происходит поглощение, был равен

$$p = [2M(m_\pi c^2 - B_p - E_{\text{возб}})]^{1/2},$$

где M и m_π — массы нуклона и пиона, B_p — энергия отделения внешнего протона, $E_{\text{возб}}$ — энергия, затрачиваемая на возбуждение ядра. Это означает, что нуклону, которым захватывается пион, необходимо иметь фермиевский импульс около 500 Мэв/с. Так как фермиевские импульсы в ядре обычно гораздо меньше⁴⁸, поглощение отдельным нуклоном маловероятно. Однако если пион захватывается коррелированной парой нуклонов, как было предложено Бракнером и др.⁴⁹, то конечное состояние может без труда иметь нулевой импульс, если освобождающаяся энергия поровну делится между двумя нуклонами, которые покидают ядро с противоположно направленными импульсами. В этом случае

каждый из нуклонов имеет импульс $p = 370 \text{ Мэв/с}$, но по отношению к центру масс нуклонной пары, скорость которого равна нулю. Такой импульс соответствует расстоянию между нуклонами $r = \hbar/p$, равному примерно $0,5 \text{ ф}$. Это много меньше среднего расстояния между нуклонами в ядре $\sim 2 \text{ ф}$. Поэтому исследование поглощения пионов в ядрах, проводимое при помощи пионных атомов, чувствительно к высокоимпульсным компонентам и корреляциям в ядрах на малых расстояниях. Существует большое количество работ по взаимодействию пионов с самыми легкими ядрами, которые рассматривались в обзоре Зупанчича⁵⁰. Многими авторами⁵¹ поддерживалась модель двухнуклонного поглощения пионов. Выполнен ряд расчетов⁵², на которых мы не имеем возможности здесь остановиться.

1. Упругое рассеяние и сдвиг энергии уровней. Связь между упругим пион-нуклонным рассеянием в состоянии с определенным угловым моментом и сдвигом энергии соответствующего уровня обсуждалась в разделе 1 гл. II. Так как размеры пионных орбит велики по сравнению с радиусом ядра, для пиона, находящегося в s -состоянии по отношению к ядру, доминирующим является s -волновое взаимодействие между пионом и нуклоном. Аналогичным образом p -волновое πN -взаимодействие доминирует, если пион находится в p -состоянии относительно ядра, при условии, что ядро достаточно мало. Подробное исследование соотношения между s - и p -волновыми взаимодействиями в π -мезоатомном p -состоянии было проведено в работе⁵³. Партенским и Эриксоном было показано²⁵, что вкладом состояний с более высокими l можно пренебречь.

Поэтому, следуя Эриксонам⁴¹, амплитуду рассеяния пиона на i -м нуклоне можно следующим образом записать в импульсном приближении, которое, как ожидается, должно хорошо работать для пионов низкой энергии:

$$f_i(\mathbf{r}) = \{b'_0 + b'_1(\mathbf{t}\boldsymbol{\tau}) + [c'_0 + c'_1(\mathbf{t}\boldsymbol{\tau})|\mathbf{k}\mathbf{k}'|\} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i); \quad (14)$$

здесь $\mathbf{t}$ и $\boldsymbol{\tau}$ — изоспины пиона и нуклона. Мы пренебрегли членом $\sigma[\mathbf{k}\mathbf{k}']$, пропорциональным спину нуклона. Константы в уравнении (14) могут быть выражены через обычные s -волновые (a_{2T}) и p -волновые (a_{2T}, a_J) длины рассеяния, где T и J — изоспин и спин системы πN . При использовании длин рассеяния, данных Гамильтоном и Вулкоком⁴⁶, получаются следующие значения в единицах комптоновской длины волны λ_π :

$$\begin{aligned} b'_0 &= (a_1 + 2a_3)/3 = -0,0017 \lambda_\pi, \\ b'_1 &= (a_3 - a_1)/3 = -0,086 \lambda_\pi, \\ c'_0 &= (4a_{33} + 2a_{13} + 2a_{31} + a_{11})/3 = -0,208 (\lambda_\pi)^3, \\ c'_1 &= (2a_{33} - 2a_{13} + a_{31} - a_{11})/3 = 0,184 (\lambda_\pi)^3. \end{aligned}$$

Амплитуда рассеяния пиона на ядре получается затем в первом приближении как когерентная сумма длин πN -рассеяния. Таким способом Дезер и др.¹⁴ вывели выражение для потенциала ядра, рассматривая только два первых члена уравнения (14), т. е. только s -волновое взаимодействие:

$$V_N(r) = -2\pi\hbar^2\mu_\pi^{-1} [ZA^{-1}a_p + (A - Z)A^{-1}a_n] \rho(r). \quad (15)$$

Этот потенциал приводит к сдвигу энергии в $1s$ -состоянии. Сюда входят s -волновые длины π - p -рассеяния $a_p = (2a_1 + a_3)/3$ и π - n -рассеяния $a_n = a_3$; $\rho(r)$ — распределение плотности нуклонов.

Интересно, что $a_n = b'_0 + b'_1$ почти равно $a_p = b'_0 - b'_1$, но с противоположным знаком. Поэтому теоретический сдвиг s -уровня для ядер с $T = 0$ ($A = 2Z$) получается из (15) много меньше наблюдаемого сдвига. Это вызвано почти полным сокращением изосинглетной и изотриплетной длин в члене b'_0 . Таким образом, приближения, основанного на уравнении (15), оказывается недостаточно, и нужно рассматривать эффекты более высокого порядка. В случае многократного рассеяния при низких энергиях имеется возможность рассеяться более одного раза на одной и той же частице. Это приводит к изменению локального поля, связанному с дискретной природой ядерной материи^{265, 41}. Такое изменение можно описать путем замены начальной волны φ на эффективное поле

$$\varphi_{\text{эфф}} = \varphi / (1 + a \langle r^{-1} \rangle_{\text{норр}}). \quad (16)$$

Поэтому s -волновая длина рассеяния заменяется на

$$a_{\text{эфф}} = a - a^2 \langle r^{-1} \rangle_{\text{норр}}.$$

На практике линейный член очень мал. Квадратичный член доминирует и приводит к отталкивающему потенциалу, заменяющему выражение (15). Так как $\langle r^{-1} \rangle_{\text{норр}}$ больше для корреляций на больших расстояниях, наблюдается в основном их эффект (корреляции, обусловленные принципом Паули). Важно также p -волновое рассеяние, которое зависит от импульса пиона $\mathbf{k}$, как видно из третьего члена уравнения (14). Импульс пиона меняется при прохождении поверхности ядра. Посредством тождества

$$\mathbf{k} = -i (\nabla e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$$

члены типа $\mathbf{k}\mathbf{k}'(r)$ преобразуются в выражение типа $\nabla \rho(r) \nabla$ в потенциале, полученном при обращении уравнения (3)

$$V(r) = -2\pi\hbar^2 m_\pi^{-1} \int f(\theta) e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}} d^3(\mathbf{k}-\mathbf{k}').$$

Таким способом получается^{41, 54a} потенциал ядра в виде

$$V_N(r) = -2\pi\hbar^2 \mu_\pi^{-1} \{b_0 \rho(r) + b_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)] + \\ + \nabla f^{-1} (c_0 \rho(r) + c_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)]) \nabla\},$$

где $\rho(r) = \rho_n(r) + \rho_p(r)$ — сумма плотностей нейтронов ρ_n и протонов ρ_p . Эффективные параметры b_0 , b_1 и c_0 , c_1 тесно связаны с длинами рассеяния b'_0 , b'_1 и c'_0 , c'_1 , о которых говорилось выше. Но они включают и рассмотренные ранее эффекты корреляций. Кроме того, в них учтено, что рассеиватели связаны в ядре и обладают фермиевским движением, а также включены действительные части амплитуд рассеяния на двух нуклонах, которые будут обсуждаться ниже. Корреляции на малых расстояниях приводят еще к эффекту Лорентц — Лоренца (см. ⁴¹) в p -волновом взаимодействии, в результате чего появляется множитель f :

$$f = 1 + \xi (4\pi/3) \{c_0 \rho(r) + c_1 [\rho_n(r) - \rho_p(r)]\}. \quad (17)$$

$\xi = 0$ отвечает отсутствию корреляций, а $\xi = 1$ — случаю антикорреляций между нуклонами с очень малым характерным расстоянием. Выражение (17) не зависит от корреляционной длины. Поэтому наиболее важны корреляции на малых расстояниях, существующие между всеми нуклонами.

Заметим, что p -волновая длина π^-p -рассеяния ($c'_0 - c'_1$) в 14 раз меньше длины π^-n -рассеяния, т. е. π^-p -взаимодействие в p -состоянии при низких энергиях практически отсутствует.

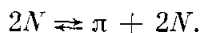
Потенциал (16) состоит из локальной части (два первых члена) и части, зависящей от скорости, которая похожа на выражение, введенное Кисслингером⁴⁴. Поэтому имеется возможность построения схемы с отталкивательным сдвигом s -уровня и притягивательными сдвигами уровней с $l > 0$. Оператор потенциала V_N действует на волновую функцию пиона ϕ . Отсюда ясно, что локальная часть доминирует для s -волны, когда пионная волновая функция в области ядра велика, а ее градиент мал. Ситуация для p -, d - и f -волн противоположная, так как при этом у поверхности ядра волновая функция мала, а ее градиент может быть гораздо больше. Таким образом, параметризация при помощи потенциала Кисслингера обладает тем большим преимуществом, что каждый параметр определяется в основном одним наблюдаемым эффектом, как будет указано в табл. VI (стр. 433).

2. Поглощение пионов. Поскольку ядерный потенциал V_N должен описывать и поглощение пионов, обсуждавшееся выше, к нему следует добавить мнимую часть. Имеет смысл ввести мнимую часть как в локальную часть потенциала ($\text{Im } B_0$), так и в градиентную ($\text{Im } C_0$).

Эти параметры появляются как мнимые части констант в феноменологической амплитуде рассеяния на двух нуклонах, которая строится по аналогии с выражением (14):

$$f_{i,j} = \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \delta[\mathbf{r} - (1/2)(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)] \times \\ \times \{B_0 + C_0 \mathbf{k}' \mathbf{k} + (B_1 + C_1 \mathbf{k}' \mathbf{k})[(\mathbf{t}\mathbf{r}_i) + (\mathbf{t}\mathbf{r}_j)(\mathbf{t}\mathbf{r}_i)]\}.$$

Комплексные константы B_0 и C_0 являются линейными комбинациями амплитуд, отвечающих различным угловым моментам и изospинам системы ($\pi 2N$). Главный вклад дают нуклонные пары с квантовыми числами дейтона. Вероятность s -волнового поглощения определяется при этом величиной $\text{Im } \beta_{11} |\varphi_d(0)|^2$, где $\varphi_d(0)$ — волновая функция дейтона в нуле, а β_{11} — амплитуда s -волнового пион-дейтонного рассеяния. Величины $\beta_{j,i}$ и аналогично величины $\gamma_{j,i}$, обозначающие амплитуды p -волнового взаимодействия, могут быть найдены из реакции



Корреляция на малых расстояниях в дейтонной системе содержится в константах $\beta_{j,i}$, придавая им характер феноменологических констант. Предполагая, что при малых расстояниях поведение поглощения на квазидейтонах в ядре такое же, как для дейтонов, мы получаем, что вероятность ядерного поглощения пропорциональна

$$\text{Im } \beta_{11} |\varphi_d(0)|^{-2} \cdot 3\rho_n \rho_p / 4. \quad (18)$$

Множитель $3/4$ возникает при учете того, что только $3/4$ всех np -пар имеют квантовые числа дейтона. При $\rho_n = \rho_p = \rho/2$ из уравнения (18) следует, что s -волновое поглощение пропорционально $\text{Im } B_0 \rho^2$, и аналогично, что p -волновое поглощение пропорционально $\text{Im } C_0 \rho^2$.

Полный потенциал ядра, который использовался при сравнении экспериментальных данных с теорией, имеет вид

$$V_N(\mathbf{r}) = -2\pi (\hbar^2/2\mu) \{b_0 \rho(\mathbf{r}) + b_1 [\rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r})] + i \text{Im } B_0 \rho^2(\mathbf{r}) + \\ + \nabla f^{-1} (c_0 \rho(\mathbf{r}) + c_1 [\rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r})] + i \text{Im } C_0 \rho^2(\mathbf{r})) \nabla\}. \quad (19)$$

где

$$f = 1 + (4\pi/3) \{c_0 \rho(\mathbf{r}) + c_1 [\rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r})] + i \text{Im } C_0 \rho^2(\mathbf{r})\}.$$

Этим потенциалом описываются эффекты сильного взаимодействия в системе пион — ядро. Для вычисления уровней энергии и скоростей поглощения комплексный нелокальный потенциал $V_N(\mathbf{r})$ нужно подставить

в уравнение Клейна — Гордона (9). Крелл и Эрикссон ^{54a} решают задачу подстановкой

$$\tilde{u}_l(r) = [1 - \alpha(r)]^{1/2} r \phi_l(r),$$

причем введено сокращенное обозначение $\alpha(r)$, такое, что вторая строка уравнения (19) записывается как $\nabla \alpha(r) \nabla$. Указанная подстановка преобразует зависящую от скорости часть потенциала в локальный потенциал, имеющий дипольный характер на поверхности ядра. Те же авторы подробно описали метод нахождения собственных значений для случая комплексного потенциала ^{54b}. Волновые функции, взятые из работы ^{54a}

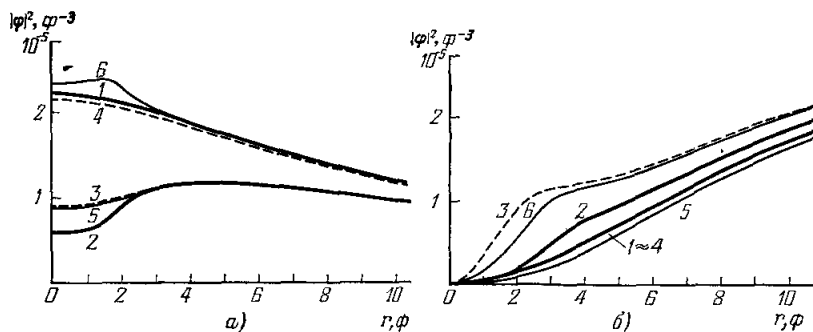


Рис. 3. Пионные плотности для различных параметров эффективного оптического потенциала.

а) Состояние $1s$ в O^{16} : 1 — без сильновзаимодействующего потенциала; 2 — с полным стандартным ядерным потенциалом; 3 — только $b_0 = -0,030$; 4 — только $\text{Im } B_0 = 0,035$; 5 — $b_0 = -0,030$, $\text{Im } B_0 = 0,035$; 6 — $c_0 = 0,24$, $\text{Im } C_0 = 0,15$; б) состояние $2p$ в Ca^{40} : 1 — без сильновзаимодействующего потенциала; 2 — с полным стандартным ядерным потенциалом; 3 — только $c_0 = 0,24$; 4 — только $\text{Im } C_0 = 0,15$; 5 — $b_0 = -0,030$, $\text{Im } B_0 = 0,035$; 6 — $c_0 = 0,24$, $\text{Im } C_0 = 0,15$

и приведенные на рис. 3, ясно показывают эффекты различных частей потенциала (19). Сильное взаимодействие приводит к отталкиванию пиона в $1s$ -состоянии и к притяжению в $2p$ -состоянии. Отсюда очевидно, например, что матричный элемент электрического дипольного перехода (6) между такими двумя состояниями будет усилен. Теоретические значения в табл. III и IV (см. ниже, стр. 430—431) были получены следующим образом: параметры потенциала (19) рассматривались как свободные и подгонялись под экспериментальные данные, причем $\rho(r)$ бралось в той же форме, что и распределение заряда в ядрах ⁵⁵.

Как мы увидим в гл. VI, общее согласие между величинами, рассчитанными указанным способом, и экспериментальными данными является удивительно хорошим. Однако, поскольку теоретический метод основывается на рассмотрении рассеяния пиона, по существу, в ядерной материи, нельзя рассчитывать на описание эффектов, возникающих за счет индивидуальных свойств ядер.

Здесь оказалось успешным микроскопическое описание Чанга и др. ⁵⁶. Скорости поглощения пионов из $1s$ - и $2p$ -состояний были вычислены на основе улучшенной модели оболочек. Классическая модель оболочек, являясь моделью индивидуальных частиц, не может описать поглощение пионов, происходящее на двух нуклонах. Поэтому вводится, следуя Ястрову ⁵⁷, двухчастичный корреляционный множитель

$$f_q(r) = 1 - j_0(qr), \quad (20)$$

описывающий корреляции на малых расстояниях. Он является функцией характерного импульса q , которым обмениваются два нуклона, прини-

мающие участие в процессе поглощения; q играет роль феноменологического параметра. Если взять для него величину около $300 \text{ Мэв}/c$, то вычисленная скорость поглощения пионов из $1s$ - и $2p$ -состояний составляет половину наблюдаемой величины.

V. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПИОННЫХ АТОМОВ

В соответствии с тем порядком, в котором обсуждались ранее свойства пионных атомов, мы сначала рассмотрим такие результаты, для которых важны число электромагнитные свойства, а сильное пион-нуклонное взаимодействие не играет существенной роли. В п. 2 этой главы будут обсуждены результаты, относящиеся к сильному взаимодействию.

1. Результаты, полученные из электромагнитных взаимодействий. Наиболее важным результатом измерений пионных атомов является лучшее на сегодняшний день определение массы отрицательного π -мезона. В этом разделе мы должны также остановиться на исследованиях пионных каскадов в атомах чистых элементов или химических соединений, на которые оказывают влияние химические и физические свойства вещества, в котором останавливается мезон.

а) *Масса π -мезона.* Как можно видеть из уравнения (1), энергия любого рентгеновского перехода пропорциональна массе мезона. Точность $\Delta E/E$, с которой можно определить массу мезона, равна точности $\Delta E/E$ измерения энергии перехода, если, конечно, все поправки, обсуждавшиеся в п. 1 гл. II, достаточно хорошо известны. Чтобы эти поправки были малы, измерение ведут на уровнях, отвечающих большим боровским орбитам, где ядро действует, по существу, как отдаленный точечный источник. Но в то же время увеличивается экранирование атомными электронами. В принципе, поправки за счет экранирования можно вычислить весьма точно, используя самосогласованный потенциал, учитывающий ядро, электроны и мезон ³¹⁶. Однако не всегда бывает ясно, сколько атомных электронов присутствует, когда происходит мезонный переход, хотя подробное изучение мезонного каскада может дать ответ на этот вопрос. Таким образом, важно отобрать рентгеновский переход так, чтобы поправки были настолько малы, что возникающий из-за них неопределенностью можно было бы пренебречь по сравнению с ошибками в измерении энергии $\Delta E/E$. Последняя величина также должна быть сделана как можно меньше, и поэтому выбор перехода зависит также от свойств системы, детектирующей рентгеновские лучи. Лучшие измерения массы пиона были выполнены на переходах $4f - 3d$ в ^{40}Ca и ^{22}Ti с кристаллическим дифракционным спектрометром ⁵⁸, при котором достигалась точность $\Delta E/E \approx 10^{-4}$. Получено значение массы π -мезона $139,577 \pm 0,014 \text{ Мэв}$.

Таблица I

	Ca	Ti
Измеренная энергия, <i>кэв</i>	72,352 $\pm$ 127	87,651 $\pm$ 99
Поляризация вакуума . .	0,232 $\pm$ 0,003	0,301 $\pm$ 0,003
Сдвиг за счет сильного взаимодействия	0,002 $\pm$ 0,002	0,004 $\pm$ 0,004
Экранирование электронов	-0,001 $\pm$ 0,001	-0,001 $\pm$ 0,001

В табл. I приведены основные данные об этих измерениях (относительная точность выражена в миллионных долях).

Светосила кристаллического дифракционного спектрометра быстро падает с увеличением энергии. Поэтому измерения более высоких энергий менее благоприятны. При усовершенствовании германий-литиевых детекторов, возможно, будет получено $\Delta E/E \leq 10^{-4}$. Так как, однако, в настоящее время вряд ли можно достичь $\Delta E = 8$ эв при 80 кэв, измерения с Ge(Li)-детекторами должны быть более обещающими при более высоких энергиях. При этом несколько увеличиваются поправки на поляризацию вакуума и сильное взаимодействие. Но тем не менее ошибки от них должны быть достаточно малы.

Недавно с помощью Ge(Li)-спектрометра найдено, что энергия перехода $5g - 4f$ в I^{53} равна $237,138 \pm 0,017$ кэв, а перехода $6h - 5g$ в Tl^{81} равна $301,730 \pm 0,015$ кэв. Отсюда получается, что масса π -мезона оказывается равной $139,533 \pm 0,008$ Мэв⁵⁹ *). По крайней мере в измерениях на Tl экспериментальная ошибка лишь немного больше, чем ошибка в вычислении энергии перехода. Согласие между двумя измерениями энергии лучше, чем указывается соответствующими значениями масс. Вычисление поляризации вакуума в табл. I было выполнено для точечного ядра. Если провести вычисление для ядра с конечными размерами, то все четыре значения согласуются в пределах указанных ошибок.

б) *Пионные каскады в химических соединениях.* Пионные каскады изучались в пионных атомах как чистых химических элементов, так и химических соединений. Так как ожидается, что наблюдаемые эффекты и выводы похожи на то, что имеется для мюонных каскадов, мы только кратко рассмотрим этот вопрос. Измерение отношения выходов рентгеновских лучей от компонентов химического соединения дает прямой метод исследования отношения скоростей захвата мезона отдельными компонентами. Закон Ферми — Теллера⁴ предсказывает на основе простых соображений, что вероятность захвата пропорциональна Z . Однако затем были обнаружены отклонения от этого закона для мюонов⁶⁰, а эксперименты Зинова и др.⁶¹ ясно показали, что интенсивность рентгеновских лучей, испускаемых при переходах в окислах, зависит от группы в периодической системе. Похожие результаты были получены в Беркли⁶². Теоретическое объяснение было дано Ау-Янгом⁶³, который показал, что нельзя рассматривать атомы изолированными, так как важную роль играют свойства твердого вещества, в котором ионы связаны **). Исследовались также отношения интенсивностей различных рентгеновских серий (K , L , M , ...) и отношения интенсивностей членов одной серии, например переходов ($2p \rightarrow 1s$)/($3p \rightarrow 1s$). Эти отношения зависят от начального распределения мезонов по подсостояниям с различными l ⁶⁴. Для мюонов было показано⁶⁴, что такие отношения интенсивностей внутри одной серии невоз-

*) Недавние измерения⁸⁸ энергий переходов $5g - 4f$ в I^{53} и переходов $6h - 5g$ в Tl^{81} дали для массы π -мезона значение $139,549 \pm 0,008$ Мэв. (Прим. перев.)

**) Влияние молекулярной структуры веществ на процессы атомного и ядерного поглощения π -мезонов впервые отчетливо наблюдали Петрухин и др.⁸⁹. Для объяснения этих экспериментов Пономарев^{90а} предложил модель больших мезомолекул. в рамках которой удалось с единой точки зрения описать всю совокупность экспериментов по поглощению π -мезонов в водородсодержащих веществах, а также понять многие особенности μ -рентгеновских спектров элементов в химических соединениях, наблюдавшиеся в работах Зинова и др.^{61,91}. Дальнейшие измерения⁹² подтвердили основные положения модели. На основе этих работ Петрухин и др.⁹³ предложили новый способ анализа структуры веществ с помощью π -мезонов. Вся совокупность относящихся к этому экспериментальных работ и теоретических представлений получила название мезонной химии. Их связанное изложение можно найти в обзоре Герштейна и др.⁸⁷, а также в работе^{90б}. (Прим. ред.)

можно объяснить, если допустить одинаковое распределение для различных атомов периодической системы (например, в районе $18 < Z < 25$).

Для легких атомов группой в ЦЕРН было установлено⁶⁵, что начальное распределение в ^8O по состояниям с различными l для $n = 14$, которое лучше всего согласуется с интенсивностями K -серии, существенно отличается от распределения, требуемого для соседних элементов. Так как исследовался ^8O в воде, может оказаться оправдано подозрение, что за эффект ответствен химический состав. Измерения⁶⁶ для ряда атомов (C , O , Ca , Ti) в различных химических соединениях, а также в Se в двух физических модификациях, ясно показали разницу в отношении интенсивностей и отличие между мюонными и пионными каскадами для одних и тех же соединений. Стало ясно, что с увеличением электрического сопротивления образца усиливается тенденция к заполнению некруговых орбит. Это должно было бы согласовываться с подавлением оже-переходов по сравнению с электрическими дипольными переходами, которое может являться следствием твердотельной структуры изолятора. Здесь отсутствует анализ данных или даже просто обзор эффектов, выполненный с точки зрения физики твердого тела.

2. Результаты, полученные из сильного пион-ядерного взаимодействия. Приведем экспериментальные результаты, относящиеся к сильному пион-ядерному взаимодействию. Старые данные, полученные с детекторами NaI , имеются в предыдущих обзорах^{12, 13} и будут лишь изредка рассматриваться для сравнения.

а) *Сдвиги уровней*. Определение сдвигов уровней основано на точных измерениях энергий переходов. Энергии, измеренные в различных лабораториях, приведены в столбцах (2) — (4) табл. II. В табл. II даны энергии пионных переходов $2p - 1s$, $3d - 2p$, $4f - 3d$ и $5g - 4f$. В столбцах (2) — (4) приведены экспериментальные данные, в столбце (5) — решения уравнения Клейна — Гордона с точечным ядром. В столбце (8) представлены теоретические значения, полученные с параметрами из столбца (3)

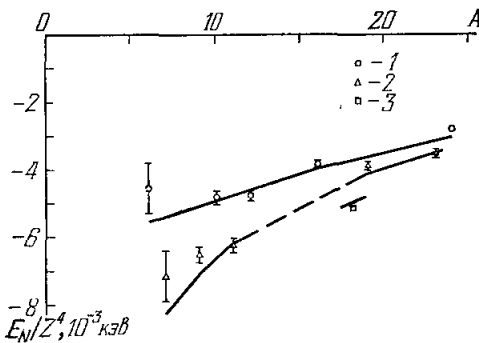


Рис. 4. Зависимость отношения сдвига $1s$ -уровня E_N к Z^4 от атомного массового числа A (отдельно отмечены ядра с изотопинами 0 (1), $1/2$ (2) и 1 (3)).

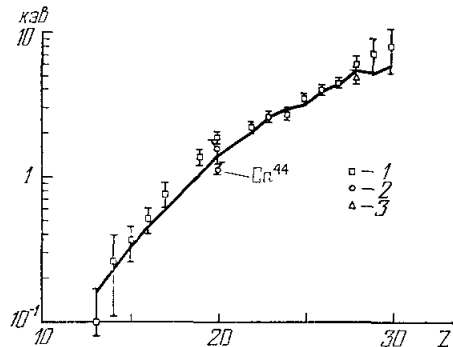


Рис. 5. Зависимость сдвига $2p$ -уровня от атомного номера Z по данным ЦЕРН (1), группы из Беркли (2) и группы из Вирджинии (3).

табл. VI (см. далее). Имеется убедительное согласие, особенно с точки зрения весьма сложной структуры спектров, которые зачастую включают мюонные переходы и ядерные γ -линии *). Как упоминалось выше, сдвиг энергии из-за сильного взаимодействия может быть определен, если только

*) Недавно появились данные Аргоннской группы об энергиях $2p - 1s$ переходов в He , Li и Be . Они находятся в согласии с данными табл. IV.

Таблица II

Элемент (1)	$E_{\text{эксп. кэв}}$			E_{KG} (5)	ΔE_{VP} (6)	ΔE_{FS} (7)	$E_{\text{теор}}$ (8)
	Беркли 16, 67 (2)	ЦЕРН 17 (3)	Вирджиния 18, 73 (4)				

Переходы $2p-1s$

He ⁴			10,69±0,06	10,75	0,05	-0,00	10,70
Li ⁶	23,9±0,2		24,18±0,06	24,492	0,11	-0,05	24,09
Li ⁷	23,8±0,2		24,06±0,06	24,578	0,11	-0,04	23,95
Be ⁹	42,1±0,2	42,38±0,20	42,32±0,05	43,925	0,21	-0,16	42,15
B ¹⁰	64,9±0,2	65,94±0,18	65,79±0,11	68,798	0,36	-0,40	65,67
B ¹¹	64,5±0,2	64,98±0,18	65,00±0,11	68,891	0,35	-0,39	64,98
C ¹²	93,3±0,5	92,94±0,15	93,19±0,12	99,409	0,54	-0,81	93,18
N ¹⁴	123,9±0,5	124,74±0,15		135,698	0,75	-1,57	124,72
O ¹⁶	160,6±0,7	159,95±0,25		177,705	0,98	-3,16	159,34
O ¹⁸		155,01±0,25		177,889	0,93	-3,30	155,18
F ¹⁹	196,5±0,5	195,9±0,5		225,572	1,19	-5,89	193,95
Na ²³	277,2±1,0	276,2±1,0		338,607	1,78	-13,42	276,55
Mg	330,3±1,0			403,928	2,09	-19,51	324,28

Переходы $3d-2p$

По 70

Al ²⁷	87,53±0,07 ⁶⁸	87,40±0,10		86,921	0,39	-0,06	87,46
Si		101,58±0,15		100,862	0,47	-0,01	101,55
P ³¹		116,78±0,10		115,882	0,56	-0,01	116,75
S	133,2±0,3	133,06±0,10		131,919	0,66	-0,02	133,01
Cl		150,55±0,15		149,049	0,77	-0,04	150,38
K	188,6±0,3	188,77±0,18		186,415	1,02	-0,07	188,43
Ca	209,3±0,3	209,66±0,18		206,669	1,15	-0,10	209,14
Ca ⁴⁴	208,94±0,10 ⁶⁹			206,737	1,14	-0,12	209,00
Ti		253,98±0,20		250,473	1,48	-0,20	253,81
V ⁵¹	278,2±0,4	277,85±0,20		273,959	1,65	-0,25	277,86
Cr	302,5±0,5	302,75±0,25		298,485	1,84	-0,36	302,95
Mn ⁵⁵	328,5±0,8	329,12±0,25		324,117	2,04	-0,52	328,83
Fe	356,9±1,0	356,43±0,30		350,794	2,20	-0,66	356,32
Co ⁵⁹	384,6±1,0	384,74±0,35		378,591	2,42	-0,84	384,63
Ni ⁵⁸			414,11±0,48 ⁷⁴				
		415,23±0,7		407,418	2,67	-1,05	414,64
Ni ⁶⁰			414,08±0,51 ⁷⁴				
Cu		446,1±2,0		437,424	2,90	-1,40	444,24
Zn		478,2±3,0		468,474	3,15	-1,73	475,88

Переходы $4f-3d$

Ca	72,352±0,009 ⁵⁸			72,118	0,243	0,00	72,361
Ti	87,651±0,009 ⁵⁸			87,349	0,315	0,00	87,666
Y ⁸⁹	278,2±0,3			276,16	1,42	-0,01	278,02
Nb ⁹³	307,6±0,3	307,7±0,2 ⁷¹		305,45	1,62	-0,02	307,71
Mo		323,2±0,2 ⁷¹		320,66	1,74	-0,03	323,16
Rh	370,9±0,4			368,58	2,04	-0,05	371,85
In	442,1±1,1	442,9±0,5		437,82	2,56	-0,08	442,62
Sn ¹¹⁹	460,3±0,6			456,09	2,71	-0,13	461,36
I ¹²⁷	519,1±1,1	520,8±0,8		513,22	3,17	-0,20	520,25
Cs ¹³³	560,5±1,1	562,0±1,5		553,25	3,50	-0,30	561,47
La	603,6±0,9	604,9±2,0		594,84	3,85	-0,41	604,56
Ce	626,1±2,0			616,22	4,03	-0,48	626,76
Pr	649,5±2,0	648,1±2,0		637,99	4,23	-0,54	649,48

Продолжение табл. II

Элемент (1)	$E_{\text{эксп}}, \text{кэВ}$			E_{KG} (5)	ΔE_{VP} (6)	ΔE_{FS} (7)	$E_{\text{теор}}$ (8)
	Беркли ^{16, 67} (2)	ЦЕРН ¹⁷ (3)	Вирджиния ^{18, 73} (4)				
Переходы $5g-4f$							
По ⁷²							
Ta ¹⁸¹	453,1±0,4	453,90±0,20	453,4±0,3 ⁷⁵	450,67	2,40	-0,01	453,56
Pt		519,34±0,24		515,45	2,87	-0,02	519,21
Au ¹⁹⁷	532,5±0,5	533,16±0,20		528,95	2,97	-0,02	532,87
- Hg		547,14±0,25		542,63	3,07	-0,03	546,85
Tl		561,67±0,25		556,50	3,18	-0,03	560,93
Pb ²⁰⁶		575,62±0,30		570,54	3,28	-0,04	575,24
Pb		575,56±0,25		570,59	3,28	-0,03	575,21
Bi ²⁰⁹	589,8±0,9	590,06±0,30		584,77	3,39	-0,04	589,75
Th ²³²	698,0±0,6	698,4±0,4 ⁷¹	698,15±0,22 ⁷⁶	689,55	4,28	-0,14	697,20
U ²³⁸	731,4±1,1	732,0±0,4 ⁷¹	730,88±0,75 ⁷⁶	721,16	4,54	-0,18	729,80

мы знаем все другие поправки, которые в свою очередь не являются полностью независимыми от сильного взаимодействия. Имеющиеся параметры потенциала сильного взаимодействия известны достаточно хорошо, чтобы вычислить поправку на поляризацию вакуума (столбец (6)) в присутствии потенциала сильного взаимодействия V_N и поправку на конечные размеры ядра (столбец (7)) с ошибками, малыми по сравнению с ошибкой в измерении энергий перехода. Из этих данных легко выводятся сдвиги за счет сильного взаимодействия E_N , приведенные на рис. 4—7 (сплошные линии на этих рисунках рассчитаны с параметрами из столбца (3) табл. VI).

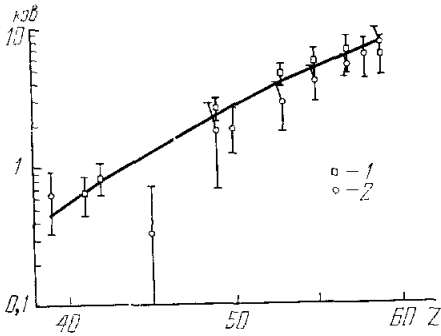


Рис. 6. Зависимость сдвига $3d$ -уровня от атомного номера Z по данным ЦЕРН (1) и Беркли (2).

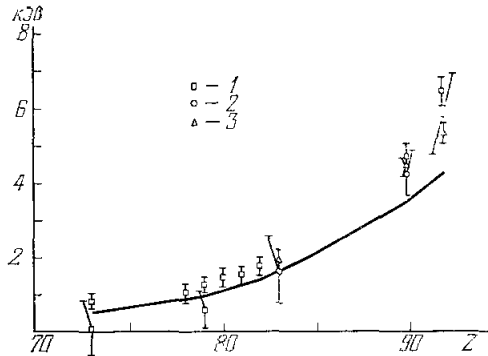


Рис. 7. Зависимость сдвига $4f$ -уровня от атомного номера Z по данным ЦЕРН (1), Беркли (2) и Вирджинии (3).

Результаты ясно показывают отрицательный сдвиг для переходов $2p-1s$. Он определяется обычно с точностью в несколько процентов и возникает из-за уменьшения энергии связи $1s$ -уровня, вызванного отталкивающим потенциалом. Все другие переходы показывают положительный сдвиг энергии, возникающий из-за увеличения энергий связи низших уровней переходов вследствие притягивающего потенциала.

Более того, для переходов $2p-1s$ четко установлено влияние изоспина. Имеется существенное увеличение E_N от B^{10} к B^{11} , а также от O^{16} к O^{18} . На рис. 4 это можно видеть для всех тех ядер табл. II, для

Таблица III

$\Gamma_{1s}, \kappa\sigma$					$\Gamma_{2p}, \sigma\sigma$	
Мишень (1)	Берк- ли 16, 67, 69 (2)	ЦЕРН 57 (3)	Вирджи- ния 18, 73, 77 (4)	Теория (5)	ЦЕРН 65, 77 (6)	Теория (7)
He ⁴			0,00±0,09	0,05	0,002±0,001 ⁷⁸	
Li ⁶	0,39±0,36		0,15±0,05	0,13		0,007
Li ⁷	0,57±0,30		0,19±0,05	0,17	0,016±0,007 ⁷⁸ 0,16±0,03	0,011
Be ⁹	0,85±0,28	1,07±0,30	0,58±0,05	0,54	0,052±0,013 ⁷⁸	0,07
B ¹⁰	1,4±0,5	1,25±0,25	1,68±0,12	1,30	0,32±0,06	0,26
B ¹¹	2,3±0,5	1,87±0,25	1,72±0,15	1,36	0,27±0,04	0,33
C ¹²	2,6±0,5	2,96±0,25	3,25±0,15	2,88	1,02±0,29 1,25±0,20 ⁷⁸	0,98
N ¹⁴	4,1±0,4	4,48±0,30		5,02	2,1±0,3	2,8
O ¹⁶	9,0±2,0	7,56±0,50		6,75	4,7±0,8	5,3
O ¹⁸		8,67±0,70		6,00	3,8±0,7	6,1
F ¹⁹	4,6±2,0	9,4±1,5		8,22	11,2±1,9	10
Na ²³	4,6±3,0	10,3±4,0	6,2±1,2	15,98	34,6±7,6	37
$\Gamma_{2p}, \kappa\sigma$					$\Gamma_{3d}, \sigma\sigma$	
Мишень (1)	Берк- ли 16, 67, 69 (2)	ЦЕРН 70 (3)	Вирджиния 74 (4)	Теория (5)	ЦЕРН 20, 71 (6)	Теория (7)
Al ²⁷		0,11±0,08		0,11		0,02
Si		0,18±0,08		0,17	0,13±0,08	0,03
P ³¹		0,20±0,08		0,25	0,18±0,11	0,06
S ³²	0,8±0,4	0,79±0,15		0,36	0,25±0,15	0,10
Cl		0,89±0,25		0,52	0,17±0,17	0,19
K	1,9±0,15	1,45±0,15		1,04		0,49
Ca ⁴⁰	2,29±0,13	2,00±0,25		1,53	0,7±0,3	0,71
Ca ⁴⁴	2,07±0,15			1,38		0,83
Ti		2,89±0,25		2,66	2,5±0,7	2,01
V ⁵¹		3,66±0,25		3,51	2,1±0,8	3,21
Cr		4,46±0,35		4,28	4,8±1,1	4,28
Mn ⁵⁵		6,38±0,40		5,01	6,0±1,3	5,95
Fe	6,0±2,5	8,65±0,60		6,38	10,9±2,5	8,06
Co ⁵⁹		7,37±0,70		7,94	10,1±2,1	11,55
Ni ⁵⁸			7,6±1,4			
		12,7±3,0		9,69	14,7±4,2	14,76
Ni ⁶⁰			8,5±1,5			
Cu		15,9±4,0		11,20	20,8±7,0	21,04
Zn		16,8±6,0		13,45	32,5±11,0	28,96

которых измерены переходы $2p - 1s$. Так как сдвиг $1s$ -уровня за счет сильного взаимодействия пропорционален Z^4 , отложена зависимость величины E_N/Z^4 от атомного числа A . Существует ясное различие между ядрами с изоспинами $T = 0, 1/2$ и 1 . Линиями соединены рассчитанные величины. Хотя были выполнены измерения переходов $3d - 2p$ в изотопах Ni⁷⁴ и переходов $4f - 3d$ в изотопах Sn⁶⁹, прямых указаний на изоспиновые эффекты в более высоких переходах не обнаружено.

б) *Ширины линий.* Точность, с которой может быть определена лоренцова ширина линии перехода, сильно зависит от аппаратного разрешения детектирующей системы, с которым «размывается» естественная ширина линии. Более того, присутствие мюонных или ядерных γ -линий может в ряде случаев мешать измерениям. В столбцах (2) — (4) табл. III

Таблица IV

Мишень (1)	Беркли 67	ЦЕРН 75		Теория (5)
	без сверхтонного расщепления (2)	без сверхтонного расщепления (3)	с учетом сверхтон- ного расщепления (4)	
$\Gamma_{3d}, \kappa\alpha\alpha$				
$^{39}\text{Y}^{89}$	$0,8\pm0,6$			0,28
$^{41}\text{Nb}^{93}$	$0,6\pm0,4$	$0,52\pm0,10^{71}$		0,41
^{42}Mo		$0,56\pm0,10^{71}$		0,51
$^{45}\text{Rh}^{103}$	$1,2\pm0,6$			0,88
^{49}In		$2,8\pm0,6$	$2,6\pm0,6$	2,01
$^{50}\text{Sn}^{119}$	$1,9\pm1,2$			2,19
$^{53}\text{I}^{127}$		$4,6\pm1,5$	$4,4\pm1,5$	3,67
$^{55}\text{Cs}^{133}$	$4,2\pm1,8$	$3,3\pm1,5$		4,71
^{57}La		$6,2\pm2,0$	$6,2\pm2,0$	6,24
$^{58}\text{Ce}^{140}$	$5,8\pm3,8$			7,05
$^{59}\text{Pr}^{141}$	$6,7\pm2,8$	$5,4\pm2,5$		8,11
$\Gamma_{4f}, \kappa\alpha\alpha$				
$^{73}\text{Ta}^{181}$			$0,5\pm0,2$	0,27
^{78}Pt		$1,8\pm1,0$		0,59
$^{79}\text{Au}^{197}$		$1,1\pm0,3$	$1,0\pm0,3$	0,70
^{80}Hg		$1,4\pm0,5$		0,77
^{81}Tl		$1,0\pm0,2$		0,90
$^{82}\text{Pb}^{206}$		$1,2\pm0,4$		1,01
$^{82}\text{Pb}^{\text{ест}}$		$1,1\pm0,3$		1,06
$^{83}\text{Bi}^{209}$	$1,7\pm1,0$	$1,7\pm0,5$	$1,7\pm0,5$	1,22
$^{80}\text{Th}^{232}$	$6,0\pm0,9$			2,6
$^{92}\text{U}^{238}$	$6,1\pm1,0$	$4,6\pm0,8$	$3,53\pm0,46^{76}$	3,2
$^{94}\text{Pu}^{239}$	$9,1\pm2,5$	$6,8\pm0,8$	$4,05\pm0,86^{76}$	4,0

Таблица V

Элемент (1)	Y, % (2)	P, % (3)	Y/P (4)	$W_x \cdot 10^{14}$	
				электро- магнит. (5)	силн. (6)
Переходы $2p - 1s$					
	(2a) $^{37, 65}$	(26) 86	По $^{37, 65}$		По $^{37, 65}$
Be ⁹	$10,5 \pm 1,4$	$15,0 \pm 1,6$	67	0,44	0,44
B ¹⁰	$11,0 \pm 1,6$		61	1,07	1,06
B ¹¹	$12,5 \pm 1,0$	$10,9 \pm 1,4$	62	1,07	1,04
C ¹²	$7,5 \pm 2,0$	$7,6 \pm 0,9$	62	2,22	2,14
N ¹⁴	$6,8 \pm 0,8$	$4,0 \pm 0,8$	62	4,12	3,95
O ¹⁶	$4,9 \pm 0,7$	$3,1 \pm 1,0$	57	7,02	6,70
O ¹⁸	$5,6 \pm 0,8$		55	7,02	6,48
F ¹⁹	$4,1 \pm 1,0$		70	11,2	10,6
Na ²³	$3,3 \pm 0,7$		78	25,1	22,0
Переходы $3d - 2p$					
			По 71		По $^{37, 65}$
Si			$0,77 \pm 0,11$	6,80	6,86
S			$0,75 \pm 0,11$	11,60	11,72
Ca			$0,74 \pm 0,11$	28,3	28,8
V ⁵¹			$0,62 \pm 0,10$	49,6	52,0
Mn ⁵⁵			$0,44 \pm 0,06$	69,2	73,1
Co ⁵⁹			$0,39 \pm 0,05$	94,0	96,5
Zn			$0,24 \pm 0,06$	144	155

приведены экспериментальные данные о лоренцовых ширинах линий Γ_{1s} , Γ_{2p} и Γ_{3d} , полученные из формы линий, в столбце (6) — из измерений интенсивностей. Столбцы (5) и (7) содержат теоретические значения, полученные с параметрами из столбца (3) табл. VI (см. далее). В столбцах (2) — (4) табл. IV приведены экспериментальные данные о лоренцовых ширинах линий Γ_{3d} и Γ_{4f} , полученные из форм линий. Для случая сильно деформированных ядер с заметным квадрупольным моментом в столбцах (2) и (3) приведены данные о ширинах линии без учета эффектов сверхтонкой структуры, а в столбце (4) сверхтонкое расщепление учтено. С точки зрения указанных трудностей согласие между данными различных групп в большинстве случаев является удовлетворительным.

в) *Ширины линий, найденные из интенсивностей переходов.* Как было описано в п. 2 гл. II, ширину верхнего уровня перехода можно определить по его интенсивности, если известны населенность верхнего уровня, а также вероятности электромагнитного перехода W_x и оже-перехода W_A . В столбце (6) табл. III приведены данные о всех переходах, информация о которых достаточна для получения скоростей поглощения. В табл. V приведены величины, входящие в уравнение (11), и данные, требуемые для определения абсорбционных ширин из измерений интенсивностей. В столбце (2) приведены экспериментальные выходы, причем выходы Y рентгеновских лучей (столбец (2а)) получены путем сравнения с выходами мюонных рентгеновских лучей. Особенно хорош способ калибровки по сумме переходов K -серии. Такая сумма достигает почти 100%, так как все мюоны, за исключением очень небольшого числа тех, которые попадают в метастабильное $2s$ -состояние, достигают основного состояния $1s$ посредством одного из рассматриваемых переходов. (Конечно, если вероятность оже-перехода мала по сравнению с вероятностью рентгеновского перехода, по крайней мере для последнего, $2p \rightarrow 1s$ -перехода, такое условие выполняется везде, кроме самых легких ядер.) Населенность $P(2s)$ может быть достаточно точно получена в расчетах каскадов. Эти расчеты проводятся так, чтобы получились правильные населенности p -уровней, т. е. $P(2p)$, $P(3p)$ и т. д.; они дали $P(2s) \sim 5\%$ для легких ядер и 2—3% для тяжелых ядер.

Долю мюонов, остановившихся в мишени, можно определить различными способами⁷⁹. Можно использовать сравнение интенсивностей мюонных линий с теми пионными линиями, для которых заведомо отсутствует поглощение. Лучшим методом, однако, является прямое измерение остановившихся мюонов при остановке пучка в активной мишени, т. е. в сцинтилляторе, и определение мюонов по знаку электрона в их распаде. Сравнение с мюонными линиями имеет и другие преимущества. В большинстве случаев можно выбрать для сравнения мюонные линии с энергиями, близкими к энергии исследуемой пионной линии. Поэтому поправки, зависящие от энергии, такие, как учет эффективности детектора, поглощения в мишени и геометрические факторы, могут содержать только относительные ошибки. В столбце (3) приведена населенность P верхнего уровня, полученная косвенным методом и из данных о мюонных каскадах; P измеряется в соответствующем мюонном атоме как сумма всех переходов на данный уровень. В этом случае строится «начальное» распределение мюонных состояний с $n = 14$ по подсостояниям с различными l , дающее правильное P . Если предположить затем, что такое же распределение по l осуществляется для состояния с $n = 17$ в пионном атоме, то можно вычислить P путем расчета каскадного процесса. Такой метод менее надежен, чем прямое определение P согласно уравнению (12). Однако в тех случаях, где применялись оба метода, результаты согласуются в пределах ошибок. В столбце (4) табл. V показаны значения отношения Y/P , полу-

ченные прямым методом. Наконец, нужны скорости электрических дипольных переходов W_x . Чисто электромагнитные значения вероятностей электрических дипольных переходов приведены в столбце (5), а значения, измененные за счет сильного взаимодействия — в столбце (6) ³⁷.

VI. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Результаты по сдвигам пионных уровней и ширинам линий, представленные в гл. V, можно обсуждать на основе π -мезон-ядерного оптического потенциала (уравнение (19)), выведенного в гл. IV, хотя оптический потенциал и не учитывает всех свойств индивидуальных ядер. Шесть параметров этого эффективного потенциала рассматривались как свободные,

Т а б л и ц а VI

Параметр, единицы (1)	Связан с: (2)	Эксперимент (3)	Теория (4)
$b_0, \hbar\pi$	$E_N(1s), T=0$	-0,03	-0,03
$b_1, \hbar\pi$	$E_N(1s), T \neq 0$	-0,08	-0,087
$c_0, (\hbar\pi)^3$	$E_N(2p), T=0$	0,22	0,21
	и $d-, f- \dots$ состояния		
$c_1, (\hbar\pi)^3$	$E_N(2p), T \neq 0$	(0,18)	0,18
	и $d-, f- \dots$ состояния		
$\text{Im } B_0, (\hbar\pi)^4$	Γ_{1s}	0,04	0,017
$\text{Im } C_0, (\hbar\pi)^6$	$\Gamma_{2p}, \Gamma_{3d} \dots$	0,08	0,073

и их значения, перечисленные в табл. VI, получены подгонкой под экспериментальные данные ⁷¹. В столбце (1) указан параметр и единица измерения, в столбце (2) — та наблюдаемая величина, с которой в основном связан данный параметр. Задача облегчается тем, что параметры лишь слабо зависят друг от друга и каждый из них, по существу, связан только с одной наблюдаемой величиной, как отмечено в табл. VI. Полученные так (при подгонке под эксперимент) величины приведены в столбце (3). Для сравнения в столбце (4) помещены значения параметров, предсказываемые теорией многократного рассеяния. Энергии и ширины уровней, полученные при решении уравнения Клейна — Гордона (уравнения (9)) с параметрами потенциала из столбца (3) табл. VI, приведены в табл. II—IV под названием «теория» и показаны в виде линий на рис. 7 и 8. Общий ход данных хорошо описывается выбранным ядерным потенциалом. Например, Γ_{2p} или Γ_{3d} , показанные на рис. 8, достаточно хорошо следуют экспериментальным данным при изменении на шесть порядков, причем подгонялся только параметр $\text{Im } C_0$. Замечательно, что один и тот же набор параметров годится для всей периодической системы элементов. Нам представляется, что использование подхода, основанного на рассмотрении многократных рассеяний, было успешным для описания эксперимента.

Пионная волновая функция, т. е. плотность пиона в районе ядра, определяется в основном действительной частью потенциала, что можно видеть на рис. 3. Отсюда следует, что измерение собственных значений энергии пионных атомов позволяет судить о том, насколько хорошо известна волновая функция пиона в ядре. Из рис. 4—7, в частности, видно, что сдвиги энергий, т. е. действительная часть потенциала, хорошо определены, и, таким образом, плотность пионов в ядре, которая важна для многих явлений в физике пионов низких энергий, может быть

получена из измерений энергий пионных атомов. Из сравнения параметров эффективного потенциала, полученных при многопараметрической подгонке, с предсказаниями теории можно сделать ряд заключений. Параметр изоскалярного взаимодействия b_0 известен экспериментально с точностью лучше 10%. Около 70% его величины дается ^{26a} корреляционным членом

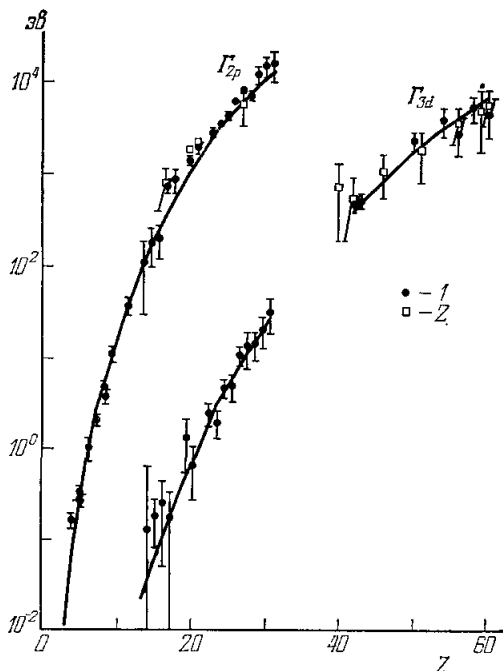


Рис. 8. Зависимость абсорбционных ширин Γ_{2p} и Γ_{3d} от атомного номера Z по данным ЦЕРН (1) и Беркли (2).

Γ_{2p} для $Z \leq 11$ получено из измерений интенсивностей переходов, для $Z \geq 13$ — из измерений формы линий. Γ_{3d} для $Z \leq 30$ получено из измерений интенсивностей переходов, для $Z \geq 39$ — из измерений формы линий.

с предсказанными величинами ⁸⁰. Однако для c_1 фиксировалось просто его теоретическое значение. Было бы очень интересно подтвердить или опровергнуть лорентц-лоренцовский член (уравнение (17)) в p -волновом взаимодействии, так как он прямо связан с корреляциями в ядрах на малых расстояниях. Подробный анализ сейчас проводится ⁷¹.

Согласие для мнимой части потенциала, связанной с поглощением пиона, гораздо хуже. Предсказанные и измеренные значения s -волнового поглощения ($\text{Im } B_0$) расходятся в 2,5 раза, а неопределенность в экспериментальной величине — лишь 10%. С другой стороны, исчезло расхождение для p -волнового поглощения ($\text{Im } C_0$), получавшееся из неполных данных ^{54a}. Кажется, что данные не дают достаточной поддержки предположению о насыщении s -волнового поглощения, выдвигаемому в ряде работ ^{67, 83a}. Однако расхождение для $\text{Im } B_0$ столь велико, что, по-видимому, при описании явления до сих пор не учитываются какие-то важные черты. Сравнение проводилось с поглощением дейтонами, а в дейтонной волновой функции отсутствует вклад p -волны. Правила отбора при

(уравнение (16)). Таким образом, измерения подтверждают важность корреляций на больших расстояниях. Если провести грубую оценку дисперсионных эффектов в поглощении пионов ядрами ¹⁵ и учесть эффекты фермиевского движения, то можно сделать вывод, что когерентная сумма $b_0 < 0,01 \lambda_\pi$. Так как эту величину, из-за сокращения величин a_1 и a_3 , очень трудно получить из пион-нуклонных фаз (получаются значения*): $-0,002^{46}$, $-0,007 \pm 0,003$ ⁸¹ и $-0,023^{82}$, значение, полученное из пионных атомов, представляет важный вклад в пион-нуклонную задачу. В параметре изовекторного взаимодействия b_1 , с другой стороны, нет никаких сокращений, и его интерпретация является непосредственной. Значение, полученное из пионных атомов, находится в прекрасном согласии с данными о пион-нуклонном рассеянии: $-0,086^{46}$ или $-0,096 \pm 0,004$ ⁸¹.

Аналогично параметры c_0 и c_1 действительной части градиентного члена хорошо согласуются

*) Имеется недавняя компиляция ⁸⁰.

двухнуклонном поглощении пионов ⁸⁴ показывают, что может быть существен вклад нуклонных пар в p -состоянии относительного движения. Это может уменьшить упомянутое расхождение.

Экспериментальные данные сейчас достаточно обширны и точны для того, чтобы оправдать теоретические расчеты, выходящие за рамки описания в модели многократного рассеяния, в которой учитывались бы индивидуальные свойства отдельных ядер. Хороший пример дается вероятностями поглощения из $1s$ - и $2p$ -состояний в O^{16} и O^{18} . Любой простой оптический потенциал, параметры которого подобраны так, чтобы получался увеличенный сдвиг $1s$ -уровня в более тяжелом изотопе, будет приводить, вследствие более сильного отталкивательного потенциала, к уменьшенному поглощению в $1s$ -состоянии, что противоречит эксперименту. Экспериментальные отношения $\Gamma_{1s}(O^{16})/\Gamma_{1s}(O^{18})$ и $\Gamma_{2p}(O^{16})/\Gamma_{2p}(O^{18})$ удалось успешно описать в микроскопическом подходе ⁸⁵, основанном на учете корреляций согласно уравнению (20). Успех такого описания можно понять, если учесть, что в O^{18} имеются дополнительные d -нейтроны, дающие более высокие относительные импульсы в коррелированной паре, чем s - или p -нуклоны. Соответственно меньше становится несоответствие со значениями импульсов, требуемых для двухнуклонного поглощения пиона.

Однако самый непосредственный способ, которым структура ядра входит в интерпретацию данных по пионным атомам, связан с распределением ядерного вещества $\rho(r)$, которое определяет форму потенциала в уравнении (19). Если только сила взаимодействия известна достаточно хорошо, то исследование пионных атомов дает прекрасное средство для изучения распределения ядерного вещества. По сравнению с мюонными атомами и рассеянием электронов, с помощью которых достаточно точно измерено распределение заряда, у пионных атомов имеется новое свойство, связанное с зависимостью также и от распределения нейтронов. Так как абсорбтивные части потенциала пропорциональны ρ^2 или $\rho_n\rho_p$, ширины уровней должны быть весьма чувствительны к плотности вещества. К сожалению, описание поглощения является наиболее трудным вопросом в теории. Сделана первая попытка ^{83b} подгонки всех существующих сдвигов и ширин уровней в пионных атомах от B^{10} до Bi^{209} , при которой разность между среднеквадратичными радиусами распределений нейтронов и протонов $\Delta = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ рассматривалась как свободный параметр. В среднем по периодической системе не было обнаружено никакой существенной разности ($\Delta = -0,01 \pm 0,16$ ф). Такую разность не дало и сравнение ⁷⁴ переходов $3d - 2p$ в изотопах Ni^{58} и Ni^{60} . Но можно предположить, что более тщательное исследование, использующее полную информацию о пион-ядерном взаимодействии, позволит сделать более определенные выводы. При увеличении l в сдвигах уровней становится доминирующим p -волновое взаимодействие, которое само определяется πn -взаимодействием, что может позволить измерить радиус распределения нейтронов. Успех работы Чанга и др. ⁸⁵ указывает, однако, на необходимость тщательного рассмотрения эффектов ядерной структуры.

В заключение можно сказать, что в области пионных атомов достигнуто такое состояние, когда имеющиеся данные позволяют сделать достаточно полный обзор экспериментальных фактов, а теория разработана настолько, что стали понятны наиболее существенные черты явления. Требуется дальнейшее исследование процесса поглощения пионов. Имеется большой простор для новых, более точных экспериментальных работ, в особенности с разделенными изотопами, которые вместе с улучшенными расчетами позволят в полную силу использовать новые особенности и потенциальные возможности, присущие пионным атомам. Такие

возможности возникают, по существу, из-за очень хороших свойств пиона как зондирующей частицы в состоянии с определенными квантовыми числами, которые включают его чувствительность ко всем нуклонам, сравнительную слабость его сильного взаимодействия с нуклонами, а также то, что пион является самым легким из бозонов, откуда следует доминирующая роль двухнуклонного поглощения.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. M. G. L a t t e s et al., *Nature* **159**, 694 (1947).
2. M. C o n v e r s i et al., *Phys. Rev.* **71**, 209 (1947).
3. J. A. W h e e l e r, *ibid.*, p. 320.
4. E. F e r m i, E. T e l l e r, *ibid.* **72**, 399.
5. M. G. E. C o s y n s et al., *Proc. Phys. Soc.* **A62**, 541 (1949).
6. W. Y. C h a n g, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 1966 (1949); *Phys. Rev.* **95**, 1228 (1954).
7. M. G. K. M e n o n n g et al., *Phil. Mag.* **41**, 583 (1950).
8. M. C a m a c et al., *Phys. Rev. a*) **88**, 134 (1952); *b*) **99**, 897 (1955).
9. M. B. S t e a r n s et al., *ibid.* **93**, 1123 (1954).
10. D. W e s t, E. F. B r a d l e y, *Phil. Mag.* **8**, 97 (1956).
11. S. D e B e n e d e t t i, *Nuovo Cimento* **4**, 1209 (1956).
12. D. W e s t, — *Rept. Progr. Phys.* **21**, 271 (1958).
13. M. B. S t e a r n s, — *Progr. Nucl. Phys.* **6**, 108 (1957).
14. S. D e s e r et al., *Phys. Rev.* **96**, 774 (1954).
15. K. A. B r u e c k n e r, *ibid.* **98**, 769 (1955).
16. D. A. J e n k i n s et al., *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1 (1966).
17. G. B a c k e n s t o s s et al., *Phys. Lett.* **B25**, 365 (1967).
18. R. J. W e t m o r e et al., *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1003 (1967).
19. H. D a n i e l, *a*) *Naturwiss.* **55**, 314 (1968); *b*) Lecture given at Herceg Novi Intern. School on Elementary Particle Physics (September 1969), L., Gordon and Breach (будет опубликовано); *c*) G. B a c k e n s t o s s et al., — *Proc. of A. Sommerfeld's Centenary Memory Meeting and Intern. Symposium on Physics of One- and Two-Electron Atoms* (Munich, 1968), Amsterdam, North-Holland, 1969, p. 479.
20. G. B a c k e n s t o s s, *Third Intern. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure Proc.* (New York, 1969), N.Y. — L., Plenum Press, 1970, p. 469.
21. C. S. W u, L. W i l e t s, — *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **19**, 527 (1969).
22. S. D e v o n s, I. D u e r d o t h, — *Advan. Nucl. Sci.* **2**, 295 (1968).
23. E. H. B u r h o p, — *High Energy Physics*, v. 3, N.Y., Academic Press, 1969, p. 109.
24. T. L. T r u e m a n, *Nucl. Phys.* **26**, 57 (1961).
25. A. P a r t e n s k i, M. E r i c s o n, *ibid.* **B1**, 382 (1967).
26. T. E. O. E r i c s o n, *a*) *Selected Topics in Pion—Nucleus Interaction. Preprint CERN TH-1093*, Geneva, 1969; *см.* ¹⁹⁶; *b*) *см.* ²⁰, p. 488.
27. E. L a m b e r t, *Helv. Phys. Acta* **42**, 667 (1969).
28. H. L. A c k e r et al., *Nucl. Phys.* **87**, 1 (1966).
29. H. A. B e t h e, E. E. S a l p e t e r, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Systems*, *Handb. Phys.* v. 35, B., Springer-Verlag, 1957 (*см.* перевод: Г. Бетте, Э. Салпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, М., Физматгиз, 1960).
30. R. C. B a r r e t t, *Phys. Lett.* **B28**, 93 (1968).
31. B. F r i c k e, *a*) *Zs. Phys.* **218**, 495 (1969); *b*) *Lett. Nuovo Cimento* **2**, 859 (1969).
32. K. W. F o r d, J. G. W i l l s, *Nucl. Phys.* **35**, 295 (1962).
33. G. B a c k e n s t o s s et al., *Phys. Lett.* **B31**, 233 (1970).
34. Y. E i s e n b e r g, D. K e s s l e r, *Nuovo Cimento* **19**, 1195 (1961).
35. J. H ü f n e r, частное сообщение.
36. J. A. W h e e l e r, *Phys. Rev.* **92**, 812 (1953).
37. H. K o c h et al., *Phys. Lett.* **B29**, 140 (1969).
38. K. M. C r o w e, R. E. S h a f e r, *Rev. Sci. Instr.* **38**, 1 (1967).
39. M. L a x, *Rev. Mod. Phys.* **23**, 287 (1952).
40. R. S e k i, A. H. C r o m e r, *Phys. Rev.* **156**, 93 (1967).
41. M. E r i c s o n, T. E. E r i c s o n, *Ann. Phys.* **36**, 323 (1966).
42. L. P. F u l c h e r et al., *Canad. J. Phys.* **45**, 3313 (1967).
43. G. F. C h e w, G. C. W i c k, *Phys. Rev.* **85**, 636 (1952); G. F. C h e w, M. L. G o l d b e r g e r, *ibid.* **87**, 778.
44. L. K i s s l i n g e r, *ibid.* **98**, 761 (1955).
45. M. E r i c s o n, *C. R. Ac. Sci.* **257**, 3831 (1963); **258**, 1471 (1964).
46. J. H a m i l t o n, W. S. W o o l c o c k, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 737 (1963).
47. R. G. M o o r h o u s e, — *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **19**, 301 (1969).

48. D. E. D o r f a n et al., Phys. Rev. Lett. **14**, 995 (1965).
49. K. A. B r u e c k n e r et al., Phys. Rev. **84**, 258 (1951).
50. C. Z u p a n c i c, Second Intern. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure. Proc. (Rehovoth, 1967), Amsterdam, North-Holland, 1967, p. 171.
51. H. L. A n d e r s o n et al., Phys. Rev. **133**, 239 (1964); M. E. N o d b e r g, ibid. **165**, 1096 (1968). G. C a m p o s et al., Phys. Lett. **9**, 45 (1964); P. M. H a t t e r s l e y et al., Nucl. Phys. **67**, 309 (1965); H. D a v i e s et al., ibid. **78**, 663 (1966); F. C a l l i g a r i s et al., ibid. **A126**, 209 (1969); S. O z a k i et al., Phys. Rev. Lett. **4**, 533 (1960).
52. I. T. C h e o n, Phys. Rev. **145**, 794 (1966); **158**, 900 (1967); S. G. E c k s t e i n, ibid. **129**, 413 (1963); R. M. S p e c t o r, ibid. **134**, 101 (1964); D. S. K o l t u n, A. R e i t a n, ibid. **141**, 1413 (1966); **139**, 1372 (1965); **155**, 1139 (1967); P. H u g u e n i n, Zs. Phys. **167**, 716 (1962); Nucl. Phys. **41**, 534 (1963); R. I. J u b u t i, T. I. K o p a l e i s h v i l i, ibid. **55**, 337 (1964); T. K o h m u r a, — Progr. Theor. Phys. **34**, 234 (1965).
53. M. E r i c s o n et al., Phys. Rev. Lett. **22**, 1189 (1969).
54. M. K r e l l, T. E. E r i c s o n, a) Nucl. Phys. **B11**, 521 (1969); б) J. Comput. Phys. **3**, 202 (1968).
55. L. R. B. E l t o n, — Landolt—Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, ed. by K. H. Hellwege. Group I, v. 2, Berlin — Heidelberg — New York, Springer-Verlag, 1967, p. 1; R. H o f s t a d t e r, H. R. C o l l a r d, ibid., p. 21.
56. K. C h u n g et al., Phys. Lett. **B29**, 265 (1969).
57. R. J a s t r o w, Phys. Rev. **98**, 1479 (1955).
58. R. E. S h a f e r et al., Phys. Rev. Lett. **14**, 923 (1965); R. E. S h a f e r, Phys. Rev. **163**, 1451 (1967).
59. C. v o n d e r M a l s b u r g, Thesis (Heidelberg, 1970).
60. J. S. B a i j a l et al., Nuovo Cimento **30**, 711 (1963).
61. В. Г. З н о в и д р., ЯФ **2**, 859 (1965).
62. G. A. G r i n, R. K u n s e l m a n, Phys. Lett. **B31**, 116 (1970).
63. M. Y. A u - Y a n g, M. L. C o h e n, Phys. Rev. **174**, 468 (1968).
64. D. Q u i t m a n n et al., Nucl. Phys. **51**, 609 (1964).
65. H. K o c h et al., Phys. Lett. **B28**, 279 (1968).
66. L. T a u s c h e r et al., ibid. **A27**, 581 (1968).
67. D. A. J e n k i n s, R. K u n s e l m a n, Phys. Rev. Lett. **17**, 1148 (1966).
68. A. A s t b u r y et al., Compt. Rend. Congrès Intern. de Physique Nucléaire, v. 2, Paris, CNRS, 1964, p. 225.
69. A. R. K u n s e l m a n, Thesis (Univ. California, Berkeley); UCRL Rept. 18654 (1969).
70. G. P o e l z et al., Phys. Lett. **B26**, 331, 648 (1968).
71. CERN Group: G. B a c k e n s t o s s, S. C h a r a l a m b u s, H. D a n i e l, H. K o c h, C. v o n d e r M a l s b u r g, G. P o e l z, H. P. P o v e l, H. S c h m i t t, L. T a u s c h e r (будет опубликовано).
72. H. S c h m i t t e t al., Phys. Lett. **B27**, 530 (1968).
73. R. J. H a r r i s et al., Phys. Rev. Lett. **20**, 505 (1968).
74. D. A. J e n k i n s et al., Phys. Rev. **185**, 1508 (1969).
75. R. A. C a r r i g a n, Jr., et al., Phys. Lett. **B25**, 193 (1967).
76. D. A. J e n k i n s et al., Phys. Rev. **C1**, 2050 (1970).
77. G. H. M i l l e r et al., Phys. Lett. **B27**, 663 (1968).
78. S. B e r e z i n et al., Preprint NAL-37-1111 (1969).
79. H. K o c h, Thesis (Karlsruhe, 1969).
80. G. E b e l et al., Nucl. Phys. **B17**, 1 (1970).
81. G. H ö h l e r et al., Zs. Phys. **229**, 217 (1969).
82. C. L o v e l a c e, Proc. Intern. Conference on Elementary Particles (Heidelberg, 1967), Amsterdam, North-Holland, 1968, p. 79.
83. D. K. A n d e r s o n et al., a) Virginia Polytech. Inst. Preprint. 1969; б) Phys. Rev. Lett. **24**, 71 (1970).
84. D. S. K o l t u n, Phys. Rev. **162**, 963 (1967).
85. K. C h u n g et al., Phys. Lett. **B32**, 536 (1970).

ЛИТЕРАТУРА, ДОБАВЛЕННАЯ ПРИ ПЕРЕВОДЕ

86. J. N. K i m, Mesic Atoms and Nuclear Structure, Amsterdam — London, North-Holland, 1971.
87. С. С. Г е р ш т е й н и д р., УФН **97**, 3 (1969).
88. G. B a c k e n s t o s s et al., Phys. Lett. **B36**, 403 (1971).
89. А. Ф. Д у н а й ц е в и д р., ЖЭТФ **42**, 1680 (1962); V. I. P e t r u k h i n, Yu. D. P r o k o s h k i n, Nuovo Cimento **28**, 99 (1963); A. F. D u n a i t s e v et al., ibid. **34**, 521 (1964).

90. Л. И. Пономарев, а) ЯФ 2, 223 (1965); 6, 389 (1967); б) Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Дубна, 1971), Дубна, ОИЯИ, 1972.
91. В. Г. Зиновьев и др., ЯФ 5, 591 (1967).
92. З. В. Крumpfтейн и др., ЖЭТФ 54, 1690; 55, 1640 (1968).
93. В. И. Петрухин и др., Хим. выс. энергий 1, 283 (1967).