

539.144

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

С. М. Поликанов, Д. Чултэм

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	441
2. Эмиссия нейтронов при захвате отрицательных пионов ядрами	443
3. Возбуждение высокоспиновых состояний	446
4. Влияние химической связи на вероятность атомного и ядерного захвата пиона	449
5. Однуклонное поглощение пиона	450
6. Перспективы дальнейших исследований	451
Цитированная литература	453

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, взаимодействие остановившихся отрицательных пионов с атомными ядрами происходит через стадию образования пионных атомов.

Переход из состояний непрерывного спектра энергии на дискретные уровни пионного атома идет с посадкой пиона на уровни с большим значением главного квантового числа. Путем электромагнитных переходов пион спускается на более глубоко расположенные уровни с меньшим значением главного квантового числа. В случае самых легких элементов пион оказывается в конце концов на уровне $1s$, а с этого уровня уже происходит его поглощение атомным ядром.

Иначе обстоит дело с пионными атомами тяжелых элементов. Здесь атомные орбиты расположены значительно ближе к ядру и поэтому, оказавшись на уровнях, расположенных выше чем $1s$, пион начинает испытывать не только электромагнитное взаимодействие с атомным ядром, но также и сильное взаимодействие. Дело в том, что для пионных атомов тяжелых элементов, даже находясь на орбите $4f$, пион при своем движении неоднократно пересекает поверхность атомного ядра. В результате этого происходит поглощение пиона атомным ядром, прежде чем пион сможет спуститься на уровни, расположенные ниже, чем $4f$.

Экспериментальные исследования гамма-квантов, испускаемых при переходе пиона между уровнями пионных атомов тяжелых элементов, показали, что в спектре гамма-квантов отсутствуют переходы пиона $4f - 3d$, $3d - 2p$, $2p - 1s$.

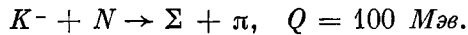
Сильное взаимодействие пионов с атомным ядром является причиной уширения и сдвига уровней. Согласно современным представлениям поглощение отрицательного пиона с мезоатомной орбиты протекает в результате взаимодействия пиона с ядерными кластерами-нуклонными

ассоциациями, на короткое время возникающими на поверхности атомного ядра.

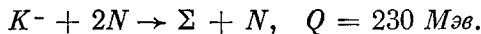
Вопрос о существовании двухнуклонных кластеров возник после опытов группы М. Г. Мещерякова ¹, в которых было обнаружено, что при взаимодействии протонов с энергией в несколько сотен *Мэв* с атомными ядрами из них выбиваются дейтроны.

В дальнейшем Уилкинсон ², проанализировав данные о спектре гиперонов, испускаемых при взаимодействии отрицательных каонов с атомными ядрами, обратил внимание на то, что поверхность атомного ядра обогащена двухнуклонными кластерами.

В случае взаимодействия каона с нуклоном реакция протекает следующим образом:



Если же реакция происходит на двухнуклонной ассоциации, то она протекает без образования пиона:



В последнем случае энергия Σ -частиц оказывается больше, чем для реакции однонуклонного взаимодействия, и опыты действительно показали, что в спектре Σ -частиц содержится избыток Σ -частиц высокой энергии.

Имеющиеся экспериментальные данные о поглощении отрицательных пионов атомными ядрами также указывают на важную роль нуклонных ассоциаций.

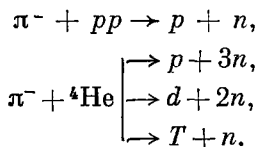
Известно, что поглощение отрицательных пионов атомными ядрами происходит в процессах



В качестве экспериментального подтверждения того, что эти процессы играют существенную роль при захвате отрицательных пионов, можно привести данные о корреляции при вылете двух нейтронов из ядра, поглотившего пион, и данные об эмиссии заряженных частиц.

При захвате ядром пиона выделяется энергия, равная массе пиона, т. е. примерно 140 *Мэв*. Если захват произойдет на паре *np*, то будут образованы два нейтрона с энергией, примерно 70 *Мэв* каждый. Эти нейтроны разлетятся под углом 180°. Некоторое размытие энергии вблизи 70 *Мэв* связано с внутренним движением нуклонов в атомном ядре. Опыты ³⁻⁵ подтвердили существование скоррелированных пар нейтронов, что свидетельствует в пользу двухнуклонного механизма поглощения пионов.

В опытах с измерением энергии заряженных частиц было показано, что в спектре присутствует значительное число протонов, дейтронов и ядер трития с энергией в несколько десятков *Мэв*⁶. Это снова может быть понято, если представить себе следующие процессы поглощения пионов:



Недавно в экспериментах на синхротронных в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне и в СИНе было обнаружено новое проявление эффекта захвата отрицательных пионов на нуклонных ассоциациях. Речь идет о возбуждении в атомных ядрах состояний с достаточно высоким спином ⁷⁻⁹.

В экспериментах, которые проводились в Дубне, было обнаружено, что в результате поглощения пиона с заметной вероятностью возбуждаются метастабильные состояния ядер со спином, достигающим значение вплоть до $15\hbar$. В ряде случаев оказалось, что вероятность возбуждения таких состояний в несколько раз превышает вероятность образования ядра в основном состоянии с меньшим значением спина. Исследования, проведенные в СИНе, показали, что при захвате отрицательных пионов деформированными атомными ядрами (например, ядрами Ho и Lu) достаточно эффективно возбуждаются ротационные уровни со спином вплоть до $12\hbar$.

На первый взгляд оба эффекта кажутся совершенно непонятными. Действительно, спин пиона равен нулю, а состояние $4f$, из которого происходит захват пиона тяжелыми ядрами, характеризуется моментом, равным $3\hbar$. Причина эффекта опять лежит в доминирующей роли захвата пиона на двух- или четырехнуклонных ассоциациях. Мы уже говорили, что захват пиона на паре np или pp будет сопровождаться передачей двум нуклонам в среднем по 70 Мэв . Если далее представить себе, что один из нуклонов вылетит по касательной к поверхности ядра, а второй нуклон застрянет в ядре, передав свою энергию другим нуклонам, атомное ядро начнет вращаться, момент количества движения ядра будет, естественно, равен моменту количества движения нуклона, т. е. $M = p \cdot R$, где p — импульс, R — радиус ядра. Величина момента количества движения атомного ядра среднего или тяжелого веса при вылете из него нейтрона с энергией 70 Мэв может достигать примерно $15\hbar$. На самом деле, конечно, после вылета быстрого нуклона ядро может оказаться и в состоянии с меньшим моментом количества движения.

Во всяком случае, объяснение механизма возникновения вращательного движения атомного ядра было найдено на основе уже существовавших представлений о захвате пионов нуклонными ассоциациями.

2. ЭМИССИЯ НЕЙТРОНОВ ПРИ ЗАХВАТЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ ЯДРАМИ

Основная информация о нейтронах, испускаемых при захвате отрицательных пионов атомными ядрами, получена как из экспериментов по измерению энергетических спектров ¹⁰⁻¹³, так и из опытов, в которых измерялся выход различных изотопов при захвате пионов ядрами ¹⁴⁻¹⁹.

На рис. 1 приведен энергетический спектр нейтронов, измеренный с помощью методики времени пролета. Из рисунка видно, что, с одной стороны, в спектре присутствуют нейтроны с энергией в несколько десятков мегаэлектронвольт. С другой стороны, большая часть нейтронов имеет значительно меньшую энергию.

Такой характер спектра нейтронов ясно указывает на то, что за эмиссию нейтронов ответственны два механизма, а именно поглощение пиона кластером и испарение нейтронов образующимся при этом составным ядром. Если говорить более строго, то надо также принимать во внимание

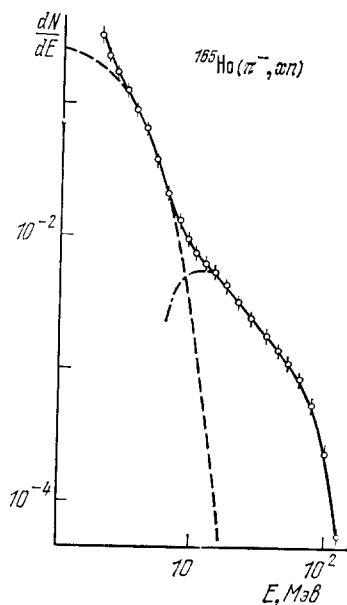


Рис. 1. Энергетический спектр нейтронов, испускаемых при захвате пионов ядрами гольмия ¹³.

и внутриядерный каскад, развивающийся в результате взаимодействия первичного быстрого нуклона с атомным ядром. Говоря об испарении нейтронов из составного ядра, мы имеем в виду, что если развитие ядерного каскада происходит за время порядка 10^{-22} сек, то образующееся после его завершения возбужденное составное ядро находится в статистическом равновесии и живет значительно дольше. В том случае, когда измеряется выход отдельных изотопов, можно говорить, что с определенной вероятностью после захвата пиона вылетело, например, столько-то нейтронов (множественность), но, естественно, ничего нельзя сказать о том, как происходит этот процесс. Однако если у нас существует определенное представление о том, как происходит эмиссия нейтронов, и если с помощью той или иной модели можно описать процесс, то и радиохимические методы исследования также весьма полезны.

Таблица I

Среднее число нейтронов, испускаемых ядрами при захвате отрицательных пионов

Работы	C	Al	Cu	Zn	Br	Cd	Sn	I	Pb	U
Тонгиорги и Эдвардс (1952) ¹⁴	$1,6 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,2$	—	—	—	—	$6,1 \pm 0,4$	—	$9,3 \pm 0,4$	—
Сугихара и Либби (1952) ¹⁵	—	—	—	—	6	—	—	—	—	—
Туркевич и Фунг (1953) ¹⁶	—	—	—	2-3	—	—	—	—	—	—
Уинсберг (1954) ¹⁷	—	—	—	—	—	—	—	6,2	—	—
Рассел (1956) ¹⁸	—	—	—	—	—	—	—	—	—	12 ± 2
Андерсон и др. (1964) ¹⁰	$2,8 \pm 0,3$	$3,2 \pm 0,3$	—	—	—	$3,6 \pm 0,4$	—	—	$3,5 \pm 0,4$	$5,0 \pm 0,5$ (7)
Венути и др. (1964) ¹¹	—	—	$7,4 \pm 0,4$	—	—	—	$8,5 \pm 0,5$	—	$9,4 \pm 0,5$	—

В табл. I приведены экспериментальные данные о среднем числе нейтронов, испускаемых при захвате отрицательных пионов ядрами различных элементов. Приведенные данные получены с использованием различных методов исследования, включавших в себя как непосредственную регистрацию импульсов от нейтронов в тех или иных детекторах, так и радиохимическую идентификацию продуктов реакции.

Все имеющиеся данные об эмиссии нейтронов указывали на следующие характерные черты этого процесса:

а) Среднее число нейтронов растет от 2 до 10 с ростом атомного номера от 6 до 92 (см. табл. I);

б) имеют место довольно большие флуктуации числа испущенных нейтронов;

в) спектр нейтронов содержит две компоненты, соответствующие прямому процессу поглощения пиона кластером и испарению нейтронов.

Если еще раз взглянуть на табл. I, то можно заметить в отдельных случаях довольно большой разброс экспериментальных значений множественности. Это связано с несовершенством применявшихся методик. Ввод в последние годы в действие мезонных фабрик позволит провести исследования процесса поглощения пионов ядрами при более высокой интенсивности пионных пучков, используя более совершенную методику.

Создание в Дубне в Объединенном институте ядерных исследований интенсивного пучка пионов на синхроциклотроне для медико-биологи-

ческих исследований дало возможность исследовать процесс образования различных изотопов при облучении отрицательными пионами стабильных

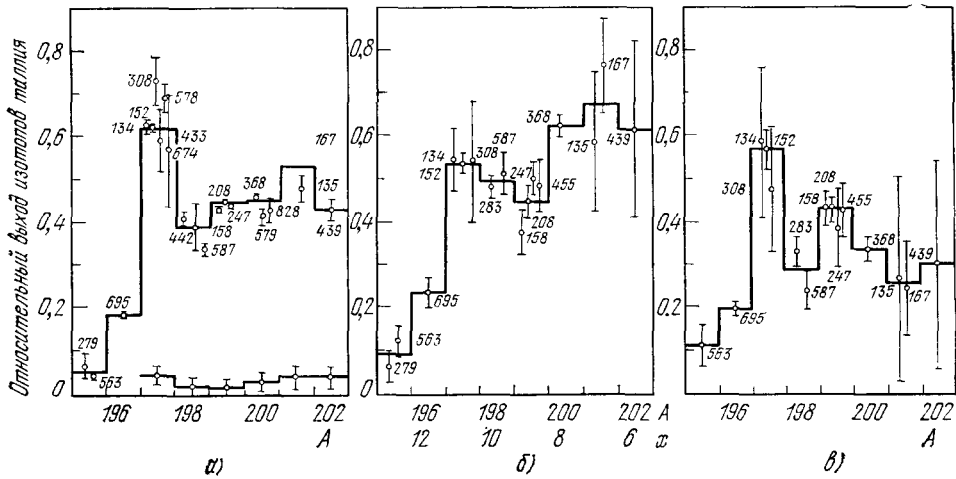


Рис. 2. Относительный выход изотопов таллия, образующихся при захвате пионов ядрами свинца 19 .

изотопов. На рис. 2 приведены результаты таких измерений в случае мишеней из изотопов свинца 19 . Выход изотопов таллия приведен в относительных единицах. Видно, что при захвате пионов образуются изотопы в широком диапазоне масс. Однако только в случае мишени из ^{208}Pb каждому изотопу можно поставить в соответствие число вылетевших нейтронов. Как видно из рисунка, образуются изотопы таллия с массой от 195 до 202, что соответствует числу вылетевших нейтронов 13 и 6.

В работе Ильинова и др. 20 были проведены расчеты процесса эмиссии нейтронов в предположении, что первичный акт поглощения пиона происходит либо на квазидейтронном, либо на альфа-частичном кластере. Согласно расчетам компаунд-ядро, образующееся после поглощения пиона оказывается возбужденным до большей энергии в случае поглощения на альфа-частичном кластере. Это означает, что в этом случае будет испаряться большее число нейтронов и в конце концов образуются более легкие изотопы. Исследование выхода продуктов взаимодействия пионов с ядрами позволяет установить соотношение процессов поглощения пионов на квазидейтронном и альфа-частичном кластерах.

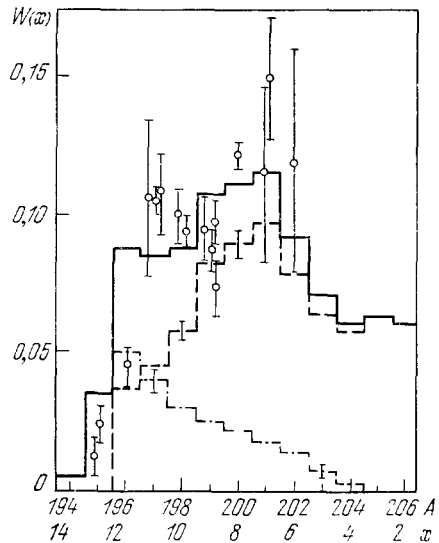


Рис. 3. Распределение множественности нейтронов в реакции $^{208}\text{Pb}(\pi^-, xn), ^{208}\text{-}\alpha\text{Tl}$. Штриховой линией дан расчет по квазидейтронному, штрих-пунктирной — по α -частичному механизмам поглощения. Сплошная кривая получена в предположении, что в 25% случаев пион поглощается α -кластером, а в 75% — квазидейтроном. Параметр плотности уровней $\rho = 0,1 \text{ Мэв}^{-1}$ (рисунок взят из работы 20).

На рис. 3 показаны как экспериментальные данные о выходах изотопов таллия, так и расчетные данные Ильинова и др.²⁰, полученные в предположении, что 25% всех актов взаимодействия приходится на альфа-частичные кластеры и 75% на квазидейтронные. Видно довольно хорошее согласие между расчетными и экспериментальными данными.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ

При экспериментальном исследовании процесса образования изотопов таллия в реакции захвата отрицательного пиона ядрами свинца было обнаружено, что для изотопов с массой 196 и 198 с заметной вероятностью возбуждаются изомерные состояния со спином $7\hbar$.

Обычно вероятность образования изомера нормируют на вероятность образования ядра в основном состоянии. Получаемая величина носит название изомерного отношения. Она, как правило, является характеристикой того, насколько эффективно образуется изомер. Оказалось, что для изотопов таллия величина изомерного отношения достигает значения 5,0⁷. В дальнейшем эксперименты по исследованию возбуждения изомеров были распространены и на другие мишени. Оказалось, что изомеры эффективно возбуждаются и в области деформированных ядер. В табл. II указаны исследованные мишени, для которых было замечено

Таблица II

Реакции	Высокоспиновые изомеры
Bi (π^- , xn)	^{204}mPb (9^-), ^{203}mPb ($13/2^+$), ^{202}mPb (9^-), ^{201}mPb ($13/2^+$), ^{199}mPb ($13/2^+$), ^{197}mPb ($13/2^+$)
Bi (π^- , $p\pi n$)	^{198}mTl (7^+), ^{196}mTl (7^+)
Pb (π^- , xn)	^{199}mHg ($13/2^+$), ^{19}mHg ($13/2^+$), ^{195}mHg ($13/2^+$), ^{193}mHg ($13/2^+$)
Pb (π^- , $p\pi n$)	
Tl (π^- , xn)	^{200}mAu (12^-), ^{198}mAu (12^-), ^{196}mAu (12^-)
Tl (π^- , $p\pi n$)	
Hg (π^- , xn)	^{197}mPt ($13/2^+$), ^{195}mPt ($13/2^+$), ^{193}mPt ($13-2^+$)
Hg (π^- , $p\pi n$)	
Au (π^- , xn)	^{190}mIr (11^-)
Au (π^- , $p\pi n$)	
Pt (π^- , xn)	^{177}mHf ($37/2^-$)
Ta (π^- , xn)	
Er (π^- , xn)	^{158}mHo (9^+)
I (π^- , $p\pi n$)	^{122}mSb (8^-), ^{120}mSb (8^-), ^{118}mSb (8^-), ^{116}mSb (8^-)
Sb (π^- , $p\pi n$)	^{118}mIn ($4,5^+$), ^{116}mIn (5^+), ^{114}mIn (5^+), ^{112}mIn ($4,5^+$)
Sn (π^- , xn)	^{110}mIn (7^+), ^{108}mIn ($5,6^+$)

возбуждение метастабильных состояний и там же указаны спины изомеров, а где возможно, и изомерные отношения.

Наиболее высокое значение спина среди исследованных ядер имеет изомер гафния с массой 177⁷. Для этого изомера значение спина равно $37/2\hbar$. Как видно, в этом случае величина спина близка и к тому предельному значению, которое соответствует наибольшему «закручиванию» ядра, образующегося при эмиссии с поверхности ядра нуклона высокой энергии.

Теория возбуждения вращательного движения ядра при захвате отрицательного пиона была развита в работе Ильинова и др.²⁰. В ней за основу взяты те представления о механизме «закручивания» атом-

ного ядра при захвате атомного ядра, которые рассматривались во введении.

Рассмотрим более подробно эти представления. Прежде всего обратимся к рис. 4, на котором представлены функция распределения плотности ядерного вещества ^{208}Pb и распределение плотности пионов, которые в момент поглощения находятся в состоянии с $n = 4$.

Видно, что заметное перекрытие обоих распределений имеет место лишь на поверхности атомного ядра. В соответствии с этим, как показывают расчеты, в основном поглощение пиона происходит на расстоянии $6-8 \text{ ф}$ от центра атомного ядра. Ядерные реакции поглощения той или иной частицы атомным ядром приводят к вращению атомного ядра, причем величина спина ядра определяется прицельным параметром соударения.

В случае развития внутриядерного каскада также возникает вращательное движение ядра. Угловой момент остаточного ядра M при этом будет зависеть от углового момента, уносимого каскадными частицами:

$$M = \sum m,$$

где m — угловой момент, уносимый каскадной частицей.

На рис. 5 показано распределение по спинам остаточных ядер в предположении, что на стадии испарения частиц из составного ядра не происходит существенного изменения спина ядра. Видно, что в процессе каскада спин ядра может увеличиться до $15\hbar$, что качественно согласуется с экспериментальными данными.

На рис. 6 показано, как средний угловой момент остаточного ядра связан с числом испущенных нейтронов. Сплошная кривая относится к квазидейтонному механизму, а штриховая — к α -частичному поглощению. Из графика видно, что наибольший спин у остаточного ядра оказывается при числе испущенных нейтронов $6-8$. Согласно расчетам Лохера и Мюрера ²¹ вращение ядра возникает, когда ядро покидает одна быстрая частица, а оставшееся компаунд-ядро испаряет несколько нейтронов.

Это обстоятельство легко понять. Оно отражает связь между характером развития внутриядерного каскада и энергией возбуждения остаточного ядра. Так, если все каскадные частицы поглощаются ядром, никакого «закручивания» ядра не происходит. В то же время атомное ядро оказывается в состоянии с большой энергией возбуждения. При дальнейшем

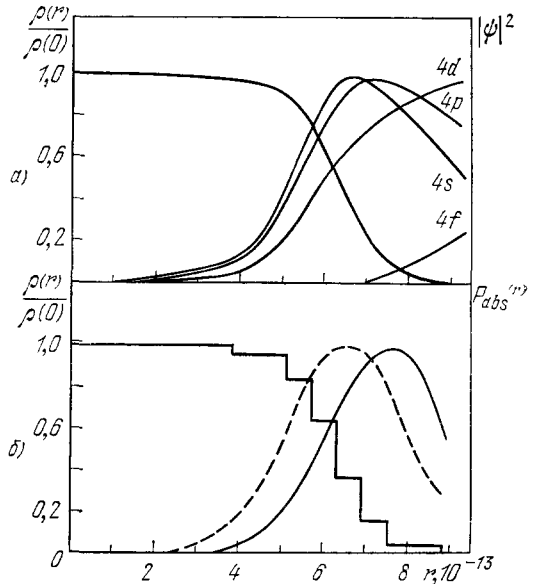


Рис. 4. а) Распределение плотности ядерного вещества и плотности пиона, находящегося на уровне с $n = 4$; б) распределение плотности ядерного вещества, рассчитанное по формуле

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right) \right]^{-1},$$

и распределение вероятности поглощения

$$P_{abs} \sim \exp\left\{-\frac{[r-(c+\Delta r)]^2}{2\sigma^2}\right\}$$

при двух различных значениях Δr .

распаде атомного ядра вылетает большое число нейтронов, но ядро по-прежнему остается с малым спином.

В то же время, когда при квазидейтонном механизме образуются две быстрые частицы, покинувшие ядро так, что ядро останется холодным, спин остаточного ядра также будет сравнительно мал.

На рис. 7 представлены результаты экспериментов, выполненных в Дубне ²², которые показывают, что вероятность возбуждения изомеров

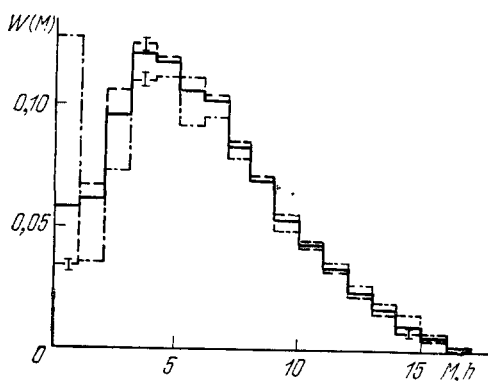


Рис. 5. Распределение остаточных ядер по спинам ²⁰.
Обозначения как на рис. 3.

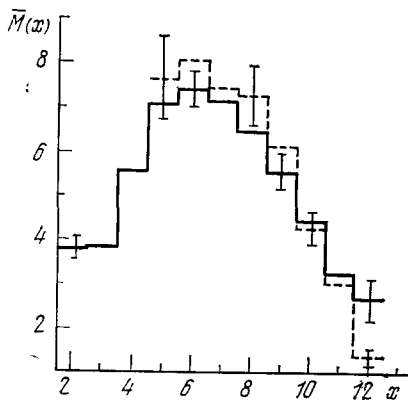


Рис. 6. Средний угловой момент остаточного ядра (в единицах \hbar) как функция числа испущенных нейтронов.

Сплошная кривая — расчет с квазидейтонным поглощением, штриховая — с α -частичным поглощением.

индия действительно зависит от числа испущенных нейтронов, примерно так, как предсказывает теория. В указанных опытах использовались мишени из разделенных изотопов олова. Варьируя мишени, но наблюдая выход одного и того же изомера, удалось установить, как изомерное отношение зависит от числа испущенных нейтронов. Таким образом, сейчас можно утверждать, что экспериментальные исследования находятся в достаточно хорошем качественном согласии с теоретическими представлениями о механизме возникновения вращательного движения атомных ядер при захвате мезонов.

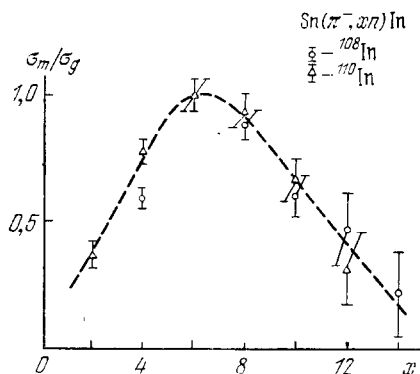


Рис. 7. Зависимость изомерного отношения в реакции $\text{Sn}(\pi^-, xn) {}^{108}\text{In}$, ${}^{110}\text{In}$ от множественности нейтронов. Все величины нормированы к случаю $x = 6$.

До сих пор мы говорили о возбуждении атомных ядер при эмиссии нейтронов. На самом деле эксперименты показали, что вращение может эффективно возникать и в тех случаях, когда, кроме нейтронов, испускается и протон.

В табл. II указаны изомеры, которые были возбуждены в реакциях с отрицательными пионами сопровождающихся эмиссией заряженных частиц. То, что в последнем случае возникает вращательное движение

исследования находятся в достаточно хорошем качественном согласии с теоретическими представлениями о механизме возникновения вращательного движения атомных ядер при захвате мезонов.

атомного ядра, также можно понять на основе кластерного механизма поглощения пионов.

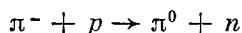
Действительно, если захват происходит уже не на кластере np , а на кластере pp , то здесь образуется протон и нейтрон. Как и в случае кластера np , выделяемая энергия делится снова пополам и поэтому протон может приобрести достаточно большую энергию и вылететь из ядра, закрутив его при этом.

В проведенных до настоящего времени экспериментах в общей сложности обнаружено несколько десятков изомеров, что указывает на общий характер явления.

4. ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ НА ВЕРОЯТНОСТЬ АТОМНОГО И ЯДЕРНОГО ЗАХВАТА ПИОНА

Экспериментальные исследования Ю. Д. Прокошкина и В. И. Петрухина с сотрудниками²³, проводившиеся в течение многих лет на синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ, показали возможность исследования структуры водородосодержащих соединений с помощью отрицательных пионов.

Метод, широко применяемый сейчас, основан на том, что в случае, когда водород находится в соединении, процесс



оказывается подавленным, причем степень подавления зависит от плотности электронного облака вблизи протона.

Изучение обширного класса водородосодержащих соединений, безусловно, важно, но с точки зрения выяснения общей картины пионной химии желательнее расширить число исследуемых соединений, включив и соединения без водорода. Экспериментальные данные об относительных вероятностях образования пионных атомов в химических соединениях тяжелых элементов, имеющиеся сейчас, весьма скудны.

Из-за сильного пион-ядерного взаимодействия отсутствуют как распад отрицательного пиона с мезоатомных орбит, так и электромагнитные переходы между низколежащими состояниями пионного атома. Поэтому для изучения влияния химических связей на вероятность образования мезоатома измерялись лишь относительные интенсивности рентгеновских лучей, испускаемых при переходе пиона между высоколежащими уровнями²⁴⁻²⁶.

В работе²⁷ исследовались йодиды щелочных металлов. При этом использовался метод идентификации по наведенной активности. Этот метод пригоден для мезохимии благодаря равенству вероятностей атомного и ядерного захвата пиона. В исследованных соединениях LiJ , NaJ , KJ , RbJ , CsJ ионные связи почти идентичны, что позволяло проследить влияние только заряда ядра на вероятность образования мезоатома.

При соблюдении идентичных условий облучения и измерения, исследовалось влияние атомов щелочных металлов на выход определенного продукта поглощения пиона ядром йода. В эксперименте измерялся относительный выход высокоспинового изомера ^{118m}Sb (8^-), интенсивно образующегося в реакции ^{127}J (π^- , $1p10n$).

После введения поправок на тормозную способность пиона в исследуемых материалах определялись относительные вероятности образования пионного атома йода в этих мишенях (рис. 8).

Результат показал, что для данного типа соединений выполняется так называемый «Z-закон» Ферми — Теллера, согласно которому вероятность образования мезатома в химических соединениях пропорциональна заряду ядра ²⁸.

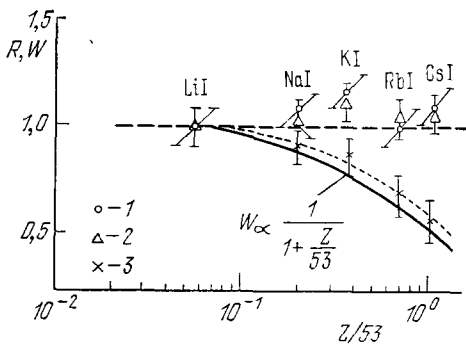


Рис. 8. Зависимость образования пионного атома йода от атомного номера Z связанного с ним щелочного элемента ²⁷.

1, 2 — экспериментальные отношения фотофиксов γ -линий продуктов ядерного поглощения пионов в йоде и мониторинном веществе; 3 — вероятность образования π^- -атома. Сплошная линия — предсказание «Z-закона» Ферми — Теллера. Все величины нормированы к случаю LiI.

однонуклонного поглощения может явиться критическим экспериментом для ответа на вопрос: есть ли пионный конденсат в существующих атомных ядрах?

Недавно Бутцевым и Чултэмом был проведен эксперимент ³¹ с целью обнаружения реакции однонуклонного захвата отрицательного пиона (π^- , n), а следовательно, и пионного конденсата.

Для этой цели производился поиск высокоспинового изомера изотопа гафния ^{180m}Hf со спином $8\hbar$, который мог образоваться в реакции ¹⁸¹Ta (π^- , n) ^{180m}Hf. Одним из важных предположений, использованных в рассматриваемой работе ³¹, является предположение о том, что однонуклонный захват происходит, как и процесс поглощения на ассоциациях, в поверхностном слое атомного ядра.

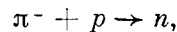
Если это так, то можно ожидать, что при однонуклонном захвате опять-таки с большой вероятностью может образоваться высокоспиновый изомер. Выбор высокоспинового изомера в качестве конечного продукта позволяет подавить фон от радиационного захвата пиона с последующим испусканием одного нейтрона.

При радиационном захвате пиона вряд ли с заметной вероятностью произойдет возбуждение высокоспиновых состояний.

Вероятность заселения высокоспинового изомера ^{180m}Hf на один π -захват согласно опытам Бутцева и Чултэма оценивается как очень малая, меньше, чем 10^{-5} . Этот результат не противоречит анализу высокоэнергетической части спектра нейтронов ¹⁸, где не наблюдается пика от однонуклонного захвата. Если действительно имеет место однозначная связь между однонуклонным поглощением пиона и пионным конденсатом ²⁹, полученный результат может служить указанием на отсутствие пи-конденсата в ядре. Одновременно эксперимент еще раз говорит в пользу доминирующей роли квазидейтронного ³², а также альфа-частичного ³³ механизмов поглощения остановившихся пионов ядром.

5. ОДНОНУКЛОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ПИОНА

Процесс однонуклонного механизма поглощения пиона атомным ядром, протекающий в виде реакции



сильно подавлен по сравнению с поглощением пиона нуклонными ассоциациями.

Однако Троицкий с сотрудниками ²⁹ показали, что в случае существования пионного конденсата в атомном ядре в соответствии с теорией А. Б. Мигдала ³⁰, вероятность однонуклонного поглощения пиона возрастает в 10^2 — 10^3 раз. По мнению этих авторов, измерение вероятности

Конечно, вывод об отсутствии пи-конденсата, сделанный в работе ³¹, может быть принят с некоторыми оговорками. Мы в действительности не знаем, каков спектр возбуждения остаточного ядра после вылета из

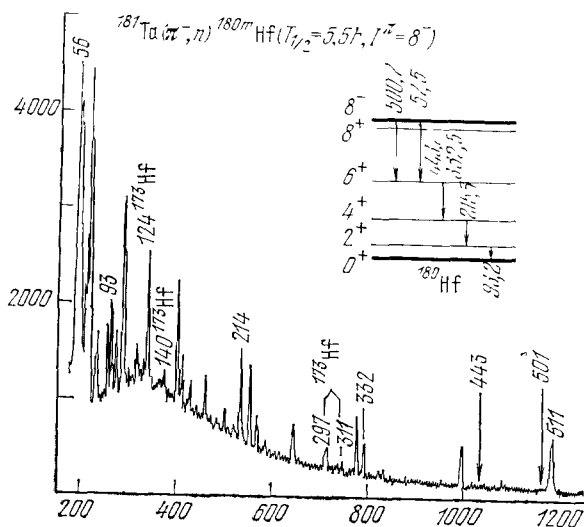


Рис. 9. Участок спектра γ -лучей радиоактивных ядер, образующихся в результате активации тантала отрицательными пионами.

Стрелками показаны положения линий 443 и 501 кэв изомера ^{180m} Hf, по которым определена вероятность однонуклонного захвата пиона.

ядра нейтрона, т. е. какова вероятность дополнительного вылета нейтронов из возбужденного ядра ¹⁸⁰ Hf.

6. ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Как уже говорилось в предыдущих главах, имеется сравнительно небольшое число экспериментально установленных фактов, которые указывают на кластерный механизм поглощения медленных отрицательных пионов.

Эффект возбуждения вращательного движения атомных ядер можно сейчас рассматривать как еще одно доказательство этого механизма.

По-видимому, главным доказательством этого надо считать установленную зависимость вероятности возбуждения изомеров от числа испущенных при поглощении пиона нейтронов.

На наш взгляд, в дальнейшем было бы желательно получить и другие доказательства правильности сделанного вывода. Так, например, было бы интересно установить угловую корреляцию между направлением вылета нуклона (протона, нейтрона) достаточно высокой энергии, испускаемого при захвате пиона, и гамма-квантами, испускаемыми на последней стадии распада составного ядра.

Регистрируя нуклон с энергией, близкой к 100 Мэв, мы выделяем плоскость, в которой лежат моменты количества движения атомного ядра. Измеряя угловые распределения гамма-квантов относительно этой плоскости, можно установить, что действительно мы имеем дело с набором угловых моментов, ориентированных в плоскости, перпендикулярной к направлению вылета быстрой частицы, а тем самым прогнать правильность гипотезы о механизме возбуждения вращательного движения ядер.

Вообще говоря, приняв кластерный механизм поглощения пионов, можно пойти дальше и попытаться установить более точно, каков вклад альфа-частичных кластеров. Расчеты²⁰, о которых мы уже рассказывали, указывают на то, что для установления вклада альфа-частичных кластеров очень важно более детально исследовать выход изотопов при большом числе испущенных нейтронов. Эти исследования достаточно сложны, поскольку эти изотопы характеризуются малым выходом и, кроме того, они, как правило, имеют малое время жизни. Однако развитая к настоящему времени техника исследования (масс-сепараторы в режиме он-лайн, быстрые химические методы) делает такие опыты возможными. Вообще говоря, захват пионов атомными ядрами не является единственным процессом, где может проявиться кластерная структура атомных ядер.

Квазидейтонный механизм поглощения частиц атомными ядрами может проявиться в различных процессах, например, в фотоядерных процессах, и в этих случаях возбуждение высокоспиновых изомеров может также иметь место. Иными словами, исследуя выход высокоспиновых, изомеров в фотоядерных реакциях можно как-то оценивать вклад например, квазидейтронного процесса поглощения гамма-квантов.

Говоря о фотоядерных реакциях, особо хочется отметить процесс фоторождения пионов в связанном состоянии, т. е. на орбите соответствующего пионного атома. Если такой процесс происходит, то он опять таки будет сопровождаться образованием высокоспиновых изомеров при последующем поглощении пиона с мезоатомной орбиты.

И, наконец, было бы интересно посмотреть, как возбуждаются высокоспиновые состояния атомных ядер при захвате медленных отрицательных каонов, поскольку в этом случае снова процесс происходит в поверхностном слое ядра.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна (Московская обл.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Ажгирей, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ 33, 1185 (1957).
2. D. H. Wilkinson, in: Proc. of Rutherford Jubilee Intern. Conference, Ed. J. Birks, Manchester, Heywood, 1961, p. 339.
3. S. Ozaki, R. R. Weinstein, G. Glass, E. Loch, L. Neimala, A. Wattenberg, Phys. Rev. Lett. 4, 533 (1960).
4. В. С. Демидов, В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. К. Поносов, В. П. Протасов, Ф. М. Сергеев, ЖЭТФ 44, 1144 (1963).
5. M. E. Nordberg, K. F. Kinsey, R. L. Burman, Phys. Rev. 165, 1096 (1968).
6. D. L. Chesire, S. E. Sobottka, Nucl. Phys. A146, 129 (1970).
7. D. M. Lee, R. C. Minehart, S. E. Sobottka, K. O. Ziock, *ibid.* A197, 106 (1972).
8. P. S. Castleberry, L. Coulson, R. C. Minehart, K. O. H. Ziock, Phys. Lett. B34, 57 (1971).
9. Ю. Г. Будяшов, В. Г. Зинов, А. Д. Кониц, Н. В. Рабин, А. М. Чатрчян, ЖЭТФ 62, 21 (1972).
10. В. С. Бутцев, Ю. К. Гаврилов, Ж. Ганзориг, С. М. Поликанов, Д. Чултэм, Письма ЖЭТФ 21, 400 (1975).
11. P. Ebersold, V. Aas, W. Dey, R. Eichler, H. J. Leisi, W. W. Sarr, H. K. Walter, Phys. Lett. B58, 428 (1975).
12. Д. Чултэм, в кн. Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, т. 2, Дубна, ОИЯИ, 1976, с. 344.
13. H. L. Anderson, E. P. Hinks, C. S. Johnson, K. Rey, A. M. Segar, Phys. Rev. 133, 392 (1964).
14. G. Campos Venuti, G. Fronterotta, G. Matthiae, Nuovo Cimento 34, 1446 (1964).
15. P. M. Hattersley, H. Muirhead, J. N. Woulds, Nucl. Phys. 67, (1965), p. 309.

13. W. Dey, H. P. Isaak, H. K. Walter, R. Engfer, H. Guyer, R. Hartmann, E. A. Hermes, H. Müller, H. S. Pruys, W. Reichart, J. Morgenstern, *Helv. Phys. Acta* **49**, 778 (1976).
14. V. C. Tongiorgi, D. A. Edwards, *Phys. Rev.* **88**, 145 (1952).
15. T. T. Sugihara, W. F. Libby, *ibid.*, p. 587.
16. A. Turkevich, S. Fung, *ibid.* **92**, 5211 (1953).
17. L. Winsberg, *ibid.* **95**, 198 (1954).
18. I. J. Russel, Ph. D. Thesis, University of Chicago, 1956.
19. В. С. Бутцев, Я. Вандлик, Ц. Вылов, Ж. Ганзориг, Л. Гумнерова, Н. Г. Зайцева, С. М. Поликанов, О. В. Савченко, Д. Чултэм, *ЯФ* **23**, 17 (1976).
20. A. S. Il'ino, V. I. Nazaruk, S. E. Chigrinov, *Nucl. Phys.* **A268**, 513 (1976).
21. M. P. Locher, F. Mührer, *Helv. Phys. Acta* **49**, 123 (1976).
22. В. С. Бутцев, Ю. К. Гаврилов, С. М. Поликанов, Е. П. Череватенко, Д. Чултэм, *Письма ЖЭТФ* **24**, 117 (1976).
23. С. С. Герштейн, В. И. Петрухин, Л. И. Пономарев, Ю. Д. Прокошкин, *УФН* **97**, 3 (1967).
24. M. B. Stearns, M. Stearns, *Phys. Rev.* **105**, 1573 (1956).
25. L. Tauscher, G. Backenstoss, S. Charalambus, H. Daniel, H. Koch, G. Poelz, H. Schmitt, *Phys. Lett.* **A27**, 581 (1968).
26. G. A. Grin, R. Kunselman, *ibid.* **B31**, 116 (1970).
27. V. S. Butsev, D. Chultem, Yu. K. Gavrillov, Dz. Ganzorig, Yu. V. Norseev, V. Presperin, *ibid.* **B63**, 47 (1976).
28. E. Fermi, E. Teller, *Phys. Rev.* **72**, 399 (1947).
29. М. А. Троицкий, М. В. Колдаев, Н. И. Чекунаев, *Письма ЖЭТФ* **25**, 136 (1977).
30. А. Б. Мигдал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, *ЖЭТФ* **66**, 443 (1974); **70**, 1592 (1976).
31. V. S. Butsev, D. Chultem, *JINR Preprint E15-10226*, Dubna, 1976.
32. K. A. Brueckner, R. Serber, K. M. Watson, *Phys. Rev.* **84**, 258 (1951).
33. И. С. Шапиро, В. М. Колыбасов, *ЖЭТФ* **44**, 270 (1963).