

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.126.33

ЭКЗОТИЧЕСКИЕ АТОМЫ *)

Э. Бархон

Электрически заряженные элементарные частицы могут входить в состав атомов и молекул. Отрицательно заряженная частица может заменить электрон, в то время как положительно заряженная частица может захватить электрон, образуя систему со свойствами, во многом подобными свойствам атома водорода. Эти своеобразные атомы и молекулы находят много применений — от катализа ядерных реакций до исследования распределения заряда и ядерной материи в ядрах. Они дают также точные методы измерения фундаментальных постоянных и используются как меченые атомы для моделирования химических реакций атомарного водорода.

Многие элементарные частицы электрически заряжены. Это позволяет им стать составной частью атомов: отрицательно заряженная частица, замещающая электрон, образует «мезоатом» (выражение «мезоатом» применяется для всех таких систем, даже если отрицательно заряженная частица и не является мезоном; она, например, может быть мюоном, гипероном или антипротоном), или положительно заряженная частица замещает протон, образуя систему, во многом подобную атому водорода. Даже если элементарная частица очень короткоживущая, со средним временем жизни порядка 10^{-10} сек, это время все же достаточно велико по сравнению со скоростями многих атомных процессов, вследствие чего оказывается возможным детальное изучение свойств таких атомов. Подобные исследования привели к развитию мощных методов изучения размеров и формы ядер и совсем недавно — для изучения строения поверхности ядер; они дали возможность подробно исследовать быстрые химические реакции с участием атома водорода; наконец, они позволили определить с большой точностью некоторые характеристики (например, массу, магнитный момент) самих элементарных частиц **).

1. МЕЗОАТОМЫ

Большинство работ по мезоатомам было выполнено с помощью отрицательных мюонов, которые замещают один из атомных электронов. Хотя мюон (μ) известен уже более тридцати лет, его роль и место среди других

*) Е. Н. S. B u r h o p, Exotic Atoms, Contemp. Phys. 11 (4), 333 (1970). Перевод А. В. Матвеевко, под редакцией и с примечаниями С. С. Герштейна.

Автор статьи Эрик Бархон — сотрудник Университетского колледжа Лондона, Великобритания.

**) В последнее время мезоны начали использоваться также для изучения химической структуры веществ (см. добавление редактора перевода в конце статьи). (Прим. ред.)

элементарных частиц по-прежнему недостаточно ясны. На первый взгляд это просто тяжелый электрон с массой примерно в 207 раз больше массы электрона. Подобно электрону он не принимает непосредственного участия в так называемых сильных взаимодействиях, благодаря которым протоны и нейтроны связаны в сложных ядрах.

В мезоатоме уровни энергии мюона аналогичны уровням энергии электрона в обычном атоме. Для описания орбитального движения используются те же квантовые числа (n, l). В мезоатоме имеет смысл то же самое квантовое число j для полного углового момента и каждый уровень называется дублетом, так как мюон, точно так же как и электрон, обладает собственным спинным моментом $1/2\hbar$. Для π -и K^- -мезоатомов, в которых один из электронов замещается π^- или K^- -мезоном, уровни энергии мезоатома синглетны ($j = l$), поскольку ни π^- -мезон, ни K^- -мезон не обладает собственным моментом.

Уровни энергии мезоатома $E(n, l)$ связаны с уровнями энергии обычного атома $E_0(n, l)$ соотношением

$$E(n, l) = (\mu_M/\mu) E_0(n, l),$$

где μ_M и μ — приведенные массы мезона и электрона соответственно. Большая величина отношения μ_M/μ (200 даже для легчайшего (μ) мезона) приводит к тому, что они лежат значительно глубже, чем уровни обычного атома. По той же причине среднее расстояние $\bar{r}_0$ мезона от ядра в наини́зшем состоянии меньше, чем расстояние электрона от ядра в основном состоянии для обычного атома в том же отношении

$$\bar{r}_0 = a_0 \mu / Z \mu_M,$$

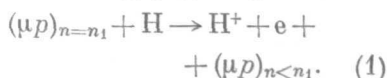
где a_0 — боровский радиус ($a_0 \approx 5 \cdot 10^{-11}$ м) и Z — атомный номер. Для мюонного серебра это дает $\bar{r}_0 \approx 5 \cdot 10^{-13}$ м, что равняется примерно радиусу ядра серебра; следовательно, мюон в основном состоянии проводит значительную часть своего времени внутри ядра. Распределение электрического заряда в ядре заметно влияет на энергию наини́зшего состояния мюонного атома. Этот факт послужил основанием для большого количества работ, в которых мюон мезоатома используется для изучения распределения ядерного заряда.

2. МЮОННЫЙ ВОДОРОД

Простейшим типом мезоатома является мезоатом водорода, в котором единственный электрон обычного атома замещен μ^- -мезоном. Мюоны с энергией в несколько M_{π} испускаются в процессе распада π -мезонов, которые в свою очередь возникают при ядерных взаимодействиях. Интенсивные пучки π^- -мезонов, которые распадаются на μ^- , получают на ускорителях высоких энергий. Если такой пучок мюонов направить в камеру с жидким водородом, μ^- теряют свою энергию в столкновениях с атомами водорода, пока их энергия не достигает величины порядка 1 $k\text{эв}$ или меньше. При этом, если они подходят близко (на расстояние примерно $0,64 a_0$) к ядру атома H, их отрицательный заряд вместе с положительным зарядом ядра образует поле электрического диполя настолько слабое, что атомный электрон не может больше оставаться связанным. Он уходит, а мюон остается связанным с ядром (протоном, дейтоном или тритоном). Образованный таким образом атом обозначается μp .

Вновь образованный мезоатом водорода находится в сильно возбужденном состоянии ($n \gg 1$), но различные процессы способствуют его девозбуждению, и за время, короткое по сравнению со временем жизни мюона, мезоатом переходит в основное ($n = 1$) состояние. Очевидным

процессом, ведущим к девозбуждению атома, является излучение при переходе мезона на менее возбужденные уровни, точно так же, как это происходит в обычных возбужденных атомах. Однако другие явления, пожалуй, даже более важны для процессов девозбуждения. Радиус даже сильно возбужденных мезоатомов много меньше радиуса обычного атома водорода. Поэтому мезоатом ведет себя как маленькая незаряженная частица, и в такой плотной среде, как жидкий водород, он достаточно часто подходит к ядрам атомов настолько близко, что теряет часть своей энергии возбуждения в столкновениях второго рода, при которых энергия девозбуждения мезоатома идет на ионизацию обычного атома водорода в реакции



Когда (μp) -атом находится в основном состоянии, которого он достигает за время порядка 10^{-10} сек, он представляет собой довольно компактное образование с радиусом примерно $3 \cdot 10^{-13}$ м.

3. МЕЗОННЫЙ КАТАЛИЗ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ СЛИЯНИЯ

Примерно двенадцать или тринадцать лет тому назад свойства (μp) вызвали большой интерес, когда Альварец и его сотрудники в Беркли¹, просматривая 2500 треков, возникших при остановке μ^- -мезонов в жидководородной пузырьковой камере, заметили, что в 15 случаях μ^- был явно заново излучен мезоатомом (μp) с энергией 5,3 Мэв (что соответствует пробегу 1,7 см в жидком водороде). Оказалось, что число таких

«вторичных» μ^- -мезонов зависело от концентрации дейтерия в жидком водороде, а «коэффициент воспроизводства» μ^- достигал величины порядка 2,5% при содержании дейтерия 0,3%. В некоторых случаях μ^- воспроизводился повторно, после того как он останавливался вторично. Когда происходило воспроизведение, между концом первичного и началом вторичного мезонных треков наблюдалась щель со средней длиной 0,6 мм, как это видно на типичной фотографии рис. 1.

По-видимому, (μp) -атом сначала превращался в (μd) согласно реакции



*) Символы H, D относятся соответственно к атомам водорода и дейтерия, p, d — к протону и дейтону.

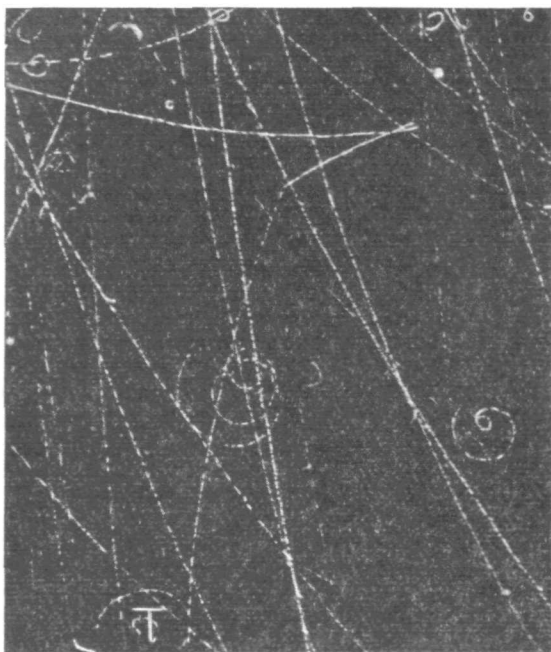


Рис. 1. Фотография, показывающая воспроизводство μ^- в пузырьковой камере в результате катализа $p-d$ -взаимодействия мезодейтерием.

На снимке виден след μ^- , который вошел в левом верхнем углу фотографии и двигался почти горизонтально. Он был воспроизведен после реакции ядерного синтеза в точке, отстоящей на несколько миллиметров, и распался на e^- , не участвуя в дальнейших процессах синтеза. (Фотография была любезно предоставлена профессором Альварецом.)

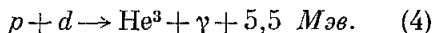
в которой μ^- и электрон в (μp) и D соответственно меняются местами. Эта реакция экзотермическая, так как энергия связи основного состояния (μd) на 134 эв больше, чем для (μp) , из-за большей приведенной массы (μd) . Образовавшись однажды, (μd) не может превратиться в (μp) по обратной реакции в силу энергетических соображений. Действительно, в этой реакции (μd) приобретает кинетическую энергию около 43 эв, которая в жидком водороде позволяет ему диффундировать на расстоянии порядка миллиметра, прежде чем вступить в следующую реакцию, что и приводит к возникновению своеобразной щели, указанной на рис. 1.

В дальнейшем (μd) -атом взаимодействует с атомом H по реакции



в которой образуется молекулярный ион $(p\mu d)^+$. Такой μ -молекулярный ион подобен хорошо известному иону H_2^+ , причем отрицательного заряда мезона оказывается достаточно, чтобы удерживать протон и дейтрон вместе, несмотря на сильное кулоновское отталкивание их положительных зарядов. Кроме того, поскольку масса μ^- много больше массы электрона, расстояние между p и d в $(p\mu d)^+$ в несколько сотен раз меньше расстояния между двумя протонами в H_2^+ . При фактическом расстоянии между p

и $d \sim 2 \cdot 10^{-13}$ м в $(p\mu d)^+$ существует конечная вероятность туннельного эффекта сквозь потенциальный барьер, разделяющий ядра (рис. 2), что в свою очередь приводит к ядерной реакции слияния



В случаях наблюдаемого воспроизводства μ^- -мезонов происходит внутренняя конверсия γ -квантов на мюоне, в результате чего последний выбрасывался с энергией 5,3 Мэв, которая практически равна полной энергии реакции. Вскоре после работы в Беркли Ашмур с сотрудниками в Ливерпуле ³ наблюдал γ -кванты, излучаемые непосредственно в этой реакции. В этих случаях μ^- остается связанным с He^3 , образуя мезоатом гелия. Однако если μ^- выбрасывается, то весь процесс очевидным образом

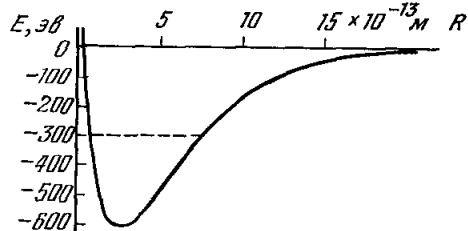


Рис. 2. Кривая потенциальной энергии для $(p\mu d)^+$ -молекулы в наинизшем состоянии.

Энергия E представлена как функция расстояния между протоном и дейтроном. Штриховая линия указывает наинизший вибрационный уровень энергии и в классической механике это соответствует тому факту, что две частицы не могли бы никогда приблизиться на расстояние меньше 10^{-13} м. Подбарьерный квантовомеханический эффект делает возможным проникновение волновой функции на меньшие расстояния, достаточные, чтобы привести к конечной вероятности ядерной реакции между протоном и дейтроном. Кривая потенциальной энергии была рассчитана Зельдовичем и Герштейном ².

может повториться и, в принципе, может продолжаться до тех пор, пока μ^- не распадется в течение среднего времени жизни, равного ~ 2 мксек. Процесс, наблюдавшийся Альваресом и его группой, в действительности был мезонным катализом ядерной реакции слияния. Казалось возможным, увеличивая содержание дейтерия в жидком водороде, настолько увеличить количество (μd) -атомов, что станет возможным чистое генерирование энергии, большей, чем энергия, затраченная вначале на производство мезонов. Эти надежды не оправдались. Оказалось, что выход вторичных мезонов достигает насыщения при концентрации дейтерия 1—2% и не может быть выше 2,5%. Конкурирующий процесс γ -излучения значительно более вероятен. Однако даже если бы все μ^- были воспроизведены, время жизни μ^- до распада оказалось бы слишком коротким для полного воспроизводства энергии. Для получения каждого μ^- нужна энергия в несколько сотен Мэв, а каждый процесс слияния за счет μ^-

мезонного катализа дает только $5,5 \text{ Мэв}$. Далее, очень многие частицы должны быть ускорены, и только часть из них вступает в реакцию, в результате которой получается сначала π^- -мезон и затем μ^- -мезон. Чтобы получить чистый выигрыш в энергии, каждый μ^- должен был бы принять участие во многих сотнях и тысячах процессов воспроизводства. Время каждого такого процесса примерно 10^{-8} сек , поэтому нужен мюон со временем жизни по крайней мере 10^{-4} сек , т. е. примерно в 100 раз больше его действительного времени жизни.

Хотя мезоводород не может обеспечить дополнительный источник ядерной энергии, эти исследования привели к оценке некоторых интересных в атомной физике сечений рассеяния. Например, относительно большая щель ($0,6 \text{ мм}$) между μ^- -захватом и точкой его воспроизводства указывает на весьма замечательную прозрачность жидкого водорода для (μd) -атомов с энергией менее 43 эв . Подробные расчеты в самом деле показали, что такую прозрачность следовало бы ожидать и что она связана с известным эффектом Рамзауэра — Таунсенда для (μd) -атомов в H. Никаких подобных эффектов не ожидается ни для (μp) в H, ни для (μd) в D. Вычислены были также сечения реакций мезонного обмена между различными видами атомов водорода (таких, как (2)) и сечения образования мезомолекул (типа (3)). В дальнейшем была получена также информация о сечениях реакций типа (2) для неводородных атомов посредством изучения выхода γ -излучения при реакции синтеза (4) для разных концентраций примесей ⁴.

4. ОБРАЗОВАНИЕ БОЛЕЕ СЛОЖНЫХ МЕЗОАТОМОВ

а) Мезоатомы и мезонное γ -излучение. Когда μ^- останавливаются в мишенях из различных веществ, по-прежнему образуются мезоатомы из атомов этого вещества. Захват мюона на атомную орбиту сопровождается выбросом одного из электронов — обычно одного из внешних. Мезоатом элемента с атомным номером Z состоит в этом случае из ядра с положительным электрическим зарядом Ze вместе с μ^- и $(Z - 1)$ электронов. После захвата на атомную орбиту мюон оказывается в сильно возбужденном состоянии, но девозбуждение происходит быстро, за время порядка 10^{-13} сек , сначала посредством безрадиационных переходов, когда μ^- последовательно переходит в состояния меньшего возбуждения, а избыток энергии расходуется на выброс электрона из атома (оже-процессы). Когда главное квантовое число n мезонной орбиты становится малым (скажем, меньше 5 для тяжелых атомов), радиационные процессы становятся более вероятными, чем оже-процессы, причем энергия излучения попадает в область γ -излучения (несколько кэв — несколько Мэв) — так называемое мезонное γ -излучение. Так как мезоатом содержит только один мюон, переходы с девозбуждением будут продолжаться до тех пор, пока мюон не достигнет наинизшего возможного состояния $1s$ ($n = 0$, $l = 0$). Принцип Паули не мешает ему достичь этой низколежащей орбиты, в противоположность случаю возбужденных электронов во многоэлектронном атоме.

Самое главное применение мезоатомов — для изучения формы и распределения заряда ядра — требует точного измерения энергии и, в меньшей степени, относительной интенсивности этого мезонного γ -излучения.

Небольшая часть такого типа измерений была проделана с помощью спектрометра с наклонным кристаллом. Интенсивности γ -излучения, достигнутые на существующих мезонных пучках, делают этот метод неудобным, хотя с пуском мощных так называемых «мезонных фабрик», типа строящихся в Цюрихе (ETH) и в Лос-Аламосе (Нью-Мехико), спектро-

метры с наклонным кристаллом, вне сомнений, будут использоваться более широко. Однако в настоящее время почти все работы были выполнены с разными типами спектрометрических счетчиков. В более старых работах использовались сцинтилляционные счетчики с кристаллом NaJ, но разрешающая способность таких приборов сильно улучшилась за последние пять лет вместе с развитием обработанных литием германиевых счетчиков. Эти счетчики изготавливаются из германиевых полупроводников *p*-типа, покрытых тонким слоем лития. Литий служит донором для германия, превращая его в германий *n*-типа, а сам ионизируется. Разность потенциалов, приложенная к кристаллу, который поддерживается при подходящей температуре, вынуждает ионизированный литий проникать

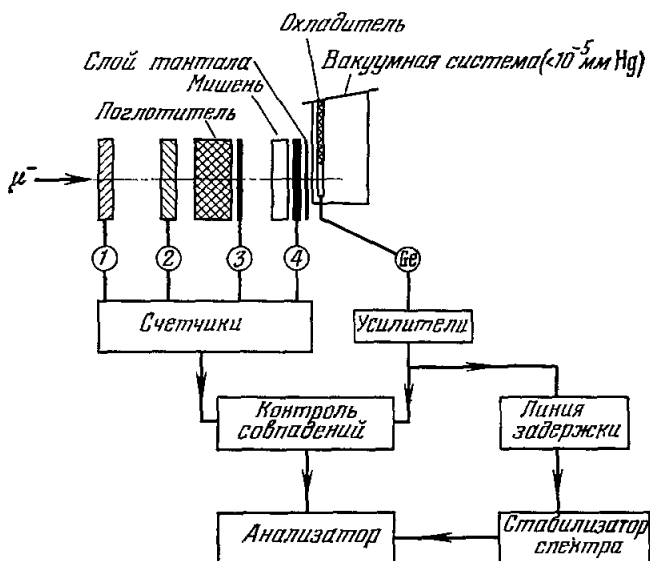


Рис. 3. Типичная аппаратура для изучения мюонного γ -излучения, использующая обработанный литием германиевый счетчик (Ge) в качестве γ -спектрометра.

внутри германия, образуя слой германия *n*-типа толщиной до 1 см. Фотоны, падающие на этот слой, выбивают фотоэлектроны или, если их энергия превышает $2mc^2$, образуют электронные пары. Этот слой оказывается достаточно толстым, чтобы в нем остановилась большая часть фотоэлектронов, а также электронно-позитронных пар. Сигнал, наблюдаемый в усилителе, прямо пропорционален энергии, потерянной в слое на ионизацию, и таким образом дает возможность измерить энергию падающего γ -излучения. В типичных рабочих условиях счетчик поддерживается при температуре 77 °К, чтобы помешать диффузии лития из слоя, а разность потенциалов составляет несколько сотен вольт. При таких условиях для γ -кванта с энергией 2,6 Мэв может быть достигнуто разрешение в 7,3 кэв, с высотой пика, в восемь раз превышающей величину фона (в основном из-за комптоновских электронов). Это значительное улучшение по сравнению с NaJ-сцинтилляционным счетчиком.

Типичный прибор, использованный Аккером и др.⁵ для изучения мезонных γ -лучей, показан на рис. 3. Мюоны, незначительно различающиеся по энергии, полученные после распада π^- из пучка синхротрона, попадают на детектор, который состоит из мишени, алюминиевого поглотителя, сцинтилляционных счетчиков 1—4 и LiGe-спектрометрического

счетчика. Пучок μ^- загрязнен π^- -мезонами, но последние поглощаются в алюминиевом поглотителе, толщина которого выбрана такой, чтобы μ^- -мезоны используемой энергии, попадая в мишень, останавливались там. Мюон, остановившийся в мишени, регистрируется схемой совпадений для счетчиков 1—3 и антисовпадения для счетчика 4. Мезоатомы образуются в мишени, и мюонное γ -излучение, испускаемое на последней стадии их девозбуждения, регистрируется LiGe-счетчиком, одновременно с определением их энергии. LiGe-счетчик поддерживается при температуре 77 °К посредством контакта с металлическим стержнем, другой конец которого погружается в жидкий азот. LiGe-счетчик монтируется внутри вакуумной системы. Слой тантала между счетчиком 4 и LiGe-счетчиком «убирает» все мюоны с большим пробегом, которые могли бы проникнуть сквозь мишень, в то время как большей части γ -излучения он не мешает достичь LiGe-счетчика.

В типичном эксперименте, произведенном в ЦЕРН (Женева), использовался поток μ^- -мезонов интенсивностью 50 000 частиц в секунду с импульсом 124 ± 9 Мэв/с, сфокусированный на пятно размером $10 \cdot 10$ см². Примесь π -мезонов была ниже 0,5%, а примесь электронов и того меньше.

б) Мезонные γ -лучи и размер ядер. Рис. 4, на котором представлен спектр мюонного излучения, полученный в Чикаго Кеслером и сотрудниками⁶ с использованием титановой мишени, представляет типичный результат экспериментов такого рода. Можно было бы предполагать, что спектр, вызванный переходами мюона в мезоатоме, будет подобен спектру одноэлектронного атома водорода. Мы могли бы надеяться увидеть знакомую серию Лаймана и серию Бальмера, но, разумеется, энергии соответствующих линий должны были бы быть в несколько сот раз больше соответствующих энергий в спектре водорода из-за большей массы мюона по сравнению с массой электрона. На рис. 4 ясно видны первые шесть линий серии Лаймана и первые пять линий серии Бальмера для мезоатома титана. На рисунке указаны также оценки для положений линий и их относительных интенсивностей. Последние не особенно важны, поскольку их интерпретация зависит от некоторых весьма

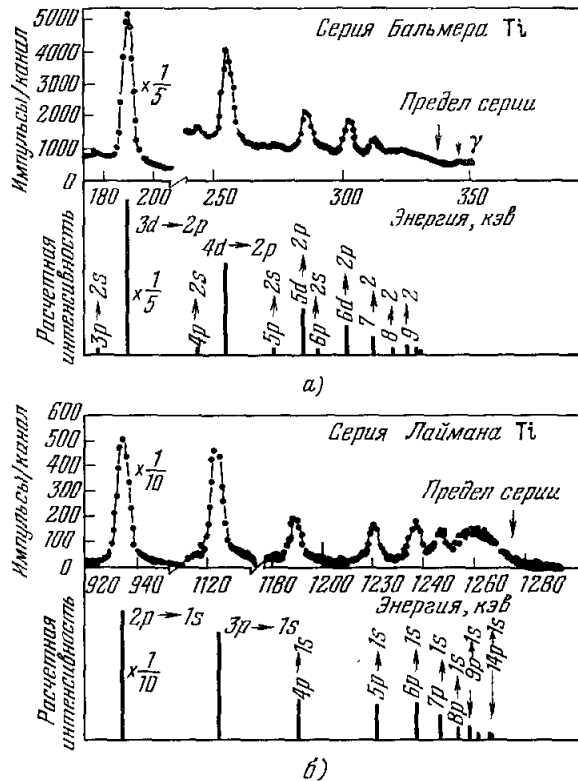


Рис. 4. Мюонные γ -серии Бальмера ($nd \rightarrow 2p$) и Лаймана ($np \rightarrow 1s$) мезоатома титана.

Ожидаемые положения линий показаны в виде линий, высота которых пропорциональна их интенсивности, предсказываемой некоторой моделью каскадного процесса девозбуждения.

произвольных допущений. Однако положение последовательных линий серии в энергетической шкале имеет очень большое значение, поскольку оно критически зависит от радиуса и распределения заряда в ядре Ti. Например, энергии первых четырех линий в H-серии Лаймана составляют (в эв) 10,15; 12,04; 12,69; 13,00. Электрон водорода находится настолько далеко от ядра, что последнее может рассматриваться как точечный заряд. Энергии линий серии Лаймана Ti-мезоатома, рассчитанные в предположении о точечном ядре, должны точно в $Z^2 (\mu_M/\mu)$ раз превышать энергию линий в водороде. Поскольку $Z = 22$ и $(m_\mu/m) \approx 207^*$, то $Z^2 (\mu_M/\mu)$ почти в точности равно 10^5 ; таким образом, эти линии имели бы энергии (в кэв): 1015, 1204, 1269, 1300. Наблюдаемые энергии (в кэв), как видно из рис. 4, составляют 935, 1124, 1190, 1224, т. е. примерно на 80 кэв меньше, чем следовало ожидать в предположении о точечном ядре. Ti-мезонные линии серии Бальмера, с другой стороны, находятся примерно в ожидаемых положениях, равных 188, 254, 284, 301 кэв. Очевидно, что энергии наинизшего (1s) состояния, которое является конечным состоянием для переходов серии Лаймана, сильно зависит от размера ядра, в то время как 2p-состояние, конечное состояние серии Бальмера зависит от него слабо **).

Эффекты, связанные с конечными размерами ядра, заметно растут с ростом Z , поскольку при этом ядерный радиус растет, а средний радиус 1s-орбиты уменьшается. Для мезоатома урана, например, энергия α (2p — 1s)-линии серии Лаймана составляет только около одной трети ожидаемого для точечного ядра значения энергии. Измерения энергии мезонных γ -лучей в различных элементах согласуются с распределением заряда следующего типа:

$$\rho(r) = \rho_0 \{1 - \exp[(r+R)/z]\}, \quad (5)$$

где R примерно равно расстоянию, на котором плотность электрического заряда составляет половину его плотности в центре ядра. Величина z определяет толщину ядерной поверхности. Например, если $t = r_{0,1} - r_{0,9}$, где $r_{0,1}$, $r_{0,9}$ — значения радиусов, при которых $\rho(r)$ составляет

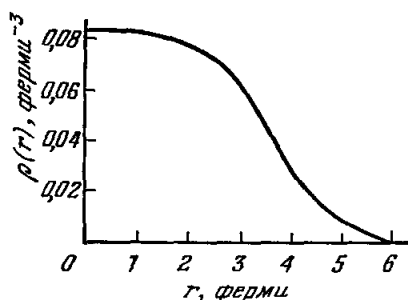


Рис. 5. Распределение плотности заряда в ядре кальция-40, полученное из уравнения (5).

0,1 ρ_0 и 0,9 ρ_0 соответственно, то $t = 4,4z$. Толщина поверхности t оказалась практически постоянной для всех средних или тяжелых ядер, в то время как $R \approx r_0 A^{1/3}$, где A — массовое число ядра. Выраженные в единицах ферми (т. е. в ед. 10^{-15} м), $t = 2,4$ ферми, $r_0 = 1,1$ ферми.

Кривая (5) для распределения ядерного заряда в случае ядра кальция-40 представлена на рис. 5.

Распределение ядерного заряда можно также найти при изучении упругого рассеяния быстрых электронов, которые подходят достаточно близко к ядру в процессе столкновения. Наблюдаемое число электронов, рассеянных ядром на большие углы, значительно меньше, чем это следовало бы ожидать в случае заряда, сконцентрированного в точке. Экспе-

*) Обозначения μ_M , μ использованы для приведенных масс μ -мезона и электрона; m_μ и m — их истинные массы.

**) Несколько ранее цитируемой работы Зинов и др. ^{1*} (см. стр. 548) обнаружилось изменение интенсивности μ -рентгеновской серии Лаймана Ti в окисле TiO₂ по сравнению с чистым Ti. (Прим. ред.)

рименты по рассеянию электронов дают более точную информацию о распределении заряда для более легких ядер, но для тяжелых ядер измерения мезонного γ -излучения дают в настоящее время более точные результаты. Хорошее согласие между обоими измерениями получено для радиуса R . Так, для ядра Bi^{209} радиус, полученный из опытов с γ -лучами, равняется $6,63 \pm 0,03$ ферми, что сравнимо со значением $6,74 \pm 0,08$ ферми, следующим из измерений сечения рассеяния электронов с энергией 50 Мэв. Анализ γ -излучения дает, однако, значительно большее значение толщины поверхности $2,40 \pm 0,08$ ферми по сравнению со значением $2,00 \pm 0,016$ ферми, полученным при изучении рассеяния электронов. Это различие привело к предположению о существовании «хвоста» в распределении заряда, содержащего 0,4% всего заряда и простирающегося на расстояние до 10 ферми. Такой ореол сильнее воздействовал бы на энергию γ -излучения, чем на измерения по рассеянию электронов.

Так как весь ядерный заряд обеспечивается протонами, эти эксперименты в действительности измеряют среднее распределение протонов в ядрах, и аномалия в толщине поверхности предполагает существование протонного ореола в тяжелых ядрах.

5. ФОРМА ЯДЕР

Предыдущее обсуждение предполагает, что в ядрах сферическое распределение заряда. Хорошо известно, что центр заряда и центр масс в ядрах совпадают и, следовательно, они не имеют постоянного электрического дипольного момента. Однако распределение заряда может быть вытянутым в одном направлении, образуя сфероидальное распределение. В этом случае ядра обладают электрическим квадрупольным моментом (E_2 -момент), который проявляется в особенностях тонкой структуры мезонного спектра γ -излучения.

Поскольку у μ -мезона, точно так же как и у электрона, спин равен $1/2 \hbar$, мюонные уровни энергии из-за спин-орбитального взаимодействия оказываются дублетами. Если к тому же у ядра ненулевой спин, взаимодействие между мезонным и ядерным моментами приведет к более сложной структуре мюонных уровней энергии. В обычных атомах существование квадрупольного ядерного момента E_2 приводит к расщеплению того же порядка, что и сверхтонкое расщепление за счет спина ядра, и оба эти эффекта много меньше спин-орбитального взаимодействия. Однако в мезоатомах меньший размер орбиты приводит к усилению всех ядерных эффектов.

По сравнению с обычными атомами в мезоатомах спин-орбитальное расщепление, подобно энергиям самих линий, увеличивается пропорционально массе мезона, величина магнитного сверхтонкого расщепления вырастает, как квадрат массы мезона, в то время как электрическое квадрупольное расщепление увеличивается, как ее куб. Поэтому эффекты магнитной сверхтонкой структуры оказываются все еще малыми и трудно уловимыми существующими приборами. В самом деле, к настоящему времени они наблюдались только для мезоатома Bi^{209} , в котором они особенно велики из-за большого спина ($9/2 \hbar$) ядра. С другой стороны, электрические квадрупольные эффекты становятся значительно большими, и расщепление, вызванное ими, может сравниваться с обычным спин-орбитальным расщеплением.

Рис. 6, а иллюстрирует типичную дублетную структуру

$$(2p_{3/2} - 1s_{1/2}), K_{\alpha 1} \text{ и } (2p_{1/2} - 1s_{1/2}), K_{\alpha 2},$$

в мезоатоме Pb^{206} (сферическое ядро с нулевым спином). Рис. 6, б

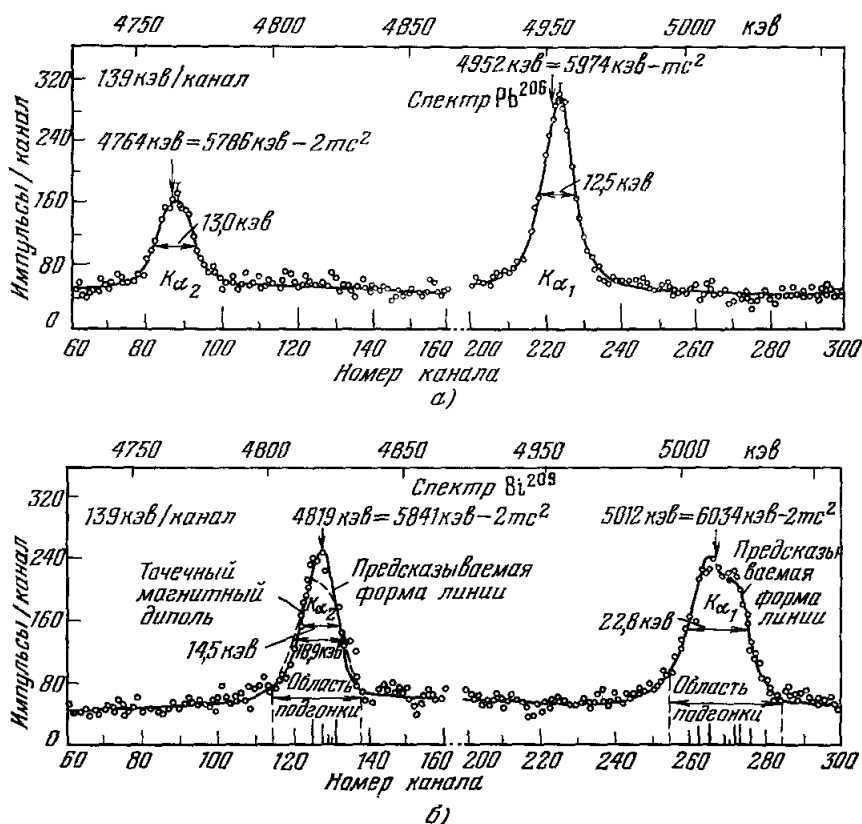


Рис. 6. Влияние ядерного магнетизма на мюонный γ -спектр.

а) Мюонный K_{α} -спектр для ядра Rb^{206} со сферическим распределением заряда и нулевым ядерным спином (и магнитным моментом), измеренный Эрлихом и др.³; б) мюонный K_{α} -спектр с тем же разрешением, что и на рисунке а), для ядра Bi^{209} со сферическим распределением заряда, но с большим ядерным спином ($I = 9/2$) (и большим магнитным моментом), измеренный Эрлихом и др.³

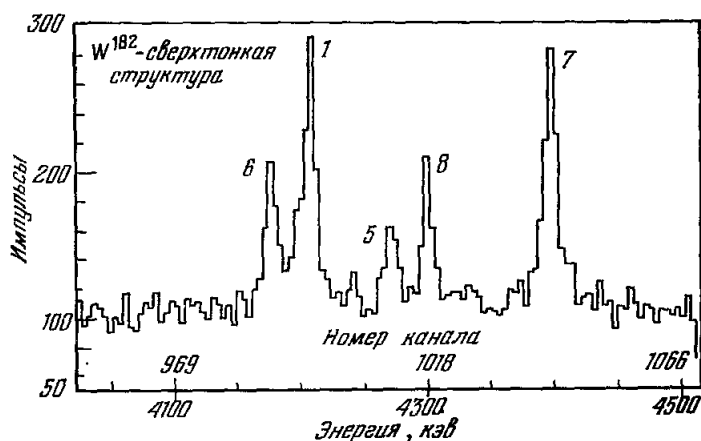


Рис. 7. Влияние формы распределения ядерного заряда на мюонный γ -спектр.

Цифры показывают мюонный K_{α} -спектр, расщепленный на несколько компонент для ядра W^{182} , в котором существенно сказывается влияние электрического квадрупольного момента (измерение Хитлина и др.⁴).

показывает, как форма линии K_α уширяется в мезоатоме Bi^{209} со сферическим ядром, но большим спином. На рис. 7 дана структура K_α -спектра мезоатома W^{182} , для которого влияние электрического квадрупольного момента отчетливо проявляется, так что видны по меньшей мере пять компонент. Это действительно один из наиболее интересных случаев, потому что основное состояние W^{182} обладает нулевым спином (0^+) и сферически-симметрично. В этом ядре, однако, низко лежащее первое возбужденное состояние со спином 2^+ и энергией возбуждения 100 кэв, что примерно равно дублетному расщеплению в 142 кэв между $2p_{3/2}$ - и $2p_{1/2}$ -мезоатомными состояниями, приводит к эффекту типа резонансных. Для W^{182} электрическая квадрупольная структура является динамическим эффектом, возникающим благодаря ядерному возбуждению. Многие ядра имеют статический E_2 -момент в основном состоянии, который приводит к менее сложной сверхтонкой структуре.

Расстояние между E_2 -линиями сверхтонкой структуры зависит не только от величины электрического квадрупольного момента, но и от того распределения заряда, который его вызывает. Поэтому, если величина квадрупольного момента известна из других измерений, что часто случается, то может быть получена информация об этом распределении. К настоящему времени попытки такой интерпретации сверхтонкой структуры не привели к недвусмысленным результатам. Однако в будущем они, вероятно, окажутся полезным инструментом для изучения формы несферических распределений заряда ядер.

6. ПИОННЫЕ И КАОННЫЕ АТОМЫ

Отрицательно заряженные π^- и K^- -мезоны (с массами соответственно в 273 и 966 электронных масс) могут образовывать мезоатомы и вызывать мезонное γ -излучение в процессе девозбуждения после образования высоковозбужденного начального состояния. Следует ожидать, что в обоих этих случаях спектр будет проще, чем для μ^- -мезона, поскольку и пионы, и каоны не имеют спина. С другой стороны, эти частицы подвержены сильному взаимодействию с нуклонами (протонами или нейтронами) ядра, и энергии мезоатомных уровней определяются не только величиной электромагнитного взаимодействия, но также и сильным взаимодействием между мезонами и ядром. Эти частицы также легко поглощаются нуклонами, если они находятся в состояниях с настолько малыми значениями (n, l), что проводят некоторое время внутри ядра. Это поглощение приводит к тому, что ширины уровней становятся значительно больше, чем в случае μ^- -атома. Так как обычно при изучении пионных атомов присутствуют и мюонные атомы, мюонное γ -излучение накладывается на пионный γ -спектр и затрудняет изучение последнего. Рис. 8, который показывает пионные γ -спектры πO^{16} и πO^{18} , измеренные Бакенштоссом и др.⁹, иллюстрирует, насколько значительная ширина пионных линий по сравнению с мюонными затрудняет их исследование. Кроме того, этот рисунок представляет также изотопический эффект в таких спектрах — смещение энергий мезонных γ -лучей, вызванное разницей масс πO^{16} и πO^{18} .

Ядерное поглощение привело и к другому удивительному эффекту, который наблюдался в особенности с каонными γ -лучами. Особые правила отбора для наиболее вероятных переходов девозбуждения вынуждают мезоатомы переходить на так называемые «круговые орбиты», т. е. в состояния, для которых

$$l = n - 1.$$

Если мезоатом достиг такого состояния, то единственно возможным

электрическим дипольным переходом, ведущим к γ -излучению, оказывается переход с

$$\Delta l = -1$$

и, таким образом, каскад девозбуждения происходит через последовательные «круговые орбиты», а l и n уменьшаются на единицу с каждым переходом. В таком случае следовало бы ожидать, что интенсивности последовательных γ -линий должны быть одинаковыми, если измерять число излученных кван-

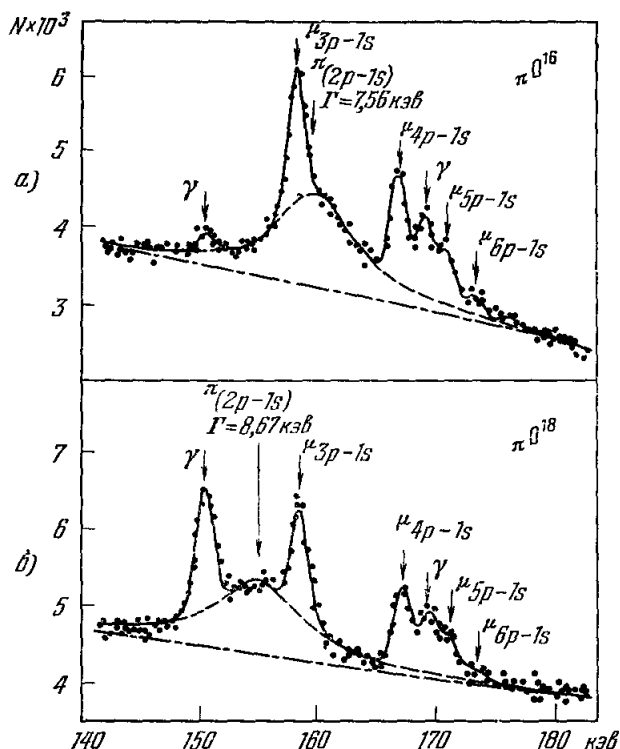


Рис. 8. π -мезонный K-спектр πO^{16} (а) и πO^{18} (б).
Пионная линия шире мюонных, которых в спектре больше.
Рисунок иллюстрирует трудности, связанные с изучением пионных γ -лучей.

тов, а не полную энергию излучения. Однако с уменьшением n K^- подходят ближе к ядру и начинают проходить через ядерную материю. При этом начинает проявляться ядерный захват и интенсивность последующих переходов падает. Действительно, этот спад интенсивности происходит очень быстро. Для серебра, например, переход $(8,7) \rightarrow (7,6)$ ($= (n, l)$) имеет полную силу, $(7,6) \rightarrow (6,5)$ слегка ослаблен, $(6,5) \rightarrow (5,4)$ очень сильно ослаблен, в то время как переход $(5,4) \rightarrow (4,3)$ совсем не наблюдается. Может оказаться, что изучение закона, по которому спадают интенсивности в таком каскаде, даст возможность получить некоторую информацию о плотности нуклонов в той области, где происходит захват. Фактически результаты очевидным образом указывают, что это происходит на далекой периферии ядра, где плотность нуклонов составляет 5—10% внутренней плотности. Поэтому изучение интенсивностей каонных γ -лучей может дать подробную информацию о периферической ядерной плотности.

На рис. 9 показаны каонные спектры Li и C, недавно измеренные Вигандом и Маком¹⁰.

Интересно отметить, что поглощение K -мезонов происходит и на протонах, и на нейтронах, так что изучение каонных γ -лучей может дать информацию о плотности протонов и нейтронов, в то время как информация, получаемая при изучении мюонного γ -излучения, относится только к распределению заряженных частиц (протонов) в ядре.

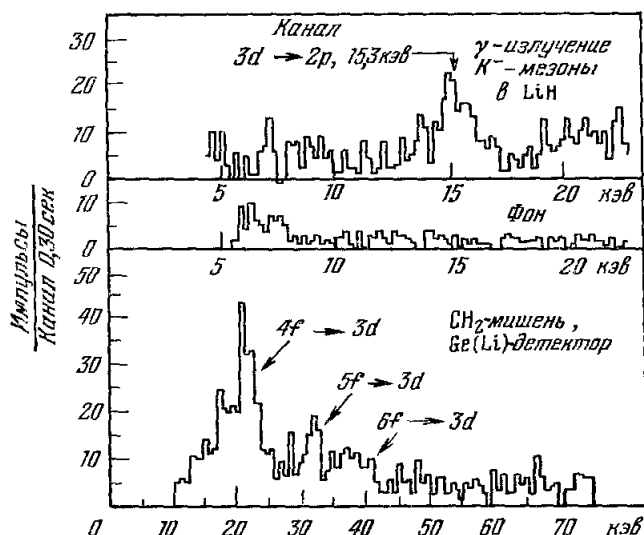
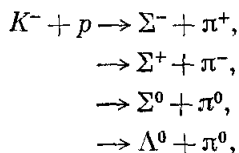
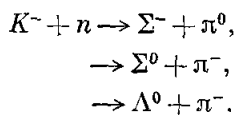


Рис. 9. а) K -мезонный L_{α} -спектр лития для мишени LiH;
б) K -мезонные линии M -серии для углерода.

Изучение свойств каонных атомов, вероятно, даст возможность различать протонное и нейтронное распределения вблизи поверхности ядра. Такое изучение включает измерения не каонного γ -спектра, а вторичных продуктов, которые получают, когда каоны захватываются ядром K -мезоатома. Если захват происходит на протоне, то можно наблюдать следующие основные процессы:



где Σ , Λ — гипероны. Захват на нейтроне ведет в свою очередь к процессам



Используя визуальные детекторы элементарных частиц, такие, как ядерная фотографическая эмульсия или пузырьковая камера, можно определить природу вторичных частиц. На рис. 10, а и б показаны фотографии треков, полученные на пропановой пузырьковой камере после

остановки K^- и образования K -мезоатома углерода *). На обеих фотографиях видны треки, вызванные распадом Λ^0 -гиперона, $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, полученного после того, как K^- был захвачен ядром. На рис. 10, а процесс сопровождается относительно быстрыми π^- ($> 100 \text{ Мэв}$). В этом случае очевидно, что первичный K^- -захват произошел на нейтроне ядра углерода.

На рис. 10, б нет трека заряженного пиона, исходящего из точки захвата K^- . Однако видны два следа, относящиеся к электрону и позитрону, выходящие из точки захвата. Внизу фотографии видны следы другой

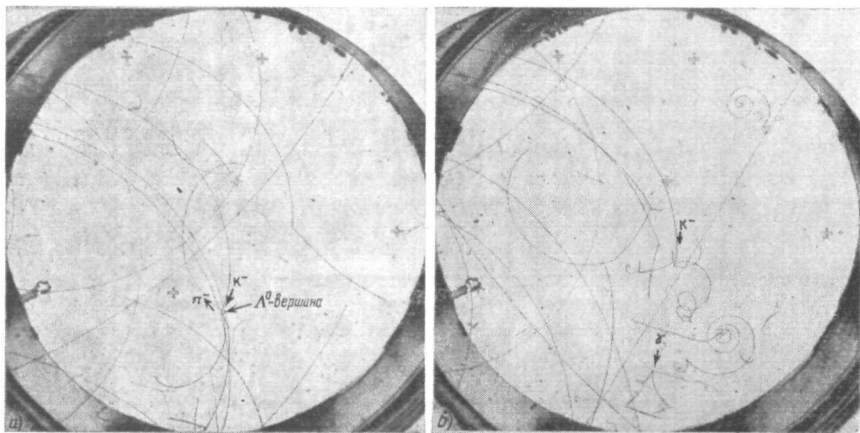


Рис. 10. Вторичные продукты, излученные после остановки K^- -мезонов в пузырьковой камере, наполненной пропаном.

K^- -мезон, след которого отмечен на каждом рисунке, захватывается ядром углерода в пропане. В каждом случае в результате захвата вылетает Λ^0 -гиперон и распадается на протон и π^- -мезон. На рисунке а) Λ^0 сопровождается π^- -мезоном с энергией больше 100 Мэв , который указывает на то, что первичный K^- -захват произошел на нейтроне ядра углерода. На рисунке б) Λ^0 сопровождается излучением π^0 -мезона. Последний обычно распадается с излучением двух γ -квантов. В данном случае он распадается по более редкому каналу $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^- + e^+$. Видны следы e^+ и e^- , выходящие из точки, где остановился K^- ; γ -квант проходит некоторое расстояние и в отмеченной точке превращается в другую пару e^+e^- . Излучение Λ^0 и π^0 непосредственно после K^- -взаимодействия с ядром указывает, что первичное взаимодействие K^- в ядре произошло с протоном. (На прилагаемой фотографии распадная вершина возникающего Λ^0 -гиперона расположена вблизи точки остановки K^- -мезона и ориентирована примерно в противоположную от нее сторону. След протона распада идет вверх, след π^- — влево, где он захватывается, давая однолучевую звезду.)

электронно-позитронной пары, сходящиеся в точке K^- -взаимодействия. Они появились в результате появления в пропане пузырьковой камеры фотона из распада ($\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$) π^0 -мезона (в этом случае также с энергией $> 100 \text{ Мэв}$), возникшего в процессе захвата K^- . Время жизни π^0 -мезона чрезвычайно мало (10^{-16} сек); за это время он проходит путь меньше 10^{-5} см , так что точка его распада совпадает с точкой K^- -захвата. В этом случае K^- очевидным образом был захвачен протоном ядра углерода.

Оказалось, что отношение первичных K^- -захватов на нейтроне к K^- -захватам на протоне значительно больше для тяжелых, чем для легких мезоатомов (похоже, что для серебра в пять раз больше, чем для углерода). Если вспомнить, что процесс захвата чрезвычайно периферичен, то отсюда следует большой избыток нейтронов на периферии тяжелых ядер. Мы уже говорили о том, что изучение мезоатомов позволило обнаружить протонное гало на очень далекой периферии ядер. Результаты исследования каонных атомов указывают на большой избыток нейтронов в этом ореоле.

*) Я благодарен доктору Д. Дэвису и Дж. Сэкстону, а также группе Брюссель — Университетский колледж Лондона за разрешение воспроизвести эти снимки.

7. МЮОНИЙ

До сих пор мы рассматривали свойства мезоатомов, в которых отрицательно заряженный мезон удерживается положительно заряженным ядром. Теперь мы перейдем к случаю, когда положительно заряженная элементарная частица подхватывает электрон и образует систему, очень похожую на атом водорода, но с массой ядра, отличной от массы протона. Самая известная система такого типа — позитроний, в котором электрон удерживается позитроном. Позитроний изучался настолько интенсивно, что нужна была бы отдельная работа, чтобы описать его свойства. Здесь

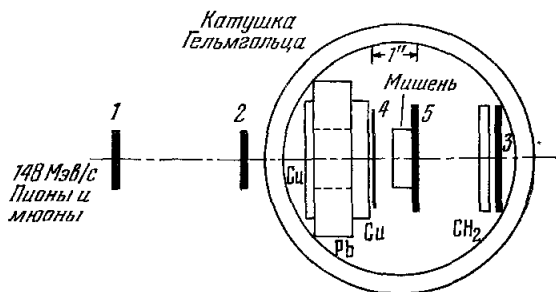


Рис. 11. Прибор, использованный Свансом для изучения прецессии остановленного μ^+ в поперечном магнитном поле H .

мы рассмотрим свойства мюония, в котором положительно заряженной частицей является мюон. Водородоподобные системы с другой элементарной положительно заряженной частицей практически не исследовались.

Судить об образовании мюония (Mu) можно на основании наблюдения за μ^+ , излученным в процессе распада *)

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

поскольку его спин поляризован в основном по направлению его движения. (В системе покоя пиона поляризация мюона в этом направлении полная.) Когда μ^+ в свою очередь распадается по реакции

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$

излучение e^+ пространственно асимметрично и в основном направлено по направлению поляризации μ^+ , т. е. по направлению спина μ^+ . Это действительно наблюдалось в опытах Ледермана и сотрудников, на результатах которых в большой степени основывается заключение о несохранении четности в слабых взаимодействиях. Эксперименты этого типа дали первое косвенное подтверждение образования мюония.

На рис. 11 представлена типичная экспериментальная установка. Смешанный положительный пучок пионов и мюонов после выхода из синхротрона проходит через медную заглушку, которая останавливает пионы и уменьшает скорость мюонов так, чтобы они останавливались в мишени. Мюон, останавливающийся в мишени, регистрируется счетчиками 1, 2, 4 (совпадения) и счетчиком 5 (антисовпадение). Позитроны, излучаемые вперед после распада мюона, регистрируются по схеме совпадений с задержкой в счетчиках 3, 5 и на антисовпадение в счетчике 4.

*) ν_e , ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ обозначают электронное нейтрино, мюонные нейтрино и анти-нейтрино.

Катушка Гельмгольца формирует магнитное поле B с плотностью потока примерно 50 гс в области мишени. Поскольку мюоны подобны маленьким магнетикам, такое поперечное магнитное поле вынуждает мюоны прецессировать вокруг направления поля (т. е. в плоскости, параллельной плоскости рисунка) с ларморовской угловой частотой прецессии $\omega = = geB/2mc$, где g — гиромагнитное отношение для мюона.

На рис. 12 показана скорость счета для задержанных совпадений. Как видно, она модулирована с частотой примерно 10^6 сек^{-1} . Кривая на рис. 12 может быть представлена выражением

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} (1 - a \cos \omega t), \quad (6)$$

где τ — время жизни μ^+ и a — амплитуда модуляции. Для мюонов, поляризованных полностью, следует ожидать $a = 0,33$. Если мюоны останавливаются в каком-нибудь проводящем материале, например в графите

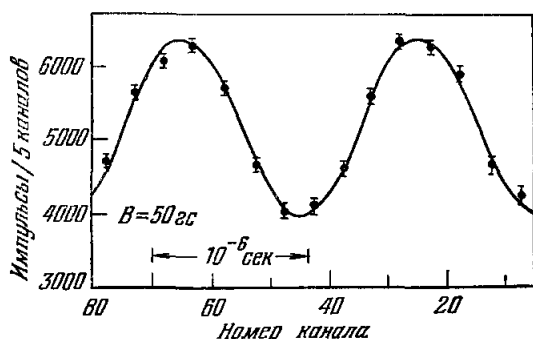


Рис. 12. Иллюстрация модуляции скорости счета при распаде остановленных μ^+ в присутствии поперечного магнитного поля в 50 гс для частоты ларморовской прецессии.

или магнии, наблюдаемое a равняется примерно $0,25$, как и следует ожидать для пучка μ^+ с поляризацией 75% . С другой стороны, если мюоны останавливаются в изоляторе, таком, как сера или кварц, то a значительно уменьшается и близко к нулю. Таким образом, деполяризация значительна в изоляторах, но очень мала в проводниках.

Деполяризации не следует ожидать, если основным процессом потери энергии является взаимодействие мюонов с электронами тормозящей среды. С другой стороны, при образовании мюония деполяризация должна иметь место. Это следует ожидать по той причине, что половина μ^+ должна захватывать электроны со спином, противоположным спину μ^+ . Но тогда взаимодействие между магнитными полями мюона и электрона вызвало бы перемену направлений спинов обеих частиц и, следовательно, деполяризацию спина мюона. Образование Mu следует, несомненно, ожидать в изоляторах, но в проводниках ему, по-видимому, должен мешать экранирующий эффект электронов проводимости, из-за которых система (μ^+e) в лучшем случае очень слабо связана и легко ионизируется, так что ее существование должно быть очень кратковременным.

Присутствие внешнего продольного магнитного поля, сила которого значительно больше, чем магнитное поле мюона в окрестности электрона, мешает переориентации спина электрона в Mu -атоме и, следовательно, деполяризации мюона, так что мюон сохраняет поляризацию, даже если он останавливается в изоляторе. Такое ослабление деполяризационных эффектов в сильном магнитном поле наблюдалось.

Все эти доказательства образования Mu -атома являются косвенными, и было важно получить более непосредственное подтверждение его существования. Оно было получено в двух прекрасных экспериментах Хьюза и сотрудников¹², использовавших мюоны, остановленные в газообразном аргоне при давлении в несколько десятков атмосфер. В первом из них наблюдалась частота прецессии, соответствующая Mu -атому, а не мюону. Магнитный момент Mu -атома в триплетном состоянии много больше магнитного момента мюона, так как определяется в основном моментом электрона, который примерно в 200 раз больше магнитного момента мюона. Частота прецессии Mu -атома в триплетном состоянии (т. е. с параллельными спинами мюона и электрона) оказывается примерно в 100 раз больше, чем для мюона *). Эксперимент необходимо было проводить в слабом магнитном поле, чтобы частота прецессии была удобной. Даже в магнитном поле 4 *гс* частота Mu -прецессии составляет величину порядка 5 *Мгц*. Для того чтобы соответствующий эффект можно было зарегистрировать, это очень слабое магнитное поле должно быть чрезвычайно однородным в значительном объеме, и поэтому такой трудный опыт по наблюдению прецессии с Mu -частотой является существенным достижением.

Та же группа получила другое прямое подтверждение образования Mu -атома, наблюдая переходы между двумя состояниями его сверхтонкой структуры. В отсутствие внешнего магнитного поля взаимодействие атомов мюона и электрона приводит к двум состояниям с орбитальным моментом $\{F(F+1)\}^{1/2} \hbar$: триплетное состояние с $F=1$, соответствующее параллельным атомам мюона и электрона, и синглетное состояние с $F=0$, соответствующее антипараллельным спинам. Разность энергий этих состояний может быть записана в виде $h\nu$ с $\nu = 4463 \text{ Мгц}$. В присутствии магнитного поля триплетное состояние расщепляется на три компонента, а энергия синглета сдвигается. На рис. 13 показана ожидаемая зависимость энергий этих состояний от величины поля. Эксперимент заключается в наблюдении индуцированных переходов между этими состояниями, когда Mu -атом находится в электромагнитном поле высокой частоты, при наличии постоянного магнитного поля, напряженность которого может меняться.

Используемая аппаратура показана на рис. 14; μ^+ -мезоны останавливались в тонкостенной микроволновой полости с высоким Q , содержащей газ аргон при давлении в несколько десятков атмосфер, причем полость помещалась в резервуар высокого давления из нержавеющей стали. Внешнее магнитное поле создавалось катушкой Гельмгольца и было однородно в объеме мишени с точностью $2 \cdot 10^{-4}$. Поскольку поле было продольное, прецессии спина μ^+ -мезона не происходило. Совпадения 123456 и далее антисовпадения 356 указывали на остановку μ^+ с последующим излучением позитрона распада в направлении движения. Микроволновая полость, включенная в цепь клистронного усилителя на 1 *квт*, работала в режиме TM_{100} -моды, ось которой совпадала с направлением постоянного магнитного поля. Были приняты большие предосторожности, чтобы обеспечить чистоту аргона и стабильность клистронного усилителя.

Мюоний в состоянии сверхтонкой структуры $(M_\mu, M_J) \equiv \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$, где M_μ, M_J — магнитные квантовые числа мюона и электрона соответственно, будет поляризован продольно, и излучение позитрона распада вперед будет предпочтительнее. С другой стороны, в состоянии $(M_\mu, M_J) \equiv (-1/2, 1/2)$ более вероятным будет излучение позитрона

*) Орбитальный момент триплетного мюония (Mu^T) в два раза больше, чем у мюона, и скорость его прецессии в заданном магнитном поле уменьшается соответственно в два раза.

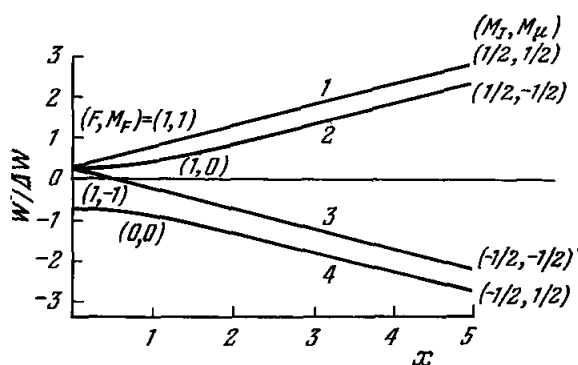


Рис. 13. Сверхтонкая структура наинизшего состояния М μ -атома.

W — энергия сверхтонких состояний, выраженная в единицах сверхтонкого расщепления мюония ΔW . Магнитное поле x выражено в единицах 1580 гс . $\{F(F+1)\}^{1/2} \hbar$, $M_F \hbar$ — это полный угловой момент мюония и его проекция на направление поля в слабых полях. $M_J \hbar$ и $M_\mu \hbar$ — проекции угловых моментов электрона и мюона соответственно на направление поля в сильных полях.

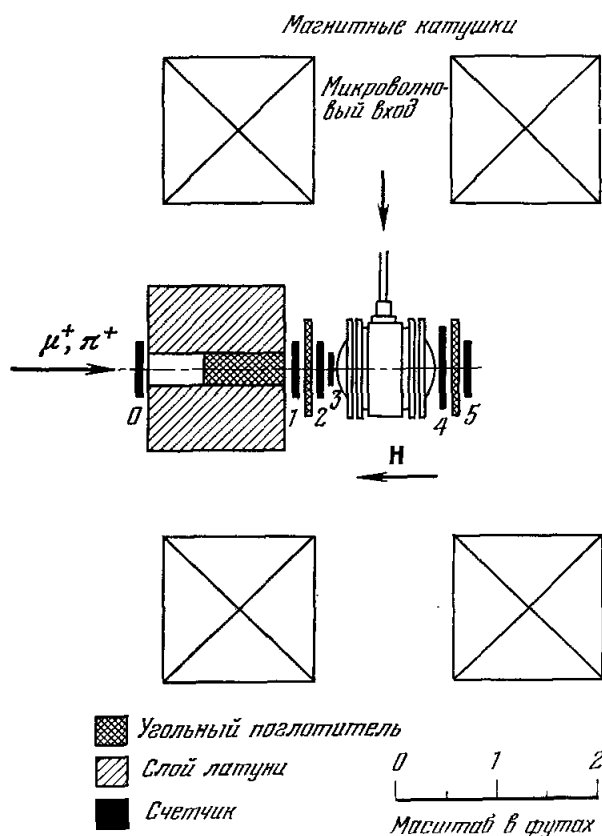


Рис. 14. Прибор для изучения переходов между состояниями сверхтонкой структуры мюония под действием микроволнового поля (см. 13).

в противоположном направлении. Следует ожидать, что первоначально Ми-атом будет образовываться главным образом в состоянии $(1/2, 1/2)$. Разность энергий двух состояний ΔE зависит от величины магнитного поля H . Если значение H таково, что

$$\Delta E = \hbar\omega, \quad (7)$$

где ω — угловая частота микроволнового поля, то между двумя состояниями сверхтонкой структуры будут происходить вынужденные переходы. Опыт состоял в измерении отношения η числа позитронов, излученных вперед в отсутствие поля, к числу позитронов, излученных при различных значениях поля H . Такая функция проходит через максимум, когда выполняется условие резонанса (7). На рис. 15 показана типичная резонансная кривая, полученная для магнитного поля в окрестности 5700 гс. Она описывает переход из состояния $(1/2, 1/2)$ в неполяризованное $(1/2, -1/2)$ -состояние. Зная величины гиромагнитных отношений g_μ, g_e для мюона и электрона и магнитный момент мюона μ_0 , можно оценить сверхтонкое расщепление ν при нулевом магнитном поле:

$$\nu = 4463,15 \pm 0,06 \text{ Мгц}.$$

Эта величина находится в хорошем согласии с аналогичной величиной, ожидаемой для водородного атома с массой ядра, равной массе мюона. Более того, знание этой величины позволяет получить одно из наилучших значений постоянной сверхтонкой структуры

$$\alpha^{-1} = 137,0388 \pm 0,0012.$$

Таким образом, можно с уверенностью утверждать, что при остановке μ^+ в таких условиях происходит образование Ми-атома.

8. ХИМИЯ МЮОНИЯ

В только что описанных экспериментах наличие различных примесей, в особенности малых концентраций парамагнитных материалов, таких, как O_2 и NO , приводит к разрушению резонансного сигнала. Большие концентрации молекул ненасыщенного гидрокарбоната C_2H_4 приводят к тому же эффекту, в то время как сигнал сохраняется даже при весьма больших концентрациях H_2 . Эффект малых примесей сводится как к уменьшению амплитуды сигнала, так и к увеличению его ширины.

Влияние парамагнитных молекул объясняется столкновениями с обменом электроном между триплетным мюонием Mu^T и молекулой, в результате которого электрон Ми-атома меняется местами с неспаренным электроном парамагнитной молекулы, который может иметь противоположный

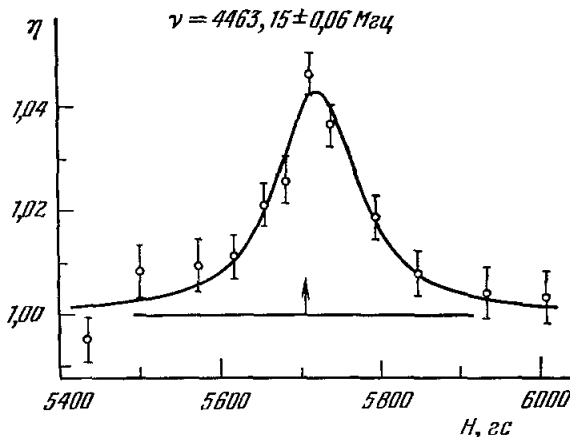


Рис. 15. Отношение η числа позитронов, излучаемых вперед при выключенном микроволновом поле, к числу таких же позитронов в присутствии поля как функция статического магнитного поля H .

Резонанс происходит при величине H , соответствующей микроволновой частоте, равной частоте перехода между двумя сверхтонкими подуровнями (см. рис. 13).

спин, в результате чего Mu^T заменяется неполяризованным синглетным мюоном Mu^S . Легко показать¹², что в присутствии примеси величина сигнала в точке резонанса представляется формулой

$$S = 4 |b|^2 / [4 |b|^2 + (\gamma + n\bar{v}Q_R)^2], \quad (8)$$

где величина $|b|^2$ пропорциональна интенсивности поля высокой частоты, γ — средняя скорость распада свободного мюона, n — концентрация примеси, $\bar{v}$ — средняя относительная скорость мюония и атома примеси и Q_R — сечение процесса обмена электроном, который вызывает затухание.

Сечение обменного процесса было вычислено также на основании данных об амплитуде сигнала μ^+ прецессии, которая служила мерой концентрации Mu^T , причем согласие между двумя методами хорошее, если допустить, что магнитное поле мешает перебросу спина электрона (соответственно и спина μ^+).

Эффект затухания микроволнового резонанса, наблюдаемый в C_2H_4 , объясняется исчезновением свободных Mu -атомов при образовании радикала $\text{C}_2\text{H}_4\text{Mu}$.

Систематические исследования амплитуды сигнала μ^+ -прецессии в магнитных полях различной силы, при остановке μ^+ в различных гидрокарбонатах, были предприняты Фирсовым и его сотрудниками¹⁴ в СССР. Они изучали реакции, которые могут произойти при остановке μ^+ в водородных соединениях с молекулярной структурой RH :



Реакция замещения (9) приводит к образованию стабильных молекул MuH , в половине из которых электроны спарены в форме орто- MuH (спины μ^+ и протона параллельны), а в другой половине — в форме пара- MuH . В последнем случае результирующий спин равен нулю, так что никакой прецессии не наблюдается. Молекулы орто- MuH должны прецессировать в слабом магнитном поле (< 20 гс) вокруг направления поля с частотой для частицы со спином $\hbar$ и магнитным моментом, который является суммой магнитных моментов мюона и протона (в 1,314 раза больше магнитного момента свободного μ^+). В то же время должна иметь место прецессия с собственной частотой тех Mu -атомов, которые не участвовали в химической реакции.

Для полей сильнее 20 гс связь между Mu и H разрывается, и μ^+ , принадлежащий MuH , будет прецессировать с нормальной частотой свободного μ^+ .

Радикал RMuH , образованный в реакции захвата (10), имеет неспаренный электрон, так что его результирующий магнитный момент близок к моменту электрона (т. е. моменту Mu -атома). Для магнитных полей слабее 200 гс наблюдаемая частота прецессии должна быть близка к частоте прецессии Mu . С усилением поля связь между μ^+ и электроном разрывается, и частота прецессии близка к частоте прецессии свободного μ^+ .

Измеряя амплитуду прецессии для различных возможных частот и при разных магнитных полях, можно определить концентрации поляризованного свободного мюония, MuH и RMuH *). В то же время нужно

*) Разумеется, выражение «концентрация» используется здесь в необычном смысле, поскольку результаты извлекаются на основании изучения поведения отдельных мюонов. Поэтому под концентрацией следует понимать число молекул определенного типа в единице объема, наблюдаемых на протяжении всего эксперимента, который может длиться много часов.

учитывать потерю поляризованных Mu из-за электронного обмена и, разумеется, из-за распада самих μ^+ . Можно записать систему уравнений, которая приводит к выражению для амплитуд прецессии при различных условиях, зависящих от концентраций Mu , MuH и RMuH , а следовательно, от сечений реакций (9) и (10).

Такие сечения могут быть прямо связаны с сечениями аналогичных процессов с H взамен Mu . Однако скорости этих реакций настолько высоки, что, используя обычную химическую технику, измерить их непосредственно с H трудно. Скорости соответствующих реакций с участием Mu могут быть измерены благодаря высокой временной разрешающей способности существующих счетчиков. К счастью, имеется возможность проверить эту технику, поскольку полная скорость реакции H и C_6H_6 была измерена Мелвиллом и Роббом¹⁵ и составила $6 \cdot 10^8 \text{ л} \cdot \text{мол}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$. Результат, полученный Фирсовым, Бабаевым и их сотрудниками¹⁶ для полной скорости реакции между Mu и C_6H_6 , может быть использован для оценки скорости реакции между H и C_6H_6 после соответствующего учета разницы масс Mu и H . Если это принять во внимание, то получается величина $5,5 \cdot 10^8 \text{ л} \cdot \text{мол}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$, что хорошо согласуется с прямым измерением, использующим химическую технику.

Тем самым открываются хорошие перспективы для использования мюония при изучении быстрых реакций с участием атомарного водорода *).

ДОБАВЛЕНИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Обзор Бархопа целиком посвящен мезоатомным процессам, т. е. процессам, в которых объектом изучения является изолированный мезоатом независимо от химического соединения, в состав которого входил соответствующий атом до захвата мезона. Однако в последние годы обнаружены мезомолекулярные явления, которые существенно зависят от молекулярной структуры веществ. Отметим некоторые из них.

В работе Зинова и др.^{4*} обнаружена периодическая зависимость интенсивности μ^- -рентгеновской серии мезоатомов металлов, входящих в состав окислов. Влияние химической связи на структуру μ^- -рентгеновской серии Ti наглядно показано теми же авторами^{1*} на примере Ti и TiO_2 .

В серии работ Петрухина, Прокошкина и др.^{5*} обнаружена резкая зависимость ядерной реакции перезарядки π^- на ядрах водорода в зависимости от типа химического соединения, в котором этот водород связан. Эти явления получили удовлетворительное объяснение в рамках модели больших мезомолекул^{2*}.

На основе упомянутых работ оформилось новое направление исследований — мезонная химия, — которое ставит своей задачей использование мезонов в химических исследованиях^{6*}. Более подробно затронутые вопросы изложены в обзоре Герштейна и др.^{7*}.

С. С. Герштейн

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. W. Alvarez, H. Bradner, F. S. Crawford, J. A. Crawford, P. Falk-Vairant, N. L. Good, J. I. Gow, A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz, M. L. Stevenson, H. K. Ticho, R. D. Tripp, *Phys. Rev.* **105**, 1127 (1957).
2. Я. Б. Зельдович, С. С. Герштейн, *УФН* **71**, 581 (1960).
3. A. Ashmore, B. Nordhagen, K. Strauch, B. M. Townner, *Phys. Soc.* **71**, 161 (1958).
4. Эта работа рассматривается более полно в статье Э. Бархопа из сборника *High Energy Physics*, v. 3, Academic Press, N.Y., 1969, p. 110.
5. H. L. Acker, G. Backenstoss, C. Daum, J. C. Series, S. A. De Wit, *Nucl. Phys.* **87**, 1 (1966).
6. D. Kessler, H. L. Anderson, M. S. Discit, H. J. Evans, R. J. McKee, C. K. Hargrove, R. D. Barton, E. P. Hincks, J. D. McAndrew, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1179 (1967).

) Теоретический анализ кинетики поведения мюония в веществе с учетом его химических реакций дан в недавней работе Ивантера и Смильги^{3}. (Прим. ред.)

7. R. D. Ehrlich, D. Fryberger, D. A. Jensen, C. Nissim-Sabat, R. J. Powers, B. A. Scherwood, V. L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. **16**, 425 (1966).
8. D. Hitlin, E. Macagno, K. Runge, T. Tchaio, C. S. Wu, R. C. Cohen, S. Devons, C. Nissim-Sabat, J. Rainwater, Proc. 3rd Topical Conf. Use of Elementary Particles in Nucl. Structure Res., Brussels, 1965.
9. G. Backenstoss, S. Charalambus, H. Daniel, H. Koch, G. Poretz, H. Schmitt, L. Tauscher, Phys. Lett. **B25**, 365 (1967).
10. C. E. Wiegand, D. A. Mack, Phys. Rev. **18**, 685 (1967).
11. R. A. Swanson, Phys. Rev. **112**, 580 (1958).
12. V. W. Hughes, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16**, 445 (1966).
13. W. E. Cleland, J. M. Bailey, M. Eckhauser, V. W. Hughes, R. M. Mobley, R. Prepost, J. E. Rothberg, Phys. Rev. Lett. **13**, 202 (1964).
14. В. Г. Фирсов, В. М. Бяков, ЖЭТФ **47**, 1074 (1964).
15. H. W. Melville, J. C. Robb, Proc. Roy. Soc. **A202**, 181 (1950).
16. А. И. Бабаев, М. Я. Балац, Г. Г. Мясничева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. Г. Фирсов, ЖЭТФ **50**, 887 (1966).

ЛИТЕРАТУРА, ДОБАВЛЕННАЯ ПРИ ПЕРЕВОДЕ

- 1*. В. Г. Зинов, А. Д. Конин, А. И. Мухин, ЯФ **5**, 591 (1967).
 - 2*. Л. И. Пономарев, ЯФ **2**, 223 (1965); **6**, 388 (1967).
 - 3*. И. Г. Ивантер, В. П. Смилга, ЖЭТФ **54**, 559 (1968).
 - 4*. В. Г. Зинов, А. Д. Конин, А. И. Мухин, ЯФ **2**, 859 (1965).
 - 5*. А. Ф. Дунайцев, В. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, В. Н. Рыкалин, ЖЭТФ **42**, 1680 (1962); З. В. Крумштейн, В. И. Петрухин, Л. И. Пономарев, Ю. Д. Прокошкин, ЖЭТФ **54**, 1690; **55**, 1640 (1968).
 - 6*. В. И. Петрухин, Л. И. Пономарев, Ю. Д. Прокошкин, Хим. высоких энергий **1**, 283 (1967).
 - 7*. С. С. Герштейн, В. И. Петрухин, Л. И. Пономарев, Ю. Д. Прокошкин, УФН **97**, 3 (1969).
-