

УДК 539.1

ДВУНУКЛОННОЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
В ЯДРАХ ВБЛИЗИ ДВАЖДЫ
МАГИЧЕСКОГО ЯДРА
 $C Z = 82, N = 126$

В. Куш

Институт ядерной физики, г. Варшава

Проблема нуклон-нуклонного взаимодействия в ядрах вблизи ^{208}Pb анализируется на основании структуры их возбужденных уровней. В работе представлены экспериментальные данные о возбужденных состояниях этих ядер, дается обзор теоретических работ, касающихся применения феноменологических потенциалов для описания этих ядер, а также рассматриваются результаты работ, в которых исходными являлись потенциалы свободных нуклонов.

The problem of nucleon-nucleon interactions in nuclei near ^{208}Pb is discussed on the basis of their excited states structure. This work presents experimental data on the excited states of this group of nuclei, as well as a review of theoretical results concerning the application of phenomenological potentials and those based on free nucleon-nucleon potentials.

ВВЕДЕНИЕ

Определение соотношения между взаимодействием свободных нуклонов и эффективным взаимодействием между нуклонами в ядре является одной из наиболее фундаментальных проблем современной ядерной физики. Достижения последних лет в области теоретической, так же как и экспериментальной, физики позволили установить феноменологические потенциалы, которые хорошо описывают нуклон-нуклонное рассеяние, а также поляризационные эффекты в широких пределах энергии. С другой стороны, многие черты структуры возбужденных уровней определенных групп ядер удается объяснить с помощью оболочечной модели, с усредненным потенциалом и остаточным взаимодействием между «валентными» нуклонами. Остаточное взаимодействие нуклонов вне замкнутых оболочек можно представить в виде линейной комбинации двухчастичных взаимодействий.

Таким образом, имеем возможность непосредственно коррелировать остаточный двунуклонный потенциал с физическими величинами, характеризующими ядро, и подбирать на этой основе его параметры. Результаты многих работ последних лет показывают, что двунуклонный потенциал остаточного взаимодействия, в общем, отличается от потенциала свободных нуклонов. Обсуждаются две причины: несовершенство самой модели, описывающей ядро, а также физические эффекты, которые условно назовем эффектами плотности ядерной материи.

Полностью исключить влияние модели нет возможности, однако можно его уменьшить. Как известно, модель оболочек работает хорошо в области замкнутых оболочек $Z = 82, N = 126$. Сосредоточение интереса к ядрам в этой области (A, Z) создает условия для исследования ренормализации потенциала свободных нуклонов, когда он действует в среде ядерной материи. Задача значительно упрощается, если экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов сопоставлять для ядер, у которых количество нуклонов сверх заполненных оболочек (дырок, или нуклонов и дырок) равно двум.

Эту группу восьми ядер будем обозначать символически $^{208}\text{Pb} \pm 2$. Имея в виду, что потенциал остаточного взаимодействия не должен по своей структуре отличаться от состоящего из многих частей потенциала свободных нуклонов, можно ожидать, что разные его члены в разной степени отражают различные ядерные характеристики. Уточнение задачи, заключающееся в определении корреляций различных ядерных свойств с соответствующими членами потенциала, позволяет установить программу построения на основе набора экспериментальных данных, полного двунуклонного потенциала остаточного взаимодействия.

Эта программа — главная тема настоящей статьи. В первой части дается обзор о состояниях одного нуклона и о состояниях одной дырки вблизи ^{208}Pb с учетом их связи с коллективными возбуждениями остова. Две следующие части посвящаются обсуждению теоретических аспектов взаимодействия двух нуклонов (дырок или нуклона и дырки) в системе $^{208}\text{Pb} \pm 2$, а также экспериментальным данным, касающимся этих ядер.

1. ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ $^{208}\text{Pb} \pm 1$ НУКЛОН

Введение. Данные об одночастичных состояниях вблизи замкнутых оболочек $Z = 82, N = 126$ были получены на основе исследований возбужденных состояний ^{207}Pb и ^{209}Pb , ^{209}Bi и ^{207}Tl . Многие работы, выполненные в основном в пятидесятых годах, касаются распада путем электронного захвата на возбужденные состояния таких изотопов и неупругого рассеяния нейтронов

и протонов на этих ядрах. Работы, выполненные в шестидесятых годах с помощью тандем-генераторов, дали чрезвычайно много новой информации: известно, что реакции типа трансфер, т. е. передачи или подхвата одного нуклона, особенно полезны для определения и анализа одночастичных состояний.

Характеристики одночастичных состояний вблизи ^{208}Pb представлены на рис. 1 и 2, которые показывают схемы уровней ядер

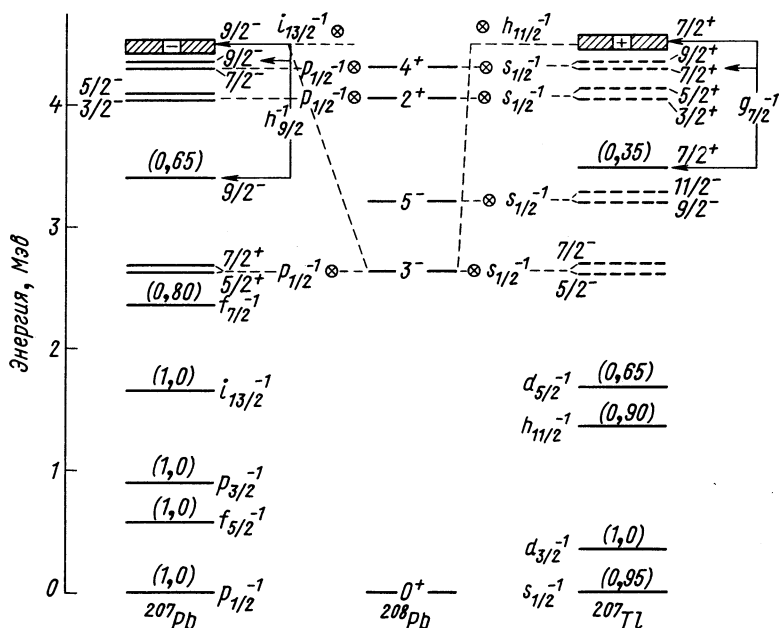


Рис. 1. Схема возбужденных одночастичных дырочных состояний ^{207}Pb и ^{207}Tl [1]. Числа в скобках означают спектроскопические коэффициенты.

с одним нуклоном или одной дыркой вне замкнутых оболочек. Кроме энергии, спинов и четности отдельных возбужденных состояний на этих схемах приведены данные о спектроскопических коэффициентах, которые собрал из разных работ и критически проанализировал Штейн [1].

Сравнение экспериментальных дифференциальных сечений реакций передачи (подхвата) одного нуклона с расчетами методом DWBA позволяет определить спектроскопический коэффициент, который можно считать мерой чистоты одночастичных состояний. Для 19 из 24 состояний, представленных на рисунках, спектроскопический коэффициент больше, чем 0,8, и для каждого из этих состояний в реакции передачи одного нуклона наблюдается только

одна сильная линия. Это является доказательством того, что примеси более сложных конфигураций не очень существенны, что позволяет считать модель оболочек хорошим приближением. Анализ возбужденных состояний ядер с одним нуклоном (или дыркой) вне замкнутых оболочек дает возможность определить

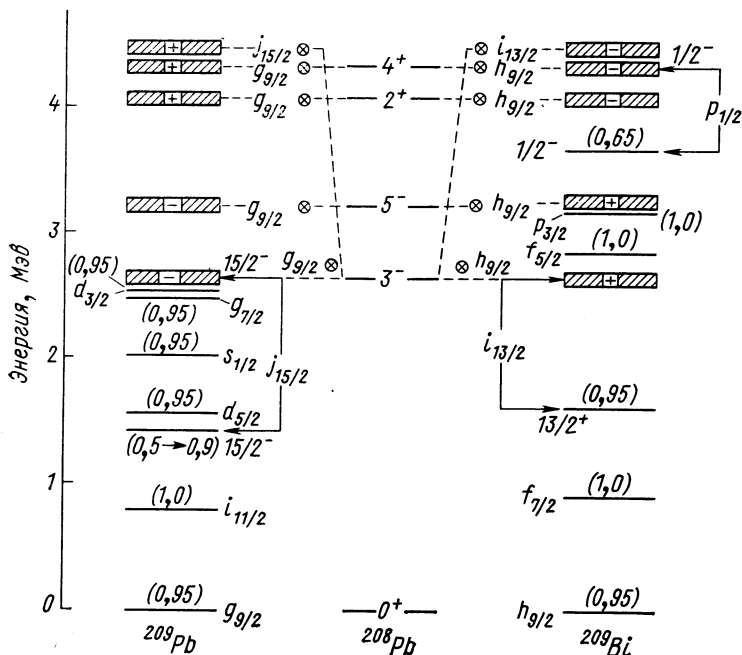


Рис. 2. Схема возбужденных одночастичных состояний ^{209}Pb и ^{209}Bi [1].

параметры усредненного потенциала целого ядра (остова), в котором движется отдельный валентный нуклон. Такой анализ, проведенный Л. А. Сливом и В. А. Волчком [2], привел авторов к уточнению параметров V_0 , α , λ потенциала:

$$V_c(r, \mathbf{s} \cdot \mathbf{l}) = V(r) - \lambda \left(\frac{\hbar}{2mc} \right)^2 \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}}{r} \cdot \frac{dV(r)}{dr},$$

где

$$V(r) = V_0 [1 + \exp \{ \alpha (r - r_0) \}]^{-1}.$$

Несмотря на то что достижения одночастичного описания ядер, особенно вблизи свинца, несомненно, велики, расширение экспериментальных возможностей привело за последние годы к некоторым сомнениям. Это хорошо, что спектроскопический коэффициент для девятнадцати состояний близок к единице, однако нас больше

интересует тот факт, почему для пяти остальных он так сильно отличается от единицы.

За последнее время предприняты попытки получить точные ответы на следующие вопросы: а) можно ли считать оболочки в ^{208}Pb идеально замкнутыми? б) насколько чисты состояния одного нуклона вблизи ^{208}Pb ? Такая постановка вопроса особенно характерна для двух выступлений на международных конференциях по структуре ядра. На конференциях в Токио в 1967 г. Мотельсон [3] в своем докладе обратил внимание на особую важность исследования взаимодействия одночастичных состояний и вибрационных состояний остова и проанализировал мультиплет, идентифицированный в ^{209}Bi , как интересный пример такого взаимодействия.

На конференции в Монреале в 1969 г. Штейн [1] представил анализ чистоты состояний одного нуклона вблизи ^{208}Pb и объяснил некоторые отклонения от предсказаний модели оболочек включением коллективных степеней свободы, генерируемых остовом.

Основное состояние ^{208}Pb . Первый вопрос можно сформулировать поточнее: существует ли в основном состоянии ^{208}Pb примесь конфигурации две частицы — две дырки? В таком случае волновую функцию основного состояния ^{208}Pb можно было бы представить как суперпозицию состояния остова с замкнутыми оболочками и состояний две частицы — две дырки ($2p - 2h$)

$$^{208}\text{Pb}_{gs} = \alpha \boxed{\quad} + \beta \boxed{\overset{\cdot\cdot}{p}\overset{\cdot\cdot}{q}} + \gamma \boxed{\overset{\cdot\cdot}{p}\overset{\cdot\cdot}{q}\overset{\cdot\cdot}{r}\overset{\cdot\cdot}{s}}$$

в протонной и нейтронной оболочках плюс возможные члены, отвечающие состояниям четырех частиц — четырех дырок ($4p - 4h$).

В настоящее время имеются экспериментальные данные, которые дают информацию непосредственно о волновой функции основного состояния ^{208}Pb . Группа из Лос-Аламоса [4] с помощью тандем-генератора измерила дифференциальное сечение реакции $^{207}\text{Pb}(t, p)^{209}\text{Pb}$ и реакции $^{210}\text{Pb}(p, d)^{209}\text{Pb}$. В обоих случаях исследовались уровни в ^{209}Pb . Среди возбужденных состояний, которые возникают при облучении мишени ионами трития или протонами, были идентифицированы такие, которые принадлежат к нейтронной конфигурации две частицы — одна дырка ($2p - 1h$). В случае первой реакции такие конфигурации должны реализоваться очень просто: состояние нейтронной дырки $3p_{1/2}$ должно оставаться без изменения, а два нейтрона, переданные из трития, должны занять уровень $2g_{9/2}$, или более высокий. Заселение даже самого низкого уровня позволяет ожидать очень сложного спектра уровней, возникающего при взаимодействии дырочного состояния

$3p_{1/2}$ с состояниями $(2g_{9/2})_{0, 2, 4, 6, 8}^2$. Энергии отдельных уровней этого класса так же, как и сечения их возбуждения, можно получить, исходя из волновой функции ^{210}Pb и применяя генеалогические коэффициенты. В случае возбуждения в реакции $^{210}\text{Pb}(p, d)^{209}\text{Pb}$ конфигурации два нейтрона — дырка надо освободить из внутренней оболочки $3p_{1/2}$ или более низкой один нейтрон. В результате взаимодействия двух нейтронов в состоянии, отвечающем основному состоянию ^{210}Pb , т. е. $(g_{9/2})^2$, с состоянием нейтронной дырки $p_{1/2}, f_{5/2}, \dots$ тоже возникает сложный спектр. Эти две реакции дополняют друг друга с точки зрения анализа состояний $2p - 1h$.

В работе группы из Лос-Аламоса наблюдались спектры, отвечающие обоим типам возбуждений. Измерялись угловые распределения, были определены дифференциальные сечения, а экспериментальные результаты были сравнены с расчетами метода DWBA, что позволило найти спектроскопические коэффициенты. На основе этих результатов можно было сделать следующие выводы: состояние с энергией $2,152 \text{ Мэв}$ является «основным» для обоих типов мультиплетов и возбуждается в $^{207}\text{Pb}(t, p)$ -реакции с сечением, равным (в границах погрешности 5%) сечению реакции $^{208}\text{Pb}(t, p)^{210}\text{Pb}$, с переходом на основное состояние. Таким образом, анализ мультиплетов и идентичность сечений вышеуказанных реакций подтверждают гипотезу, что конфигурация состояния $2,152 \text{ Мэв}$ в ^{209}Pb аналогична конфигурации основного состояния ^{210}Pb и нейтронная дырка $3p_{1/2}$ не вызывает существенных изменений волновой функции пары нейтронов.

Дальнейшие сведения о чистоте основного состояния ^{208}Pb были получены в работе Иельской группы [5], где было измерено дифференциальное сечение возбуждения состояния с энергией $2,152 \text{ Мэв}$ в реакции $^{208}\text{Pb}(d, p)^{209}\text{Pb}$. Результаты измерений показаны на рис. 3. Представлены измеренные точки и плавная кривая, являющаяся результатом расчета дифференциального сечения методом DWBA для передачи нейтрона на уровень $3p_{1/2}$.

Если нейтронную оболочку в ^{208}Pb считать замкнутой, тогда в этой реакции сначала пара нейтронов должна была бы перейти на уровень $g_{9/2}$, а потом нейтрон передачи мог бы занять одно из освободившихся мест. Представленный результат показывает, что происходит чистая передача с $l = 1$, и это заставляет сделать вывод, что возбуждение состояния $2,152 \text{ Мэв}$ имеет место тогда, когда ядро находится в состоянии $(2p - 2h)$. Сечение этой реакции очень мало. Расчет спектроскопического коэффициента, который можно считать квадратом амплитуды состояния $(2p - 2h)$ в ^{208}Pb , дает $\beta^2 = 0,015 - 0,020$. Это означает, что доля конфигурации $(^{210}\text{Pb}_{gs} \times p_{1/2}^2)$ в волновой функции ^{208}Pb составляет 12—14%. Как говорилось выше, в реакции передачи кроме основного состояния $(2p - 1h)$ могут возбуждаться и некоторые другие

состояния этого класса. Хотя заселенность таких состояний в реакции передачи очень мала, однако их сумма может дать ощутимый вклад, и это могло бы привести к увеличению амплитуды β^2 . Указанная проблема имеет важное значение для понимания структуры ядер и, следовательно, можно ожидать дальнейших работ, которые позволили бы уточнить величину амплитуды.

Одночастичные возбужденные состояния ядер вблизи ^{208}Pb . Попытаемся в рамках имеющейся в настоящее время информации, сформулировать ответ на второй вопрос: насколько чистыми являются известные одночастичные состояния вблизи свинца?

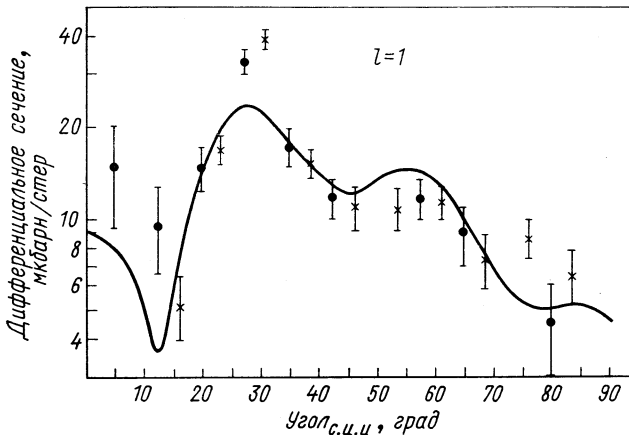


Рис. 3. Дифференциальное сечение возбуждения состояний с энергией 2,152 Мэв в реакции $^{208}\text{Pb}(d, p)^{208}\text{Pb}$ [5].

Как говорилось, для каждого из 24 известных одночастичных состояний в реакции передачи наблюдается только одна сильная линия, что указывает на малый вклад в одночастичное состояние от примеси более сложных конфигураций. Исследования последних лет показывают, что главный источник примеси в волновой функции одночастичных состояний — коллективные состояния остова.

Самую простую модель взаимодействия одночастичных и коллективных состояний предложил де Шалит [6]. В качестве примера, призванного объяснить многие экспериментальные факты, он рассматривает возбужденные состояния ^{203}Tl . ^{202}Hg имеет коллективное состояние 2^+ с энергией 440 кэв. В ^{203}Tl наблюдаются три уровня: $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$. Время жизни состояний $3/2$ и $5/2$ подтверждает гипотезу, что они возникают в результате взаимодействия протона $s_{1/2}$ с возбужденным 2^+ состоянием остова ^{202}Hg . Надо обратить внимание на тот факт, что энергия одного из уровней ниже, а другого — выше, чем энергия состояния 2^+ , но «центр

тяжести» дуплета имеет энергию 479 кэв, т. е. близкую к энергии коллективного состояния.

На конференции по ядерной структуре в 1967 г. в Токио Моттelson обратил внимание на особую важность исследования взаимодействия частица — остов вблизи ^{208}Pb . Взаимодействие 83-го протона в состоянии $h_{9/2}$ с известным вибрационным состоянием 3^- должно привести к появлению мультиплета с уровнями $I = 3/2, 5/2, \dots, 15/2$ и положительной четностью в ^{209}Bi в области энергии возбуждения октупольного состояния. Недостаточная разрешающая способность спектрометров не позволяла выделить отдельные близлежащие линии таких мультиплетов. Однако развитие экспериментальной техники, в особенности применение тандем-генераторов и прецизионных магнитных спектрометров, сделало возможным исследование проблемы взаимодействия частиц с остовом в возбужденном состоянии.

За последнее время опубликованы некоторые работы, в которых приводятся данные о мультиплетах ^{207}Pb и ^{209}Bi . Результаты Еллегарда и Веделсби [7], полученные в реакции $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, d)^{209}\text{Bi}$ при энергии 20,3 Мэв, показаны на рис. 4, взятом из доклада Моттельсона [3]. С помощью магнитного спектрометра были зарегистрированы линии, отвечающие возбуждениям в ^{209}Bi известных одночастичных состояний, и, кроме того, был идентифицирован ряд линий низкой интенсивности, принадлежащих к мультиплетам взаимодействия фотон — частица. На рис. 4 видны линии одночастичных состояний протона $1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 1i_{13/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}$ и $3p_{1/2}$, а также линия со спином 13/2 при энергии около 2,6 Мэв, линия около 3,5 Мэв и слабо разрешенный мультиплет с энергией между 4 и 5 Мэв с одной сильной линией 4,43 Мэв. На основе собственных измерений, а также результатов других работ Штейн [1] составил схемы уровней ^{209}Pb , ^{209}Bi , ^{207}Pb и ^{207}Tl , показанные на рис. 1 и 2.

Сравнивая экспериментальные данные Еллегарда и Веделсби со схемой Штейна для ^{209}Bi , видим все одночастичные состояния от $h_{9/2}$ до $p_{1/2}$ в нормальной последовательности. Однако, как указывают спектроскопические коэффициенты, некоторые из них нельзя считать чистыми. Для первых пяти уровней коэффициенты близки к единице, но уже шестой уровень с энергией 3,64 Мэв является 65%-ным «фрагментом» состояния $3p_{1/2}$, а остальные 35% находим при энергии 4,43 Мэв.

Чтобы объяснить слабые линии, которые считаем линиями мультиплета, необходимо выйти за рамки простой модели де Шалита. В случае ^{209}Bi 83-й протон, единственный вне замкнутой оболочки, взаимодействует со всеми возбужденными состояниями остова, что приводит к состояниям: $[^{208}\text{Pb}(3^-) \times h_{9/2}]$, $[^{208}\text{Pb}(5^-) \times h_{9/2}]$, $[^{208}\text{Pb}(2^+) \times h_{9/2}]$ и $[^{208}\text{Pb}(4^+) \times h_{9/2}]$. Каждое из них представляет отдельный мультиплет слабой интенсивности с расстояниями между линиями порядка десятков килоэлектронвольт.

Эти мультиплеты на схемах уровней (см. рис. 1 и 2) представлены в виде заштрихованной полосы. Например, мультиплет первого из указанных состояний в ^{209}Bi должен характеризоваться спинами $3/2^+$, $5/2^+$, . . . , $15/2^+$. В ^{209}Bi и ^{209}Pb мультиплеты довольно сложные, что является следствием высокого спина восьмьдесят третьего протона и сто двадцать седьмого нейтрона. Иная ситуация в ^{207}Pb и ^{207}Tl , так как в этом случае мультиплеты $[^{208}\text{Pb}(3^-) \times$

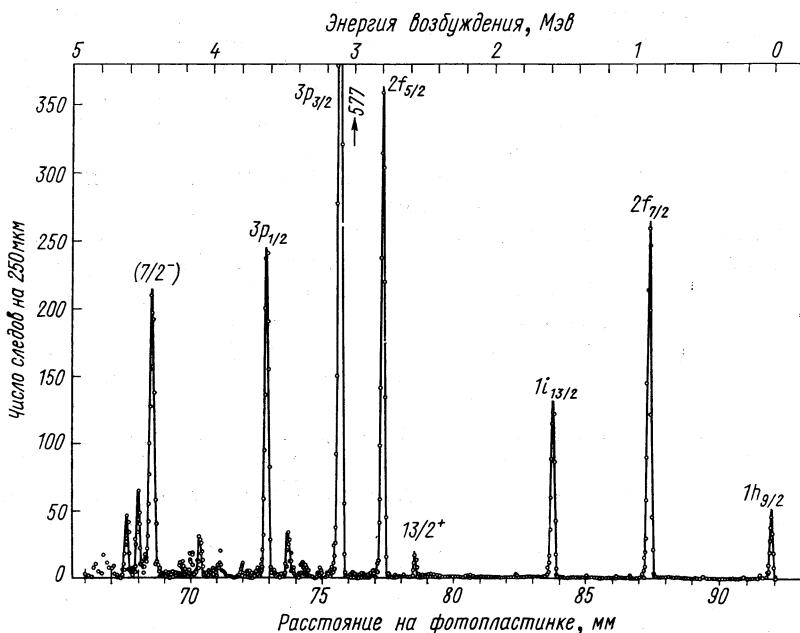


Рис. 4. Спектр дейтронов из реакции $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, d)^{209}\text{Bi}$ [7].

$\times p_{1/2}^-]$ и $[^{208}\text{Pb}(3^-) \times s_{1/2}^-]$ сводятся к дублетам. В работе Хансена и др. [8] наблюдались дублеты в ^{207}Tl , что имеет важное значение для определения силы взаимодействия частица — остов.

Вернемся к вопросу чистоты отдельных состояний и смешивания конфигураций. Если энергия одночастичного состояния близка к интервалу энергий, занимаемому мультиплетом, а в мультиплете имеется состояние с теми же самыми спином и четностью, какими характеризуется одночастичное состояние, тогда существуют условия смешивания состояний, в результате чего можно ожидать «фрагментации» одночастичного состояния. Энергия упомянутого выше состояния $3p_{1/2}$ в ^{209}Bi (без взаимодействия с остовом) была бы очень близка к энергии мультиплета $[^{208}\text{Pb}(4^+) \times h_{9/2}]$ с составляющими $1/2^-$, $3/2^-$, . . . , $17/2^-$. Таким образом, имеются условия для сильного смешивания обоих состояний $1/2^-$,

в результате чего происходит фрагментация одночастичного состояния: часть интенсивности уходит на усиление состояния $1/2^-$ в мультиплете. С одной стороны, наблюдается уменьшение спектроскопического коэффициента линии $3,54 \text{ Мэв}$ до $0,65$, с другой — усиление интенсивности линии $4,43 \text{ Мэв}$ в спектре Еллегарда и Веделси.

Подобным образом можно объяснить фрагментацию состояния $i_{13/2}$. Уменьшение спектроскопического коэффициента является результатом смешивания этого состояния с состоянием $13/2^+$ мультиплета [$^{208}\text{Pb}(3^-) \times h_{9/2}$]. Примером обратного рода могут служить состояния $3p_{3/2}$ и $2f_{5/2}$ с отрицательной четностью в ^{209}Bi . Они не могут смешиваться с близко лежащими мультиплетами положительной четности и поэтому, как на то указывает спектроскопический коэффициент, являются чистыми одночастичными состояниями. Аналогичное обсуждение приводит к объяснению фрагментации одночастичных состояний в ^{209}Pb , ^{207}Pb и ^{207}Tl .

Схема связи частица — вибрация. Представленное выше качественное объяснение смешивания одночастичных и коллективных состояний явилось основой для создания теории, в рамках которой возможна количественная интерпретация имеющихся данных. Связь нуклона с квадрупольными осцилляциями поверхности ядра описывал уже в 1954 г. Чоудхури [9]. Исходным пунктом для установления гамильтониана взаимодействия может служить следующее замечание: энергия частицы, движущейся в сферическом потенциале, меняется при его деформации во время вибрационного движения. Для небольших деформаций изменение энергии частицы пропорционально величине самой деформации и величине соответствующего мультипольного момента, характеризующего колебание. На этой основе можно написать главный член взаимодействия частица — остов:

$$H = k(r) (2\lambda + 1)^{1/2} (\alpha_\lambda Y_\lambda(p))_0,$$

где $k(r)$ — форм-фактор деформации, который в первом приближении можно представить следующим образом: $k(r) = -r \frac{dV_0(r)}{dr}$; $V_0(r)$ — одночастичный сферический потенциал; α_λ — параметр деформации; $Y_\lambda(p)$ — сферическая гармоника, связанная с координатами частицы; $(2\lambda + 1)^{1/2}$ — нормировочный коэффициент. Этот гамильтониан был известен довольно давно: с особым успехом он применялся для описания неупругого рассеяния нейтронов и протонов, ведущего к возбуждениям вибрационных состояний. Матричный элемент взаимодействия частица — вибрация имеет вид

$$\begin{aligned} \langle (j_2 \lambda) j_2 | H | j_1 \rangle &= \langle j_2 | k(r) | j_1 \rangle \times \\ &\times \langle j_2 || Y_\lambda || j_1 \rangle (2j_1 + 1)^{-1/2} \left(\frac{\hbar \omega}{2C} \right)^{1/2}, \end{aligned}$$

где j_1 — состояние частицы в поле недеформированного ядра; λ — состояние возбужденного остова; j_2 — состояние частицы в поле возбужденного остова. Последний член определяет амплитуду осцилляции, которую можно определить из сечения возбуждения этого состояния или из матричного элемента его распада; ω определяет частоту осцилляции; C — параметр жесткости остова.

Нам больше всего интересует смешивание одночастичных состояний с состояниями мультиплетов, так как в этом случае эксперимент дает непосредственную информацию, которую можно сравнить с теорией. Условием смешивания является совпадение спинов и четностей одночастичного состояния j_2 и одного из состояний мультиплета I : $j_2 = I$.

В этом случае можно учесть примесь одночастичного состояния в состоянии мультиплета I :

$$|(j_1\lambda) I\rangle \rightarrow |(j_1\lambda) I\rangle + \varepsilon |j_2 = I\rangle,$$

где

$$\varepsilon = \frac{\langle (j_1\lambda) j_2 | H | j_2 \rangle}{E_2 - E_1 - \hbar\omega};$$

E_1 — энергия состояния j_1 , взаимодействующего с остовом; E_2 — энергия одночастичного состояния j_2 , смешивающегося с подходящим состоянием мультиплета. Сдвиг энергии состояния I , возникающий вследствие смешивания с состоянием j_2 ($j_2 = I$), определяется величиной $\delta E = -\varepsilon^2 (E_2 - E_1 - \hbar\omega)$. Точно идентифицированный и хорошо исследованный мультиплет в ^{209}Bi чаще всего служит основой для теоретических обсуждений. Как уже известно, единственное одночастичное состояние, которое может взаимодействовать с мультиплетом $(h_{9/2}, 3^-)$, — состояние $i_{13/2}$ с энергией $E_2 = 1,601 \text{ Мэв}$. Матричный элемент взаимодействия можно получить, исходя из спектроскопических данных: $B(E3, 3^- \rightarrow 0) = 39B_{sp}(E3)$ для ^{208}Pb . Этот довольно хорошо известный экспериментальный факт позволяет в свою очередь определить амплитуду осцилляции: $\hbar\omega/2C = 2 \cdot 10^{-3}$. Радиальный интеграл был подсчитан Бломквистом и Уолборном [10]. Авторы получили $\langle i_{13/2} | k(r) | h_{9/2} \rangle = 60 \text{ Мэв}$. Используя эти данные, уже легко получить значение матричного элемента: $\langle (h_{9/2})3^- | i_{13/2} \times \times | H | i_{13/2} \rangle = 0,22 \text{ Мэв}$. Применяя две приведенные выше формулы, находим коэффициент смешивания: $\varepsilon^2 = 4,8 \cdot 10^{-2}$, а также сдвиг энергии уровня $\delta E_{I=13/2} = 48 \text{ кэв}$.

Есть еще два источника информации о коэффициентах смешивания ε : это реакции передачи одного нуклона и неупругое рассеяние. Сравнение сечения возбуждения одночастичного состояния $i_{13/2}$ с сечением возбуждения состояния $13/2$ мультиплета позволило определить величину смешивания. Такая оценка дает $\varepsilon^2 = 5,4 \cdot 10^{-2}$, что в границах погрешностей согласуется с преды-

лучшим результатом. Сечение возбуждения состояний мультиплета обладает еще одной особенностью, которая очень ценна при анализе экспериментальных данных. Небольшие расстояния между отдельными линиями мультиплета свидетельствуют о том, что взаимодействие частица — осцилляция является слабым. В этом случае имеем право с хорошим приближением представить волновую функцию состояния в виде произведения состояния протона j и состояния остова λ . В результате такого предположения получаем формулу для сечения неупругого рассеяния:

$$d\sigma [(j\lambda) I] = d\sigma (\lambda) \frac{2I+1}{(2j+1)(2\lambda+1)} .$$

Из этой зависимости следует, что интенсивность линии мультиплета со спином $15/2$, возбужденной в неупругом рассеянии, будет

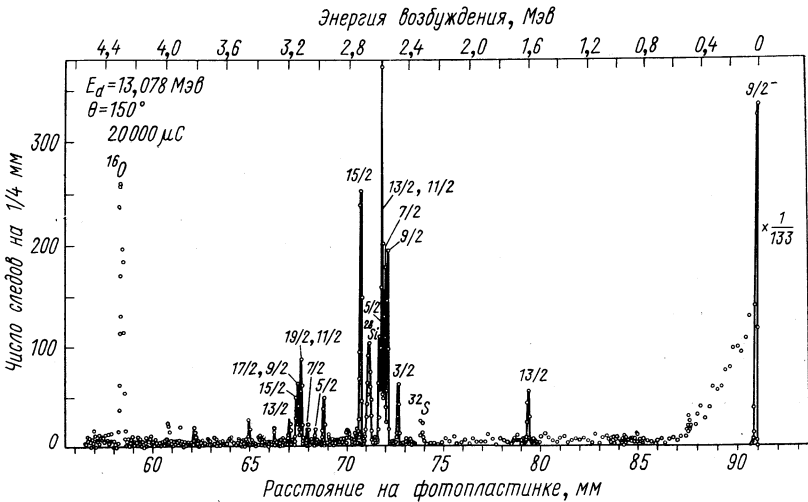


Рис. 5. Спектр неупругого рассеяния дейтронов из $^{209}\text{Bi}(d, d')$ -реакции; хорошо виден мультиплет ($g_{9/2}, 3^-$).

в четыре раза больше, чем линии со спином $3/2$. Рис. 5 демонстрирует спектр дейтронов, неупруго рассеянных на ^{209}Bi , полученный в работе Даймонда и др. [11]. Мы видим полный мультиплет ($g_{9/2}, 3^-$), в котором отношения интенсивностей линий остаются в количественном согласии с предсказаниями вышеуказанной формулы.

Представленная информация о взаимодействии частица — осцилляция в ядрах $^{208}\text{Pb} \pm 1$ нуклон необходима для понимания структуры возбужденных уровней ядер типа $^{208}\text{Pb} \pm 2$ нуклона.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ НУКЛОНОВ СВЕРХЗАМКНУТЫХ ОБОЛОЧЕК

Введение. В работах, касающихся нуклон-нуклонного взаимодействия в ядрах, намечаются два подхода. Первый представляет тенденцию подбора простого потенциала, с помощью которого было бы возможно описание имеющихся экспериментальных данных: энергии, спинов и четностей состояний, а также вероятностей переходов между состояниями, вероятностей распада ядер и т. д. Второй подход отражает стремление описать взаимодействие нуклонов в ядрах,

		^{210}Pb		
	^{208}Tl		^{210}Bi	
^{206}Hg		^{208}Pb		^{210}Po
	^{206}Tl		^{208}Bi	
		^{206}Pb		

Рис. 6. Группа ядер вблизи ^{208}Pb , отличающихся от ^{208}Pb тем, что у них вне замкнутых оболочек количество частиц и дырок равно двум. Эту группу символически будем обозначать $^{208}\text{Pb} \pm 2$.

Прежде чем перейти к основной теме этого раздела, коротко напомним экспериментальные данные, которые служат основными путевыми столбами при подборе потенциалов, описывающих нуклон-нуклонное взаимодействие в ядрах.

Рис. 6 представляет группу ядер вблизи ^{208}Pb , которые отличаются от дважды магического свинца тем, что у них вне замкнутых оболочек количество частиц и дырок равно двум. Эти восемь ядер наиболее удобны для исследования остаточного взаимодействия. Исследуя структуру их возбужденных уровней, можно изучать взаимодействие двух протонов, двух нейтронов, нейтрон-нейтронных и протон-протонных дырок в замкнутых оболочках, а также всех комбинаций частица — дырка.

Рис. 7, демонстрирующий последовательность заполнения нейтронных и протонных уровней, поможет предсказать основные черты структуры уровней отдельных ядер этой группы. Как видно, 83-й протон может последовательно занимать уровни $1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$, $1i_{13/2}$ и т. д. Тогда, например, структура ^{210}Po должна характеризоваться конфигурациями $(h_{9/2})^2$, $(h_{9/2}, f_{7/2})$, $(h_{9/2}, i_{13/2})$, . . . , $(f_{7/2})^2$, $(f_{7/2}, i_{13/2})$. . . Так как из схемы уровней ^{209}Bi

известна энергия одночастичных состояний протона: $f_{7/2}$ (0,90 Мэв), $i_{13/2}$ (1,56 Мэв), . . . , можно определить в нулевом приближении разницу энергий между состояниями двух протонов: между $(h_{9/2})^2$ и $(h_{9/2}, f_{7/2})$, между $(h_{9/2})^2$ и $(h_{9/2}, i_{13/2})$. Это как раз и есть 0,9 и 1,56 Мэв.

Теперь надо «включить» взаимодействие между протонами. В результате состояния двух протонов превращаются в мультиплеты.

Два взаимодействующих протона $h_{9/2}$ дадут мультиплеты $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$, два протона $h_{9/2}$ и $f_{7/2}$ дадут $1^+, 2^+, \dots, 7^+, 8^+$, взаимодействие протонов $h_{9/2}$ и $i_{13/2}$ приведет к состояниям с отрицательной четностью $2^-, 3^-, \dots, 10^-, 11^- \dots$

В следующем разделе собраны экспериментальные данные о возбужденных уровнях интересующих нас ядер. На схеме

Протоны		Нейтроны	
Дырочные состояния	83-я частица	Дырочные состояния	127-я частица
$3s_{1/2}$	$1h_{9/2}$	$3p_{1/2}$	$2g_{9/2}$
$2d_{3/2}$	$2f_{7/2}$	$2f_{5/2}$	$1i_{11/2}$
$1h_{11/2}$	$1i_{13/2}$	$3p_{3/2}$	$1j_{15/2}$
$2d_{5/2}$	$2f_{5/2}$	$1i_{13/2}$	$3d_{5/2}$
$1g_{7/2}$	$3p_{3/2}$	$2f_{7/2}$	$4s_{1/2}$
	$3p_{1/2}$	$1h_{9/2}$	$2g_{7/2}$
			$3d_{3/2}$

Рис. 7. Последовательность заполнения нейтронных и протонных уровней (частичных и дырочных) вблизи ^{208}Pb .

уровней ^{210}Po (см. рис. 23) видны четко выделяющиеся группы уровней, образующие мультиплеты, именно: $(h_{9/2})^2$, $(h_{9/2}, f_{7/2})$ и $(h_{9/2}, i_{13/2})$.

Связь между характером взаимодействия «валентных» нуклонов и структурой мультиплета, т. е. последовательностью отдельных его уровней и расстояниями между ними, является главной темой этого обзора.

Спектр возбужденных состояний двух нуклонов в поле четного остова, который образуют остальные нуклоны этого ядра, несет информацию о том, насколько взаимодействие свободных нуклонов модифицируется в ядре, а с другой стороны, может

быть ключом для понимания спектров более сложных конфигураций.

Первые феноменологические потенциалы для ядер вблизи ^{208}Pb . Первые работы, которые в рамках оболочечной модели учитывали также остаточное взаимодействие, появились в начале пятидесятых годов. Флауерс, Едмондс [12], Прайс [13], Тальми [14] опубликовали результаты расчетов энергий различных конфигураций отдельных ядер, используя в качестве остаточного взаимодействия очень простые двухчастичные потенциалы. В то время считалось, что определенное состояние реализуется с помощью одной конфигурации.

Учет смешивания конфигураций был существенным шагом вперед, сделанным Инглисом [15], де Шалитом и Гольдхабером [16], Эллиотом и Флауерсом [17] и другими. Прайс был первым, кто провел расчеты возбужденных состояний ядер вблизи ^{208}Pb [18]. О взаимодействии нуклонов в ядре было известно очень мало. На основании данных по нуклон-нуклонному рассеянию можно было сказать лишь, что триплетное взаимодействие свободных нуклонов в полтора раза сильнее, чем синглетное.

Для упрощения расчетов Прайс принял, что радиальную зависимость взаимодействия можно представить в виде δ -функции. Пренебрегая смешиванием конфигураций, энергию взаимодействия протон — нейтрон можно представить в виде

$$E_{np} = A_s \cdot a_s \cdot R + A_t \cdot a_t \cdot R = A_s \cdot R \cdot (a_s + 1,5a_s),$$

где s, t — индексы, обозначающие синглетное и триплетное состояния; A — постоянные, определяющие силу взаимодействия; a — постоянные, зависящие от конфигурации нуклонов; R — функция, описывающая радиальную зависимость матричного элемента. Прайс избежал кропотливых расчетов радиальных функций, определяя значение произведения RA_s на основе анализа известных двухчастичных состояний вблизи ^{208}Pb . Основные расчеты касались возбужденных состояний ^{206}Pb [19]. Они давали правильную последовательность низколежащих возбужденных состояний этого ядра. Большим успехом явилось определение изомерного состояния 7^- в ^{206}Pb и характеристик его распада.

Как показали Тру и Форд [20], включение эффектов смешивания конфигураций является необходимым условием для существенного улучшения согласия расчетов с экспериментом в ^{206}Pb . Авторы провели расчеты, учитывая не только смешивание конфигураций, но также взаимодействие с квадрупольными осцилляциями остова, что привело к совпадению расчетной и экспериментальной величин вероятности $E2$ -перехода из первого возбужденного состояния.

Дальнейшие их усовершенствования по сравнению с методом Прайса заключаются в применении потенциала конечного радиуса

действия (вместо δ -функции) и точном расчете радиальных интегралов. Результаты авторов [20] свидетельствуют как о правильности самого подхода, так и о правильности подбора параметров для описания низколежащих уровней. Тру и Форд в заключение своей работы делают следующие выводы:

а) расчеты энергий возбужденных состояний с применением взаимодействия свободных нуклонов и включением смешивания конфигураций для низколежащих уровней дают результаты в согласии с экспериментом;

б) существенным является подбор значения синглетного взаимодействия, а также силы взаимодействия с осцилляциями остова;

в) подбор взаимодействия частица — осцилляция на основе $V(E2)$ для ^{206}Pb дает одновременно правильное значение вероятности электрического квадрупольного перехода в ^{207}Pb ;

г) согласие вычисленных уровней с экспериментальными получается в широком диапазоне энергий при фиксированном взаимодействии с коллективным движением, если определить силу взаимодействия двух нейтронов в ядре, равной 75% величины взаимодействия свободных нейтронов. Аналогичные расчеты были успешно проведены для ^{205}Pb [21] при тех же параметрах взаимодействия.

Метод Прайса и тем более Тру и Форда трудно применять к изотопам с количеством валентных нуклонов или дырок больше, чем три, в связи с большим объемом расчетов. Однако задача значительно упрощается, если исходить из модели сверхтекучего ядра.

Здесь необходимо упомянуть классическую работу Кислингера и Соренсена [22], которые представили исчерпывающий анализ структуры ядер в области Ni — Pb на основании этой модели. Остаточное взаимодействие разбивается на две части: короткодействующие силы, связывающие пары частиц с одинаковым спином в состоянии со спином нуль, и дальнедействующие силы, которые генерируют коллективные эффекты.

Успех работы Кислингера и Соренсена заключается в основном в описании главных черт ядерной структуры в очень широком интервале атомных чисел при одних и тех же параметрах ядерного взаимодействия, однако описание возбужденных состояний, например, ^{206}Pb уступает по точности результатам Тру и Форда.

Взаимодействие двух нечетных нуклонов в поле сферического остова исследовалось в работах Кима и Расмуссена [23]. Исходя из свойств низколежащих уровней ^{90}Y , ^{210}Bi и ^{210}Po , они сделали вывод о существенной роли тензорных сил в остаточном взаимодействии протона и нейтрона.

В работе [24] были проанализированы возбужденные уровни ядер ^{208}Tl и ^{208}Bi , имеющих соответственно одну дырку в протонной оболочке и лишний нейтрон и один лишний протон и нейтронную дырку.

Задача вычисления матричного элемента с потенциалом, в состав которого входят синглетная четная и нечетная, триплетная четная и тензорная триплетная четная и нечетная части, довольно сложна. Результаты расчетов вместе с экспериментом показаны на рис. 8. Как видно, было получено хорошее согласие. Включение

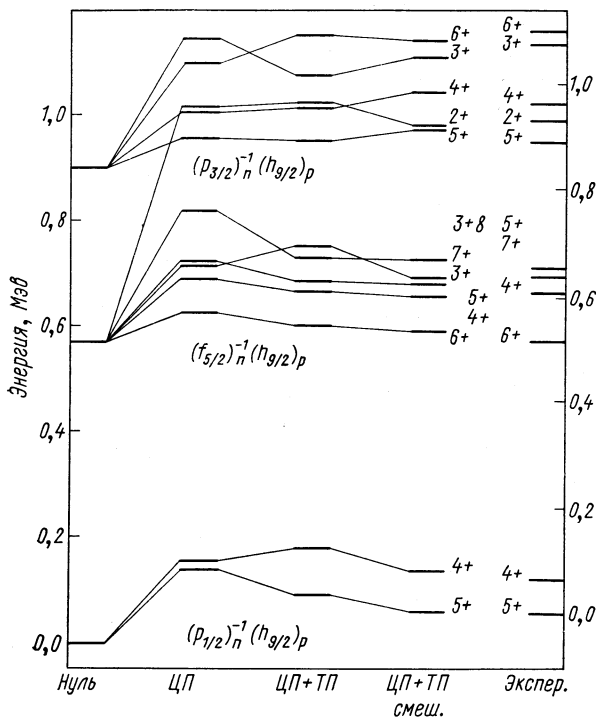


Рис. 8. Сравнение экспериментальных и рассчитанных возбужденных состояний ^{208}Bi :

ЦП — центральный потенциал; ТП — тензорный потенциал.

тензорных сил является необходимым условием для объяснения основных черт низколежащих уровней сферических нечетно-нечетных ядер (если хотим удержать в разумных пределах остальные составляющие потенциала). Особенно трудно получить без тензорных сил основное состояние ^{210}Bi со спином 1.

Теоретический метод анализа мультиплетов. Для анализа мультиплетов двухчастичных состояний необходимо понять связь параметров потенциала с характеристиками мультиплетта: с энергиями его уровней и с последовательностью спинов в мультиплетте. Здесь кратко изложим основную мысль, которая привела к определенным формулам для матричных элементов различных потен-

циалов. Полный теоретический аппарат представлен в монографии де Шалита и Тальми [25], а также в монографии Слива и Хари-тонова [26].

Надо подчеркнуть, что существуют также и другие подходы к вопросу вычисления энергии состояний. Один из наиболее известных — метод Брауна, заключающийся в применении матрицы реакции [27].

Теоретические расчеты энергий двучастичных систем в поле остова чаще всего обосновываются с помощью теории возмущений. Глубина потенциальной ямы, которой в модели оболочек заменяется усредненное действие всех нуклонов на данный нуклон, составляет для средних Z 35—40 $Mэв$, тогда как энергия взаимодействия двунуклонной системы обычно не превышает 1 $Mэв$. Таким образом, условие применимости теории возмущений к этой проблеме кажется выполненным.

Поправку к энергии определенного состояния, следующую из взаимодействия пары нуклонов, получаем, вычисляя матричный элемент с соответствующим потенциалом. При этом удобно пользоваться слетеровским разложением в ряд, которое обладает следующими преимуществами: позволяет разделить угловые и радиальные переменные, делает возможным, применяя методы тензорной алгебры, значительно упростить выражение для матричного элемента взаимодействия, а также позволяет пользоваться волновыми функциями, не детализируя их форму. Разложение взаимодействия в ряд с помощью полиномов Лежандра дает:

$$V(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) = \sum_{k=0}^{\infty} v_k(r_1, r_2) P_k(\cos \omega_{12}),$$

где ω_{12} — угол между векторами \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 . Выражая полином Лежандра через сферические гармоники углов двух частиц в полярной системе координат, переходим к тензорным операторам:

$$V(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) = \sum_{k, \lambda} \frac{4\pi}{2k+1} v_k(r_1, r_2) Y_{k, \lambda}^*(\Omega_1) Y_{k, \lambda}(\Omega_2),$$

где $\Omega \equiv (\theta, \varphi)$. (Добавляется еще суммирование по индексу λ , который меняется в пределах $-k \leq \lambda \leq k$.)

Волновую функцию можно представить как произведение функций, зависящих отдельно от радиальных и угловых переменных:

$$\Psi(l_1 l_2 LM) = (1/r_1 r_2) R(r_1) R(r_2) \cdot \varphi(l_1 l_2 LM).$$

Угловая часть волновой функции $\varphi(l_1 l_2 LM)$ записывается в виде произведения сферических гармоник углов первой и второй частиц. Пользуясь интегралом Слетера

$$F^k = \int |R(r_1) R(r_2)|^2 v_k(r_1, r_2) dr_1 dr_2$$

и применяя теорему Вигнера — Экарта, представим двучастичное взаимодействие в виде

$$\langle l_1 l_2 L M | V(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) | l_1 l_2 L M \rangle = \sum_k f_k F^k.$$

Здесь f_k уже зависит только от угловых переменных первого и второго нуклонов:

$$f_k = (-1)^{l_1 + l_2 + L} (l_1 \| C^{(k)} \| l_1) (l_2 \| C^{(k)} \| l_2) \left\{ \begin{matrix} l_1 l_2 L \\ l_2 l_1 L \end{matrix} \right\},$$

где

$$C^{(k)}(\Omega) = \sqrt{\frac{4\pi}{2k+1}} Y_{k, \lambda}(\Omega).$$

В суммировании участвуют только четные k , так как $(l \| C^{(k)} \| l)$ обращается в нуль для k нечетных.

Итак, в матричном элементе взаимодействия двух нуклонов имеем два сомножителя: f_k , зависящий только от квантовых чисел и от пространственной конфигурации векторов момента количества движения, и F^k , который включает в себя зависимость от радиальных переменных потенциала. Представлять взаимодействие в такой форме удобно при подборе параметров потенциала для получения экспериментального значения энергии.

Таким образом, нашли выражение для матричного элемента взаимодействия нуклонов, предполагая потенциал не зависящим от спина. Однако это выражение относительно просто можно обобщить. В модели $j - j$ -связи F^k остается без изменений, а f_k определяется с помощью тензора, который является произведением оператора спина σ и вышеопределенной величины $C^{(k)}$: $T_\rho^{(1k)r} = [\sigma \times C^{(k)}]_\rho^{(r)}$. С точки зрения тензорной классификации это есть неприводимый тензорный оператор ранга r , получаемый из тензора ранга 1 (вектор спина) и тензора ранга k (угловые переменные).

Таким образом, имеем новое выражение

$$f'_k = (-1)^{j_1 + j_2 + J} (j_1 \| T^{(k)} \| j_1) (j_2 \| T^{(k)} \| j_2) \cdot \left\{ \begin{matrix} j_1 j_1 J \\ j_2 j_1 k \end{matrix} \right\}$$

и соответственно энергия взаимодействия дается матричным элементом:

$$\Delta E_J = \langle l_1 l_2 S L J M | V_{12} | l_1 l_2 S L J M \rangle = \sum_k f'_k F^k.$$

Обратим внимание на тот факт, что параметры потенциала в выражении для матричного элемента двучастичного взаимодействия подбираются на основании анализа энергий $2j_2 + 1$ -уровневой целого мультиплетта $(j_1 j_2)$, $j_2 \leq j_1$, так как ΔE_J описывает все

состояния мультиплета. В нашем выражении имеем $j_2 + 1$ параметров функции F^k (для $0 \leq k \leq 2j_2$), которая характеризует зависимость потенциала от радиальной переменной.

Представленное выше обсуждение является только эскизом, показывающим прежде всего логику работ, в которых анализ мультиплетов двунуклонного взаимодействия используется для получения сведений о форме потенциала.

Исследования ленинградских ученых. Среди работ, посвященных теоретическому анализу двухчастичного взаимодействия в ядрах вблизи свинца, особого внимания заслуживают работы Л. А. Слива и сотр. Принимая во внимание научную весомость этих работ, последовательность в выборе методов исследования, обсудим их результаты отдельно. Квалификация экспериментатора, которой обладает автор, по-видимому, не является достаточной для авторитетного комментария о результатах всех работ Л. А. Слива и сотр. Поэтому дадим лишь краткую характеристику главных идей этих работ, причем основное внимание обратим на связь отдельных составляющих нуклон-нуклонного взаимодействия с разнородными экспериментальными данными. Связь теории и эксперимента является характерной чертой работ Л. А. Слива и сотр.

В первых работах внимание фокусировалось на эффектах, вызванных усредненным потенциалом, действующим на отдельный нуклон. На основе спектра возбужденных состояний отдельного нуклона вне замкнутых оболочек подгонялись параметры центрального потенциала $V_c(r, s, I)$ и квадрупольной составляющей $V_s(r, \theta, \varphi)$. В работе Л. А. Слива и В. А. Волчка [2] показано, что параметры центрального потенциала можно считать постоянными в широком интервале атомных чисел: от ^{17}O до ^{209}Bi , а также установлен тот факт, что возбуждение остова в небольшой степени отражается на энергиях одночастичных уровней, однако влияет существенным образом на вероятность переходов.

Позже было начато изучение двухчастичного взаимодействия, играющего, естественно, большую роль, когда имеем два нуклона сверх заполненных оболочек. В этом случае валентные нуклоны движутся под действием потенциала: $V = V_c + V_s + V_p(1, 2)$. Двухчастичное взаимодействие при вычислении состояний, например, ^{206}Pb [28] бралось в виде: $V_p = -[v_t \pi_t + v_s \pi_s] f(r)$, где v_t и v_s — параметры триплетного и синглетного взаимодействий; π_t и π_s — соответствующие операторы проектирования: $\pi_t = (3 + \sigma_1 \sigma_2)/4$; $\pi_s = (1 - \sigma_1 \sigma_2)/4$.

Радиальная зависимость взаимодействия выбиралась чаще всего в гауссовой форме (детали при интегральном эффекте не имеют значения — важны глубина и радиус действия сил). Задача первых работ Л. А. Слива и сотр. заключалась в подгонке параметров v_t , v_s и эффективного радиуса двухчастичного взаимодей-

ствия ρ по имеющимся экспериментальным данным. В работах [29], опубликованных в 1961 г., на основании спектров уровней четно-четных ядер ^{206}Pb , ^{210}Pb и ^{210}Po , а также нечетно-нечетных ядер ^{206}Tl и ^{210}Bi была сделана оценка основных параметров двухчастичного взаимодействия: $\rho = 2$ ферми, глубина потенциала примерно равна 35 Мэв. Квадрупольное взаимодействие: энергия фонона $\hbar\omega = 3$ Мэв, эффективное поверхностное натяжение $C = 1000-2000$ Мэв.

Недостаток точных экспериментальных данных, с которыми можно было бы сравнить результаты расчетов, ограниченные возможности вычислительной техники тех времен и необходимость поиска новых методов теоретического анализа были теми трудностями, которые постепенно преодолевались физиками, занимающимися проблемой остаточного взаимодействия нуклонов в ядре. Значение первых работ Л. А. Слива и сотр. заключается не в самом получении параметров взаимодействия, которые в дальнейшем еще многократно уточнялись, а в правильном выборе пути к определению полного, состоящего из нескольких различных частей потенциала для нуклонов вне замкнутых оболочек.

В монографии Л. А. Слив и Ю. И. Харитонов [26] излагают разработанные методы теоретического анализа нуклон-нуклонного взаимодействия в рамках оболочечной модели.

Эффективное взаимодействие частиц в ядре, по-видимому, имеет более сложный вид, чем взаимодействие свободных нуклонов, что обусловлено влиянием многочастичных эффектов. Можно, однако, принять как исходное, выражение, аналогичное по своей структуре взаимодействию между свободными нуклонами. В таком случае основными членами эффективного взаимодействия будут центральный, спин-орбитальный, тензорный и центробежный [30]:

$$V(1, 2) = V_c + (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) V_{LS} + S_{12} V_T + L_{12} V_{LL}.$$

Надо иметь в виду, что V_c , V_{LS} , V_T и V_{LL} являются в общем случае разными произвольными функциями от r , а также характеризуются зависимостью от спина и от изоспина. Напомним также, что феноменологический нуклон-нуклонный потенциал описывается большим числом параметров, например, потенциал Хамада — Джонстона [31] определяется с помощью 29 параметров. Включение членов, зависящих от скоростей взаимодействующих частиц, становится существенным, так как на малых расстояниях по данным нуклон-нуклонного взаимодействия их вклад является важным. В потенциале Хамада — Джонстона оператор L_{12} можно представить как:

$$L_{12} = [\delta_{LJ} + (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)] \cdot \mathbf{L}^2 - (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})^2.$$

В работах Л. А. Слива и сотр. учитываются только матричные элементы сил, не зависящих от скорости, что позволяет предста-

вить оператор потенциальной энергии в упрощенной форме:

$$V(1, 2) = [V_w + V_\sigma(\sigma_1 \cdot \sigma_2) + V_T \cdot S_{12}] f(r).$$

Если в первом приближении не рассматривать эффектов тензорных сил, которые, как будет показано ниже, влияют только на положение уровней со спином $I = 0, 1$, тогда $V(1, 2)$ можно выразить как линейную комбинацию вигнеровских сил v_0 , не зависящих

от спина, и сил синглетных. Сохраняя прежнюю форму записи, имеем $V(1, 2) = (v_0 + v_1 \pi_s) f(r)$, где $v_0 = v_i$; $v_1 = v_s - v_i$. Изучение поведения мультиплетов в зависимости от конфигурации двух нуклонов, спина двунуклонного состояния было главной темой работы Л. А. Слива и Ю. И. Харитонова [32]. Ими была рассчитана зависимость диагонального матричного элемента от спина для вигнеровских и синглетных сил. Использовались двухчастичное взаимодействие с конечным радиусом действия сил и волновые функции гармонического осциллятора, что позволило выразить радиальную часть матричного элемента F^h в

форме линейной комбинации интегралов Тальми, которые в свою очередь зависят от одного лишь параметра $\lambda = r_0/\rho$, где r_0 — эффективный радиус действия ядерных сил; $\rho = \sqrt{2\hbar/M\omega}$ — радиус осцилляторной ямы. Пример такого расчета приведен на рис. 9. Это — диагональный матричный элемент в зависимости от спина состояния I , определяющий расщепление конфигурации $(1h_{9/2}, 2f_{7/2})$ под действием вигнеровских и синглетных сил при $\lambda = 0,45$. Результаты показывают, что для синглетных сил ход кривой зависит не только от спина системы двух частиц, но также от четности числа Нордгейма N ($N = j_1 + j_2 + l_1 + l_2$). Как для вигнеровских, так и для синглетных сил зависимость матричных элементов от l описывается двумя плавными кривыми. Следовательно, кривые связывают отдельно четные и нечетные значения I .

Изложенные соображения применялись при оценке параметров остаточных сил в ^{210}Po и ^{210}Pb [33]. Наилучшее согласие для расщепления мультиплетов ^{210}Po $(1h_{9/2}, 2f_{7/2})$ и $(1h_{9/2}, 1i_{13/2})$

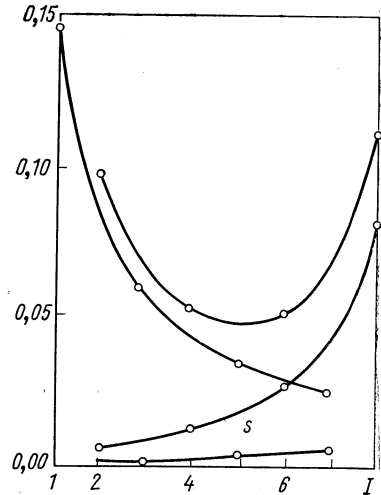


Рис. 9. Зависимость диагонального матричного элемента от спина для вигнеровских и синглетных сил в случае конфигурации $(1h_{9/2}, 2f_{7/2})$ при $\lambda = 0,45$.

получается при соотношении вигнеровских и синглетных сил примерно 3 : 2, при $\lambda = 0,5$. Такие параметры описывают также мультиплет $(1h_{9/2})^2$.

На рис. 10 в качестве примера показано экспериментальное расщепление мультиплета конфигурации $(1h_{9/2}, 2g_{9/2})$ в ^{210}Bi .

Первые попытки Л. А. Слива и сотр. объяснить спектры возбужденных уровней нечетно-нечетных ядер с помощью только сил вигнеровских и синглетных встретили большие трудности [32]. Роль тензорных сил в остаточном взаимодействии нуклонов в ядре

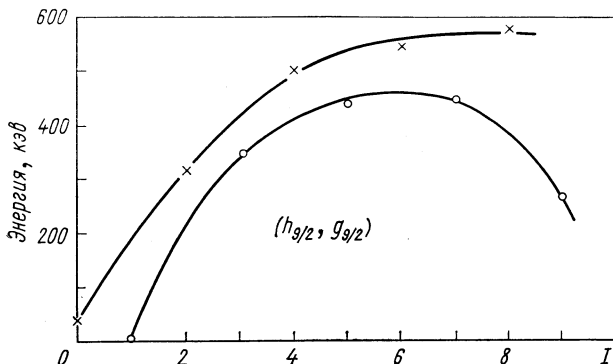


Рис. 10. Расщепление мультиплета конфигурации $(1h_{9/2}, 2g_{9/2})$ в ^{210}Bi .

была предметом отдельных работ. В одной из них [34] был рассчитан матричный элемент тензорных сил $V_T = S_{12} \cdot V(r)$:

$$\langle j_1 j_2 J | V_T | j_1 j_2 J \rangle = \sum_k \Phi(j_1, j_2, k) (-1)^J W[j_1 j_2 j_1 j_2; Jk],$$

где $\Phi(j_1, j_2, k)$ — функция, не зависящая от полного спина J ; индекс суммирования k определяется рангом тензорного оператора разложения V_T [25]. Из свойств коэффициентов Рака, определяющих соотношение

$$\sum_k (-1)^J (2J+1) \cdot W[j_1 j_2 j_1 j_2; Jk] = 0,$$

следует, что центр тяжести ρ уровней, которые принадлежат конфигурации, расщепленной тензорными силами:

$$\rho = \sum_k (2J+1) \langle j_1 j_2 J | V_T | j_1 j_2 J \rangle / \sum_k (2J+1) = 0.$$

Как видно из рис. 11, зависимость диагонального матричного элемента от полного спина J является знакопеременной. Результат зависит также от четности числа Нордгейма N . Для $(-1)^N = -1$

имеем ситуацию, которая получается поворотом рис. 11 вокруг оси J на 180° .

Разработанные методы вычисления матричных элементов тензорных сил применялись при расчете спектра возбужденных состояний ^{210}Bi . Было показано, что невозможно получить правильную последовательность уровней в мультиплете $(2g_{9/2}, 1h_{9/2})$ ^{210}Bi , используя одни центральные силы. Включение тензорных сил поднимает уровень $J = 0^-$ вверх на 200 кэв и опускает уровень $J = 1^-$ на 50 кэв, что приводит к правильному

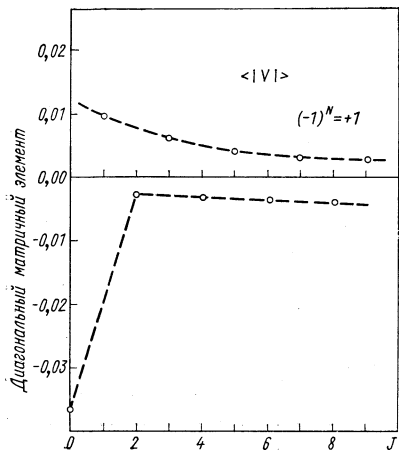


Рис. 11. Зависимость диагонального матричного элемента тензорных сил от полного спина J для четных и нечетных чисел Нордгейма.

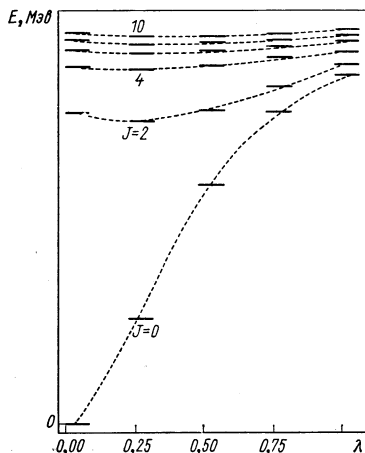


Рис. 12. Расщепление мультиплета конфигурации $(1i_{11/2})^2$ под действием центральных сил с гауссовой радиальной зависимостью.

порядку в этом мультиплете. Расщепление всего мультиплета $(2g_{9/2}, 1h_{9/2})$ составляет 600 кэв.

Как уже было сказано, для работ Л. А. Слива и сотр. характерно стремление найти такие эмпирические величины, которые были бы критичны отдельно к каждому члену взаимодействия $V(1, 2)$. Анализ этих возможностей проведен в работе [30].

Известно, что радиус действия центральных сил r_0 проявляется в расщеплении мультиплета типа $(j)^2$ одинаковых частиц. Авторами этой работы был проведен систематический анализ зависимости расщепления от $\lambda = r_0/\rho$ с осцилляторными волновыми функциями и радиальной зависимостью сил типа Гаусса $\exp(-r^2/r_0^2)$ и типа Юкавы $r_0/r [\exp(-r/r_0)]$. На рис. 12 в качестве примера показано расщепление конфигурации $(1i_{11/2})^2$ под действием центральных сил с гауссовой радиальной зависимостью. Поскольку

положение уровня 0^+ наиболее чувствительно к параметру λ , за меру расщепления была принята величина $\alpha = (E_0 - E_2)/(E_2 - E_{J_{\text{макс}}})$, где E_J — энергия уровня со спином J . Оказалось, что сам вид радиальной зависимости центральных сил имеет небольшое влияние на величину α , однако зависимость α от λ для всех рассмотренных конфигураций одинаково сильна, что позволяет делать выводы о радиусе действия сил r_0 . При этом необходимо помнить о возможном влиянии и других компонент потенциала на расщепление и о необходимости исключения коллективных эффектов. В конфигурации $(j)^2$ характер расщепления для синглетных и вигнеровских сил одинаков [33]. Поэтому на основе одного только расщепления невозможно разделить обе компоненты.

Авторы работы [30] исследовали также влияние тензорных сил на расщепление мультиплета. Как было показано, расщепление двунуклонной конфигурации под действием тензорных сил является знакопеременным в зависимости от спина (см. рис. 11).

Чтобы выяснить влияние тензорных сил в зависимости от радиуса их действия, был проделан ряд расчетов матричных элементов конфигураций типа $(j)^2$ и (j_1, j_2) для потенциала в форме Гаусса и в форме Юкавы. Зависимость матричного элемента от λ , как видно из рис. 13, довольно слаба для всех I , за исключением $I = 0$ [33], а для $\lambda = 0$ он тождественно равен нулю. Это означает, что все расчеты с силами в форме δ -функции исключают возможное проявление тензорных сил. Очень интересным фактом является существование максимума матричного элемента именно для $\lambda = 0,5$.

Спиновую зависимость компонент двучастичных сил можно исследовать на основе расщепления ΔE каждого уровня J на дублет $I = J \pm 1/2$ при взаимодействии с нуклоном $j_1 = 1/2$ в конфигурации $\{j^n J; j_1 = 1/2; I\}$, $n = 2, 3, 4 \dots$. Если $\Delta \varepsilon$ — расщепление уровней $j \pm 1/2$ под действием сил, зависящих от спина, тогда для конфигурации с $n \geq 2$ имеем:

$$\Delta E = \frac{2J+1}{2j+1} \Delta \varepsilon(j, j_1 = 1/2).$$

Величина ΔE позволяет определить параметры сил, зависящих от спина. Спин-орбитальное взаимодействие играет в ядре очень важную роль. Получение правильной последовательности уровней в оболочечной модели, а в особенности получение магических чисел, как известно, стало возможным только при учете этих сил.

Расщепление спектра возбужденных состояний под влиянием спин-орбитального взаимодействия описывается с помощью потенциала:

$$V_{ls} = -\xi (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V}{\partial r},$$

где l и s — орбитальный и спиновый моменты нуклона. Параметр ξ , определяющий интенсивность взаимодействия, является приблизительно одинаковым для всех состояний одной частицы сверх заполненных оболочек [2], а для дырочных состояний он оказывается примерно в 1,5 раза больше, чем для одночастичных состояний. Выделение спин-орбитального взаимодействия из полного потенциала и определение его параметров намного проще, когда имеются данные об интересующей нас конфигурации в нескольких соседних ядрах.

Нелокальность остаточного взаимодействия можно учесть введением зависимости сил от плотности ρ . Существенная роль таких

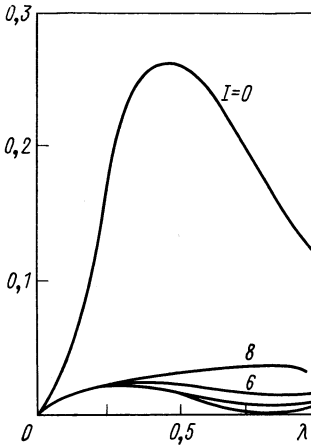


Рис. 13. Зависимость матричного элемента тензорных сил от радиуса их действия λ для конфигурации типа $(j)^2$.

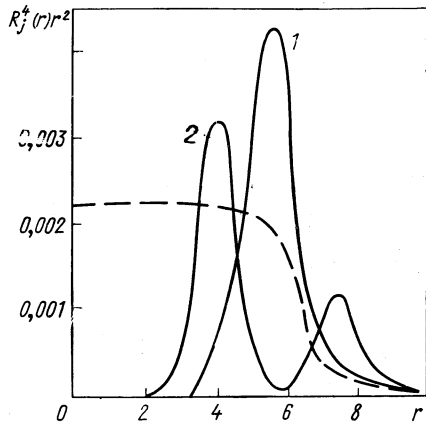


Рис. 14. Зависимость подынтегральной функции $R_j^4(r) r^2$ от r для состояний $1h_{9/2}$ (1) и $2g_{9/2}$ (2). Показано также распределение плотности для ядер вблизи ^{208}Pb .

сил была установлена в теории ядерной материи [35]. Например, зависимость $V_\rho(1, 2) = [1 - (\rho/\rho_0)^{2/3}] \cdot V(1, 2)$, где $\rho = \rho_0 \{1 + \exp [(r - c)/a]\}^{-1}$, приводит к усилению взаимодействия в наружном слое ядра. Такой потенциал применялся [33] для анализа мультиплетов двух конфигураций: $(g_{9/2})^2$ в ^{210}Pb и $(h_{2/3})^2$ в ^{210}Po .

Решающим для расщепления мультиплетов является радиальный интеграл $\int R_j^4(r) \phi[\rho(r)] r^2 dr$. На рис. 14 показаны ход функции $R_j^4(r) r^2$ для состояний $2g_{9/2}$ и $1h_{9/2}$ и распределение плотности, которое для обоих ядер похоже. Качественная оценка этих радиальных интегралов позволяет объяснить разницу в характере расщепления конфигураций $(g_{9/2})^2$ и $(h_{9/2})^2$: первой соот-

ветствует функция, лежащая в области большей плотности, тогда как функция второй конфигурации лежит на поверхности ядра.

Последние экспериментальные данные указывают на необходимость включения в потенциал члена, описывающего зависимость от плотности. Если учесть последние результаты расчетов остаточного взаимодействия с помощью метода Бракнера — Хартри — Фока, то зависимость потенциала от ρ должна быть типа $\rho^{2/3}$. Л. А. Слив [36] пришел к выводу, что, пользуясь потенциалом $V(1, 2) = -V(r_{12}) + \alpha \rho (r)^{2/3} \delta(r_{12})$, можно сохранить одинаковые параметры $n-n$ и $p-p$ -взаимодействия для всех ядер вблизи свинца.

В заключение можно сказать: существует возможность определения полного остаточного взаимодействия путем установления зависимости между физическими величинами и отдельными членами действующего потенциала. Появление большого числа новых экспериментальных данных позволило существенно расширить наше понимание роли того или иного члена остаточного взаимодействия. В частности, выяснилось что соотношение вигнеровских и синглетных сил примерно 3 : 2, т. е. $v_0 = -(27-30)$ и $v_1 = -(18-20)$ *Мэв* позволяет получить описание многих мультиплетов ядер вблизи свинца. Кроме того, становится ясно, что применение контактных δ -сил так же, как и поверхностных сил, не приводит к правильным результатам, а силы конечного радиуса действия с параметром $\lambda = 0,5$ хорошо описывают экспериментальные данные. За последнее время также стала более ясна роль зависимости сил от плотности: результаты расчетов в теории ядерной материи ($\rho^{2/3}$) позволяют получить одинаковые параметры ядерного $n-n$ и $p-p$ -взаимодействия для всех ядер вблизи свинца. Необходимость включения тензорных сил для определения правильных мультиплетов нечетно-нечетных ядер совершенно очевидна. Однако их участие в $n-n$ и $p-p$ -взаимодействии маскируется другими частями потенциала.

Учет взаимодействия с фононами приводит к некоторой модификации радиальных интегралов. Этот эффект не влияет на структуру спектра однако передвигает весь мультиплет на некоторую величину.

Взаимодействие свободных нуклонов и остаточное взаимодействие в ядре. Проблеме связи между взаимодействием свободных нуклонов и нуклонов в ядре посвящена обширная литература. Постараемся здесь коротко изложить основные тенденции и достижения в этой области.

За последнее время количество точных экспериментальных данных значительно возросло как в области спектров возбужденных состояний ядер, интересных с точки зрения сравнения с теорией, так и в области взаимодействия свободных нуклонов [37],

поэтому стало возможным обсуждение соотношения между взаимодействием нуклонов свободных и нуклонов в ядре.

В расчетах оболочечной модели используется ограниченное конфигурационное пространство. Именно это ограничение не позволяет получить правильных результатов в случае применения реалистических потенциалов. Следовательно, работая в рамках модели, необходимо пользоваться эффективным взаимодействием, которое является взаимодействием свободных нуклонов плюс поправка, связанная с ограничением конфигурационного пространства. В настоящее время считаются наилучшими потенциал Хамада — Джонстона [31] и иельский потенциал [38], характеризующиеся бесконечной отталкивающей сердцевиной.

Оба потенциала хорошо описывают нуклон-нуклонное рассеяние до энергии 350 Мэв и основные свойства дейтона и оба потенциала на больших расстояниях переходят в потенциал однозонного обмена. Последнее свойство особенно ценно, поскольку основной задачей ядерной физики является описание с помощью мезонного потенциала взаимодействия свободных нуклонов, а затем с помощью потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия описание физических явлений в ядре. Третий потенциал рассматриваемый в связи с возможностью применения к теории ядра, — это потенциал Табакина [39] с так называемой мягкой сердцевиной, который является нелокальным. Все три потенциала применялись довольно успешно в теории ядерной материи, что дает основание судить об их пригодности и в расчетах свойств конкретных ядер. Куо и Браун [27] исследовали с этой точки зрения потенциал Хамада — Джонстона. Представленный ими метод заключается в переходе от потенциала взаимодействия нуклонов V к матрице реакции G .

Разработанная техника расчетов применялась для исследования частично-дырочных мультиплетов в ^{208}Bi [40]. Было показано, что волновая функция для большинства низколежащих уровней содержит незначительные примеси других конфигураций и что включение поляризации остова не меняет существенно энергии уровней. Получили очень хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных 36 уровней в ^{208}Bi .

Работа Фрида и Родса [41] принадлежит к группе работ, в которых авторы ищут прямые связи между взаимодействиями нуклонов свободных и нуклонов в ядре. Из трех потенциалов для расчетов в ядре был выбран потенциал Табакина, который обладает мягкой сердцевиной и учитывает нелокальность взаимодействия. Авторы обращают внимание на тот факт, что получить согласие с экспериментом для реалистических потенциалов можно только при включении смешивания конфигураций как простых, одночастичных, так и сложных, отвечающих за коллективные эффекты.

Поляризация замкнутых оболочек валентными нуклонами может означать возбуждение остова одним нуклоном и снятие возбуждения другим. В таком случае взаимодействие между валентными нуклонами по отношению к взаимодействию нуклонов свободных в значительной степени модифицируется.

Различным способам взаимодействия частиц, приводящим к ренормализации потенциала, соответствуют фейнмановские диаграммы (рис. 15). Взаимодействие частиц посредством генерирования пары (частицы и дырки) из остова, показанное на рис. 15, *а* имеет самый большой вклад в ренормализацию.

Сравнение матричного элемента такого взаимодействия (точнее, его главного члена, описывающего частицу и дырку в состоянии $I = 2, T = 0$) с матричным элементом взаимодействия типа

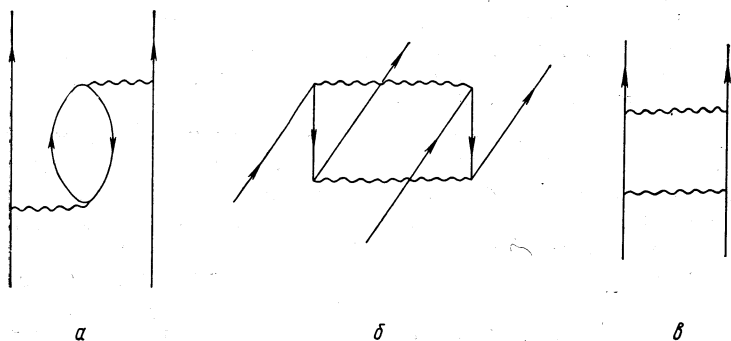


Рис. 15. Фейнмановские диаграммы основных типов взаимодействия двух частиц, приводящие к ренормализации потенциала свободных нуклонов.

$P_2(\cos \theta_{12})$, которое применялось Кислингером и Соренсеном [22], показывает, что они очень близки [42]. Отсюда авторы приходят к выводу, что эту часть смешивания конфигураций, которая связана с возбуждением частицы — дырки остова, можно учитывать включением в потенциал квадрупольного взаимодействия. Следующая поправка, которая может быть важна особенно для тензорных сил, является следствием возбуждения валентных нуклонов в промежуточные состояния — механизм, проанализированный Куо и Брауном [27].

Необходимость смешивания огромного количества одночастичных конфигураций усложняет расчет и делает его нереальным. Как уже говорилось, ограничив матрицу до разумных с точки зрения расчетов размеров, приходится компенсировать упущенные конфигурации поправками в потенциале. Авторы замечают, что диаграммы (см. рис. 15, *б* и *в*) дают заметный вклад лишь в парное взаимодействие P_0 . Тогда полный потенциал взаимодействия

нуклонов в ядре можно написать в виде $V = V_T + P_0 + P_2$. Сравнение расчетных и экспериментальных энергий состояний 0^+ и 2^+ в ^{210}Po , ^{206}Pb , ^{210}Pb позволило подобрать константы парного и квадрупольного взаимодействий.

Интересная попытка выбора остаточного взаимодействия была предпринята Хадерманом и Адером [43]. Целью их работы было описание характеристик возбужденных состояний с помощью такого потенциала, который был бы «более реалистичским», чем потенциал, например, «парного плюс квадрупольного» взаимодействия, и в то же время был бы менее сложным, чем действительно реалистичский потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия. Авторами был выбран потенциал дейтерия, содержащий радиальную, спиновую и тензорную части, с четырьмя параметрами: глубиной потенциала V_0 , радиусом действия ядерных сил α , интенсивностью спиновой части a и тензорной b . Параметры α , a и b подбирались на основе низколежащих уровней ^{206}Pb , ^{210}Pb и ^{210}Po .

Наилучшее согласие получается для радиуса взаимодействия 1,72 ферми, тогда как из нуклон-нуклонного рассеяния имеем 1,78 ферми, $a = 0,10$ (теория дейтерия дает 0,13) и $b = 0,77$ (из теории дейтерия $b = 0,77$). При этих конкретных параметрах глубина потенциала на 25% отличается от глубины потенциала свободных нуклонов.

Перечисленные работы далеко не исчерпывают темы этого раздела, но они хорошо иллюстрируют главную тенденцию: описание ядерных характеристик с помощью нуклон-нуклонного взаимодействия требует учета всех возможных конфигураций. Ограничение же смешивания конфигураций до приемлемых размеров характеризуется существенным изменением потенциала.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ЯДЕР ТИПА $^{208}\text{Pb} \pm 2$ НУКЛОНА

За последнее время количество данных о возбужденных состояниях ядер вблизи свинца сильно увеличилось. Произошло это вследствие появления новых экспериментальных возможностей, так же как и возросшего интереса к этим ядрам. Основную роль здесь сыграли ускорители типа тандем, вооруженные магнитными спектрометрами с большой разрешающей способностью или спектрометрами с полупроводниковыми детекторами. Реакции передачи одного нуклона, а иногда двух при энергиях частиц 10—20 *Мэв* открывают огромные возможности идентификации состояний самых простых конфигураций одночастичного типа в пределах возбуждений, которые недоступны для классической спектроскопии.

Примером таких измерений могут служить спектры протонов из $^{208}\text{Pb}(t, p)$ -реакции, полученные Флином и др. [44]. На рис. 16 хорошо виден разрешенный спектр протонов из этой реакции. Для большинства линий измерялись также угловые распределения, что помогло определить спины и четности состояний ^{210}Pb . Схемы уровней, представленные в этом разделе, являются просто рабочими материалами, собранными в течение последних лет

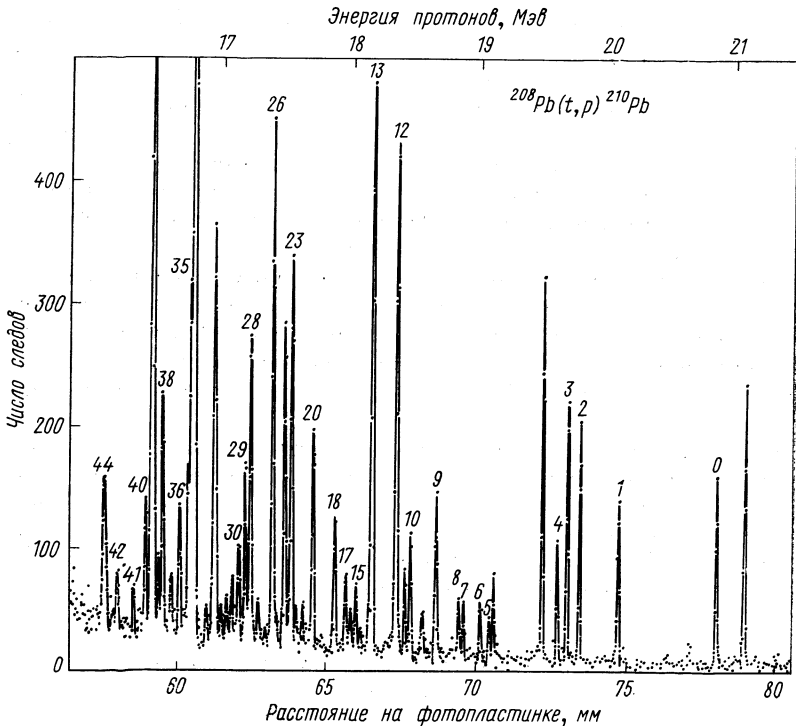


Рис. 16. Спектр протонов из $^{208}\text{Pb}(t, p)$ -реакции, полученный Флином и др. [44].

и содержащими данные, пригодные для анализа двунуклонных мультиплетов.

Ниже обсуждается экспериментальный материал, касающийся ядер типа $^{208}\text{Pb} \pm 2$ нуклона, показанных на рис. 6.

^{206}Hg . Имеются очень скудные данные об этом изотопе [45].

^{208}Tl является короткоживущим изотопом ($T_{1/2} = 4,3$ мин) с 81 протоном и 125 нейтронами, т. е. с точки зрения оболочечной модели изотопом, имеющим по одной дырке в протонной и нейтронной оболочках.

Возбужденные уровни этого ядра исследовались Л. И. Русиновым и др. [46], Спейевским [47], Валеном и Бастин-Скофие [48] на основе α -распада ^{210m}Bi . Для анализа схемы уровней ^{206}Tl Вольфом [49] был использован также β -распад ^{206}Hg , который получался в ^{208}Pb (p , $3p$)-реакции с высокоэнергетическими протонами.

В нескольких работах ^{206}Tl был исследован с помощью ядерных реакций. Эрскин [50] и Мукерджи [51] применяли реакцию передачи одного нуклона $^{205}\text{Tl}(d, p)^{206}\text{Tl}$ для исследования одночастичных состояний; Луис и Дэник [52] пользовались реакцией $^{208}\text{Pb}(d, \alpha)^{206}\text{Tl}$.

Первые четыре возбужденных уровня ^{206}Tl заселяются в α -распаде. Наиболее точные измерения Спейевского [47] позволили определить их энергию с точностью до доли килоэлектронвольта, а также их спины и четности. Кроме того, наблюдались γ -переходы между уровнями (рис. 17).

β -Распад ^{206}Hg идет на основное состояние ^{206}Tl и на состояния с энергиями 305 и 650 *кэв*. Анализ вероятностей β -распада и мультипольности γ -переходов между этими уровнями подтверждают предположение, что основное и два возбужденных состояния характеризуются спинами и четностями 0^- , 1^- , 1^- .

Таким образом, можно считать, что низкоэнергетическая часть схемы уровней, связанная с α -распадом ^{210}Bi и β -распадом ^{206}Hg , установлена достаточно точно. Измерялось также время жизни состояния 305 *кэв*. Полученный Вольфом [49] результат ($T_{1/2} \leq \leq 8 \cdot 10^{-11}$ *сек*) имеет очень существенное значение для интерпретации схемы уровней, так как позволяет считать, что это состояние дублета ($s_{1/2}^-$, $p_{1/2}^-$) $I = 0,1$. Первые расчеты расщепления этого дублета, сделанные на основе оболочечной модели Ю. И. Харитоновым и др. [29], а также Кимом (цитированы в работе Эрскина [50]), давали результаты ≤ 10 и 60 *кэв* соответственно, и это заставляет думать, что вблизи основного состояния существует неразрешенный в измерениях уровень 1^- . Прежнее измерение времени жизни уровня 305 *кэв*, ведущее к завышенному результату [46], также говорит в пользу такой гипотезы.

Более высокие возбужденные уровни были идентифицированы с помощью ядерных реакций. Эрскин [50], применяя реакцию передачи одного нуклона $^{205}\text{Tl}(d, p)^{206}\text{Tl}$, наблюдал первые четыре возбужденных состояния, а также состояние с энергией 802 *кэв*, которое определил как 1^- .

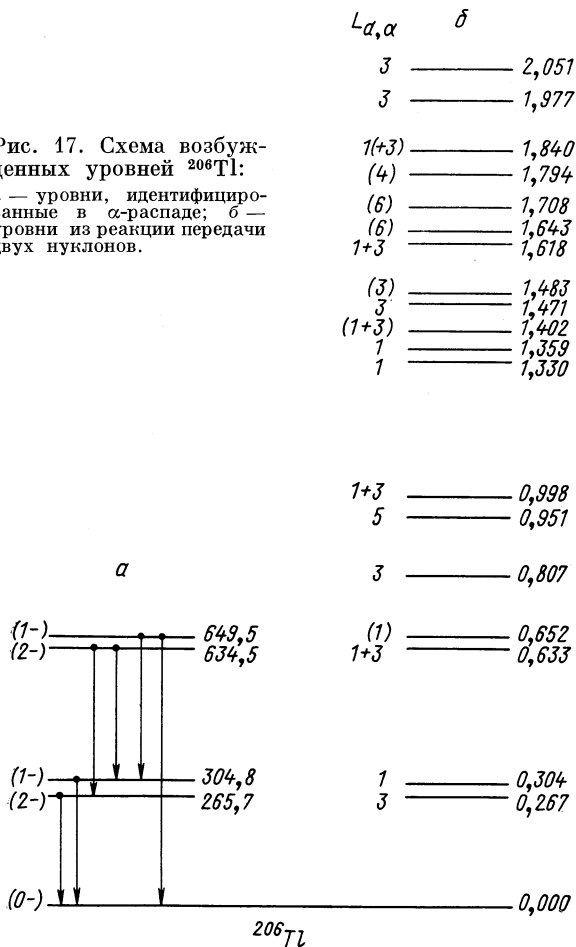
Реакция передачи двух нуклонов $^{208}\text{Pb}(d, \alpha)^{206}\text{Tl}$ позволила исследовать высоковозбужденные состояния конфигурации нейтронной и протонной дырок [52]. Результаты этой работы представлены на рис. 17, б.

^{206}Pb . Первые данные о структуре возбужденных состояний этого ядра были опубликованы в работах Альтбургера и Прайса [54].

Гамма-спектры, спектры электронов конверсии, а также спектры совпадений $e - \gamma$ - из распада ^{206}Bi путем электронного захвата позволили определить первую схему уровней ^{206}Pb , пополнен-

Рис. 17. Схема возбужденных уровней ^{206}Tl :

a — уровни, идентифицированные в α -распаде; b — уровни из реакции передачи двух нуклонов.



ную в 1958 г. результатами измерений Тру и Форда [20] и данными шведских физиков [55].

В шестидесятых годах появились данные о состояниях ^{206}Pb , возбуждаемых в ядерных реакциях. Валуа и др. [56] определили орбитальный момент и спин ряда уровней на основе угловых распределений неупругого рассеяния протонов.

Тикл и др. [57] на основе данных из $^{207}\text{Pb}(d, t)$ -реакции определили амплитуды отдельных одночастичных конфигураций в вол-

новой функции некоторых состояний и, наконец, Смит и др. [58] исследовали состояния двух нейтронных дырок с помощью реакции передачи $^{208}\text{Pb}(p, t)^{206}\text{Pb}$.

Работа Мантурутила и др. [59] касается распада ^{206}Bi в ^{206}Pb . Благодаря большой интенсивности источника, полученного в $\text{Pb}(p, xn)$ -реакции, а также благодаря большой точности измерений γ -спектра с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -спектрометра авторам удалось

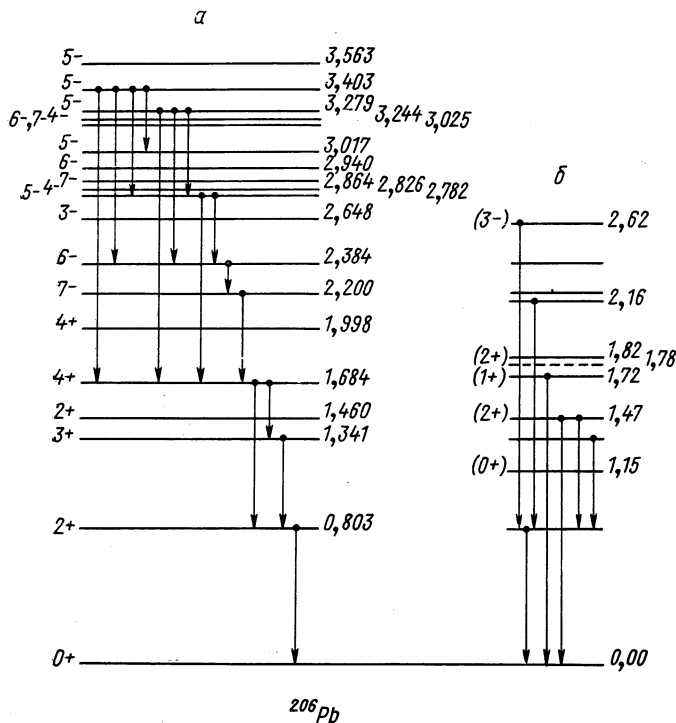


Рис. 18. Схема возбужденных уровней ^{206}Pb , построенная на основе исследования распада ^{206}Bi (а) и с помощью данных из ядерных реакций (б).

идентифицировать кроме уже известных ряд новых γ -переходов. Схема уровней, приведенная на рис. 18, построена на основе результатов этой группы.

На схеме рис. 18, а показаны только γ -переходы большой интенсивности. На рис. 18, б дается фрагмент схемы уровней, построенный с помощью данных из ядерных реакций.

Учитывая последовательность заполнения нейтронных оболочек от 82 до 126 нейтрона, можно предвидеть для ^{206}Pb следующие конфигурации: основное состояние должно характеризоваться

пустой нейтронной оболочкой $3p_{1/2}$ и целиком заполненными оболочками $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$, $1i_{13/2}$, $2f_{7/2}$ и $1h_{9/2}$. В таком случае спин основного состояния может быть только 0^+ , что согласуется с экспериментальными данными.

Разрыв пары в оболочке $2f_{5/2}$ и переход одного нейтрона в оболочку $3p_{1/2}$ приводят к дырочной конфигурации $(p_{1/2}, f_{5/2})$ со спинами 2^+ , 3^+ , а перемещение пары нейтронов на оболочку $3p_{1/2}$ дает конфигурацию $(f_{5/2}^2)$ со спинами 0^+ , 2^+ , 4^+ . Переход одного нейтрона с $2f_{5/2}$ на оболочку $3p_{1/2}$, а другого на $2g_{9/2}$ позволяет сформировать состояния с отрицательной четностью 4^- , 5^- . Таким же образом можно обсудить и другие конфигурации, возможные спины и четности состояний и их энергии в нулевом приближении.

Предсказанные состояния отвечают в конечном счете экспериментально идентифицированным состояниям, за исключением, может быть, состояния 0^+ , существование которого, как это следует из схемы, нельзя считать твердо установленным.

Из обсуждения возможных возбужденных состояний в ^{206}Pb сделаем еще один вывод: в области низких возбуждений нельзя ожидать существования мультиплетов с большим числом уровней. Первый высокоэнергетический мультиплет с шестью уровнями 2^- , 3^- , . . . , 7^- мог бы быть построен в рамках конфигурации $\{(f_{5/2}^2)_{5/2}, g_{9/2}\}$. Похоже, что изомерное состояние 7^- с энергией 2200 кэВ и временем жизни $0,13 \text{ мсек}$ является членом этого мультиплета.

Необходимо обратить внимание на тот факт, что первое возбужденное состояние 2^+ , упомянутое состояние 7^- , а также 3^- с энергией 2648 кэВ проявляют сильные коллективные свойства.

^{208}Tl известен также под названием ThC'' — β -нестабильный изотоп, распадается на состояния 5^- , 4^- и 3^- ^{208}Pb . Возбужденные уровни ^{208}Tl наблюдались α -распадом ^{212}Bi . В настоящее время идентифицировано восемь α -линий и определены их энергии и интенсивности. α — γ -Совпадения и корреляции измерялись Хортоном и Шером [60], а также Хортоном [61].

На основании оболочечной модели для основного состояния ^{208}Tl ожидается конфигурация $(s_{1/2}, g_{9/2})$, которая допускает возможные спины 5^+ и 4^+ . Анализ β -распада (интенсивные распады на состояния 5^- и 4^- и слабые на состояние 3^-) привел Уила [62] к предположению, что спин основного состояния должен быть 5^+ , а первого возбужденного состояния — 4^+ . Мультипольность $M1$ для перехода с уровня 40 кэВ была установлена Граамом и Беллом [63]. Следующие четыре возбужденных уровня со спинами 5^+ , 4^+ , 3^+ , 6^+ должны быть членами мультиплета $(d_{3/2}, g_{9/2})$.

Ранее установленные спины и четности уровней были подтверждены в работе Кобба [64], который провел точные измерения α — γ -корреляций. Схема уровней ^{208}Tl приведена на рис. 19.

^{208}Bi . Возбужденные уровни этого ядра были исследованы многими группами экспериментаторов с применением разных методов. В настоящее время известны полностью восемь мультиплетов этого ядра и можно сказать, что это наиболее хорошо изученное ядро типа $^{208}\text{Pb} \pm 2$ нуклона.

Дуффилд и Вегорс в 1958 г. [65] с помощью (d, p) -реакции идентифицировали пять возбужденных состояний и установили существование изомерного состояния с энергией $1,43 \text{ Мэв}$ и временем жизни $2,7 \text{ мсек}$. Измерение γ -спектра позволило сделать

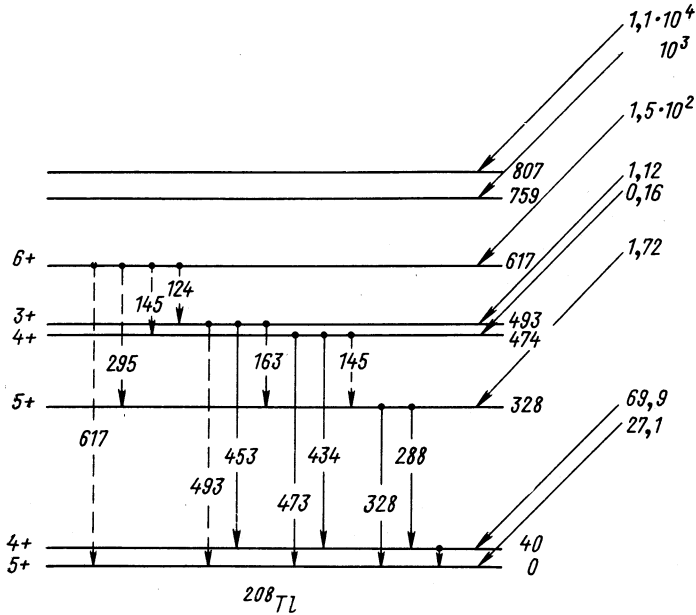


Рис. 19. Возбужденные уровни ^{208}Tl , полученные из α -распада ^{212}Bi .

первую оценку спинов определенных состояний. Ими был также исследован распад изомерного состояния 10^- . На основе совпадений γ -переходов 921 и 501 кэв и их мультипольностей распад на основное состояние был определен как $10^- \rightarrow 7^+ \rightarrow 5^+$.

Реакция $^{209}\text{Bi}(d, t)^{208}\text{Bi}$ применялась для анализа возбужденных состояний конечного ядра Мукержи и Коэном [66], а также Эрскином [67], который, применяя магнитный спектрометр с большой разрешающей способностью, идентифицировал несколько возбужденных уровней. Измерение дифференциального сечения этой реакции позволило определить спины состояний. Удалось также разделить уровни, принадлежащие к мультиплетам $(h_{9/2}, p_{3/2})$ и $(h_{9/2}, f_{5/2})$.

Возбужденные состояния ^{208}Bi заселяются также при α -распаде. Ионес [68] исследовал α -спектр распада ^{212}At , который получался в реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, n)^{212}\text{At}$. Он определил спины и четности основного и первого возбужденного состояний как 4^+ и 5^+ . Такое утверждение находится в согласии с предположением, что это состояние дублета ($h_{9/2}, p_{1/2}^-$). Ту же самую реакцию недавно исследовал Ридер [69] с помощью циклотрона, ускоряющего α -частицы до энергии 23 Мэв. Времена жизни основного состояния астата и метастабильного состояния, которое тоже распадается α -распадом, малы (0,305 и 0,12 сек соответственно), поэтому можно было измерять α -спектр между импульсами циклотрона. Автор этой работы наблюдал двадцать α -переходов и скоррелировал энергии α -линий с энергиями возбужденных состояний ^{208}Bi . Распад ^{208}Po путем электронного захвата также позволяет исследовать возбужденные состояния интересующего нас ядра.

В работе Хаге и др. [70] было показано, что при распаде заселяются уровни 3^+ с энергией 1074 кэв (3,6%), 2^+ с энергией 925,6 кэв (77,4%) и уровень 3^+ с энергией 634,4 кэв (19%). γ -Спектр распада этих состояний в основное состояние ^{208}Bi , измеренный с большой точностью германиевым детектором, а также спектр совпадений между некоторыми γ -линиями позволили уточнить энергии низколежащих уровней и их спины.

Самое большое количество данных о структуре возбужденных состояний ^{208}Bi было получено в работах Альфорда, Шиффера и Шварца [71]. Авторы провели ряд измерений, применяя тандем-генератор и магнитный спектрометр с большой разрешающей способностью. Исследовались четыре ядерных реакции, в которых конечным ядром был ^{208}Bi , а именно: $^{207}\text{Pb}(^3\text{He}, d)$, $^{207}\text{Pb}(\alpha, t)$, $^{209}\text{Bi}(d, t)$ и $^{209}\text{Bi}(^3\text{He}, \alpha)$. Спектры испускаемых в реакциях частиц измерялись под десятью углами, что, определяя угловое распределение, давало основу для установления передаваемого углового момента и для извлечения спектроскопических коэффициентов.

($^3\text{He}, \alpha$)-Реакция обладает значительным по сравнению с (d, t)-реакцией сечением возбуждения состояний с передачей больших l , что помогло идентифицировать состояния с высокими спинами, например, принадлежащие к мультиплету ($h_{9/2}, i_{13/2}$).

Анализ всех экспериментальных данных позволил установить очень важный факт, касающийся чистоты отдельных состояний, а именно, что смешивание конфигураций в случае ^{208}Bi мало, даже при высоких энергиях возбуждения.

Для чистых состояний частица — дырка сечение реакции передачи одного нуклона пропорционально статистическому фактору $2J + 1$ (J — спин конечного состояния). Поэтому в случае вимута можно пользоваться величиной сечения для идентификации спинов уровней отдельных мультиплетов. Некоторые мультиплеты

[75], показана на рис. 21, а. β -Распад заселяет три уровня ^{210}Pb , которые, по-видимому, являются возбужденными состояниями остова. Анализ β -распада на эти состояния, а также анализ кол-

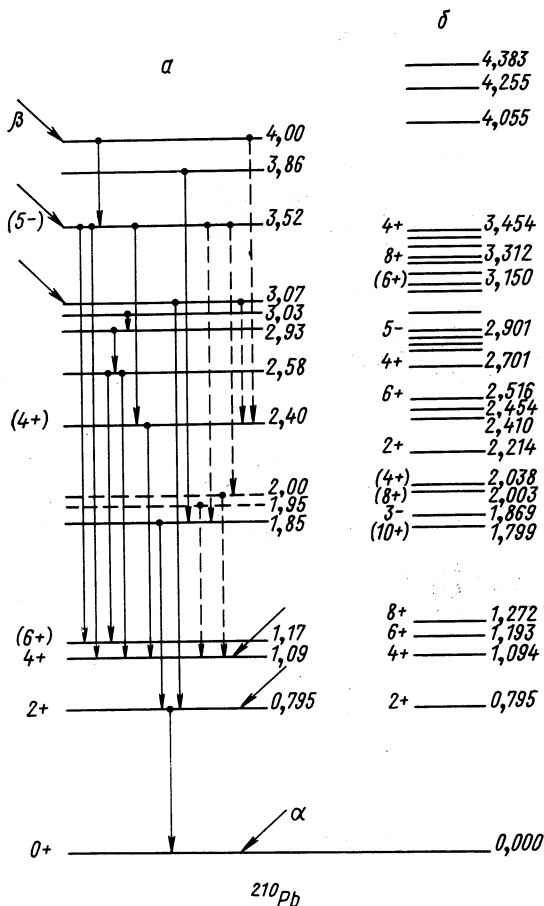


Рис. 21. Схема возбужденных уровней ^{210}Pb :
 а — уровни, полученные из анализа γ -спектров (β -распад ^{210}Tl); б — уровни, установленные Флином и др. в реакции $^{208}\text{Pb}(t, p)$.

лективных состояний в соседних ядрах позволяет сказать, что это уровни с характеристиками 5^- и 6^- .

α -Распад ^{214}Po на основное и первые два возбужденных состояния ^{210}Pb дал возможность определить спины и четности этих состояний как 0^+ , 2^+ , 4^+ и создал основу для идентификации мультиплета ($2g_{3/2}^2$). Богатая информация об уровнях в ^{210}Pb до энергии

возбуждения 5 Мэв была получена благодаря применению тандем-генераторов.

Бьергаард и др. [76] с помощью (t, p) -реакций определили сечения передачи пары нейтронов на отдельные уровни ^{210}Pb (одновременно наблюдался ряд новых уровней). Эллегард и др. [77] использовали неупругие (p, p') - и (t, t') -рассеяния для изучения участия коллективных степеней свободы в структуре возбужденных состояний.

Авторы нашли два состояния 3^- при энергиях $1,85$ и $2,81 \text{ Мэв}$. Так как сечение возбуждения этих состояний составляет $2/3$ и $1/3$ сечения возбуждения 3^- -состояния в ^{208}Pb ($2,62 \text{ Мэв}$), есть основание для утверждения, что происходит сильное смешивание коллективного состояния 3^- с состоянием $(g_{9/2}, j_{15/2})_{3^-}$.

Недавно Флин и др. [78] повторили измерения сечений передачи на состояния ^{210}Pb в ^{208}Pb (t, p) -реакции при энергии 20 Мэв . В этой работе авторы идентифицировали 45 возбужденных состояний (среди них много известных из предыдущих работ). Для большинства переходов оказалось возможным измерить угловые распределения протонов, что позволило сделать выводы о спинах и четностях ряда возбужденных уровней. Возбужденные уровни, определенные в работе Флина и др. [78], даны на рис. 21, б (в схеме не показано несколько уровней с энергией выше $4,383 \text{ Мэв}$). Несмотря на богатый экспериментальный материал, указанный на рис. 21, имеются трудности в установлении полного соответствия идентифицированных уровней и членов отдельных мультиплетов возможных конфигураций двух нейтронов. Основное состояние и первые четыре возбужденных состояния образуют, несомненно, мультиплет $(2g_{9/2}^2)$ с состояниями 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ .

На основании данных о возбужденных состояниях 127-го нейтрона в ^{209}Pb (см. рис. 7) можно предвидеть другие мультиплеты в ^{210}Pb . Так, следует ожидать появления уровней мультиплетов $(1i_{11/2}^2)$, $(1j_{15/2}^2)$, $(3d_{5/2}^2)$, $(2g_{9/2}, 1i_{11/2})$, среди которых должны находиться три уровня 0^+ , а также ряд других уровней, которые в схеме не были идентифицированы. Особенно странным является отсутствие состояний 0^+ среди возбужденных состояний ^{210}Pb .

Если, например, для мультиплета $(1i_{11/2}^2)$ принять самое простое взаимодействие типа δ -сил, тогда состояние 0^+ этого мультиплета должно было бы появиться при энергии около $1,5 \text{ Мэв}$, а расчет с более реалистическими силами не должен сдвинуть состояние 0^+ выше 2 Мэв .

Этот факт указывает на необходимость дальнейшего экспериментального исследования структуры уровней ^{210}Pb , а в особенности уровней высших мультиплетов двунуклонных конфигураций. Нижайшая же группа уровней, а именно мультиплет основного состояния $(2g_{9/2}^2)$, хорошо экспериментально определена

и дает уже основу для проверки теоретических расчетов и для получения важных результатов.

^{210}Bi . Нестабильный изотоп ^{210}Bi распадается из основного состояния с временем жизни 5,01 дня, испуская β - или α -частицы. Этот изотоп, известный в период исследований естественной радиоактивности под названием RaE, характеризуется также α -распадом из изомерного состояния с временем жизни $2,6 \cdot 10^6$ лет.

Измерения Л. И. Русинова и др. [79], Г. А. Королева и Г. Е. Кохарова [80], а также Спейевского [47] позволили определить тонкую структуру α -спектра и привели к определению ряда возбужденных уровней в ^{206}Tl .

С точки зрения оболочечной модели ^{210}Bi является ядром с одним протоном и одним нейтроном вне замкнутых магических оболочек. Первые экспериментальные исследования структуры этого ядра с помощью ядерных реакций привели к убеждению, что возможно описание возбужденных состояний ^{210}Bi в рамках оболочечной модели. В реакции $^{209}\text{Bi}(d, p)^{210}\text{Bi}$ Харвей [81], а также Холм и др. [82] наблюдали спектр протонов, в котором каждую из линий можно было связать с определенным одночастичным состоянием, на которое подхватывался нейтрон в реакции передачи. Эта реакция исследовалась также Эрскином и др. [83].

Благодаря использованию электростатического генератора на 8 Мэв и прецизионного магнитного спектрометра было идентифицировано сорок уровней (до энергии возбуждения 3,2 Мэв). Были сделаны довольно успешные попытки интерпретации отдельных уровней как членов мультиплетов, возникающих при взаимодействии протона и нейтрона в различных квантовых состояниях. При этом использовалась пропорциональность сечения реакции передачи величине $(2J + 1)$.

В работах Колата [84], Мотца [85] и в особенности в работе Клина и др. [86], представляющих результаты исследований структуры мультиплетов с помощью $^{209}\text{Bi}(d, p)$ - и $^{209}\text{Bi}(\alpha, ^3\text{He})$ -реакций определяется достаточно точно структура одночастичных уровней в ^{210}Bi до энергии около 3,2 Мэв.

Представленная на рис. 22 схема возбужденных уровней ^{210}Bi основана главным образом на данных Клина, однако при определении энергии уровней были использованы также и другие работы. 83-й протон в основном состоянии ^{209}Bi находится на орбите $h_{9/2}$, а 127-й нейтрон в основном состоянии ^{209}Pb — на орбите $g_{9/2}$. Можно тогда ожидать, что низколежащие уровни в ^{210}Bi должны быть составляющими мультиплета ($h_{9/2}, g_{9/2}$) со спинами 0^- , 1^- , . . . , 9^- .

Если энергии первых девяти низколежащих уровней представить в зависимости от спина (отдельно для четных и нечетных спинов), тогда получаются (см. рис. 10) две плавные кривые, типич-

ные для мультиплетов частица — частица [87]. Это подтверждает гипотезу, что уровни принадлежат одному мультиплету.

Состояние 9^- этого мультиплета с энергией 270 кэв — изомерное состояние с временем жизни $2,6 \cdot 10^6$ лет, распадающееся путем

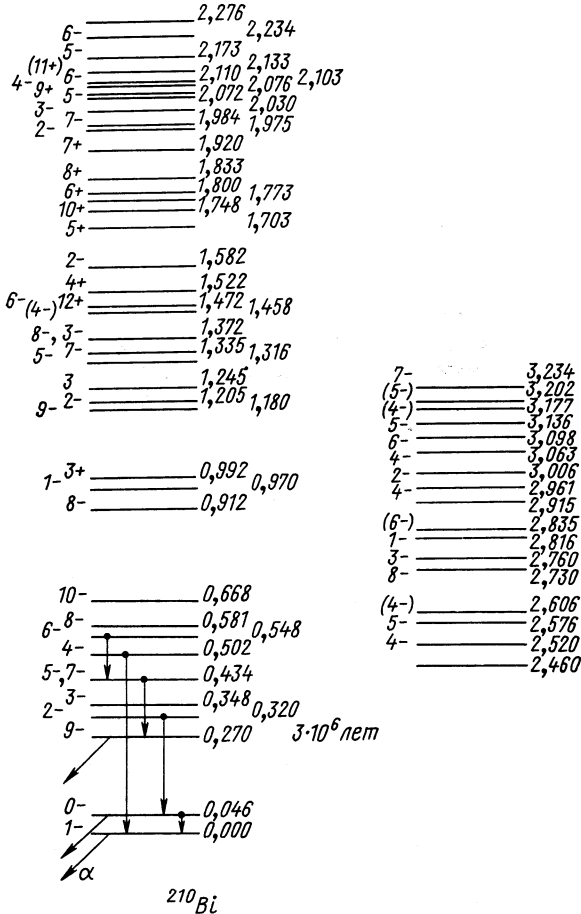


Рис. 22. Возбужденные уровни ^{210}Bi , полученные Клингом и др. [86] с помощью $^{209}\text{Bi}(d, p)$ - и $^{209}\text{Bi}(\alpha, ^3\text{He})$ -реакций.

испускания α -частицы. Как видно из схемы уровней (см. рис. 22), а также из зависимости энергии состояний мультиплета от спина (см. рис. 10), все состояния мультиплета ($h_{9/2}, g_{9/2}$) с высокими спинами имеют энергии выше, чем энергия состояния 9^- , что и приводит к его большой стабильности.

В области энергий 1 Мэв и выше существуют мультиплеты, возникающие вследствие взаимодействия протона $h_{9/2}$ с нейтроном в возбужденных состояниях: $(h_{9/2}, i_{11/2})$, $(h_{9/2}, j_{15/2})$. . . , а также мультиплеты, в которых протон находится на более высоких орбитах: $(f_{7/2}, g_{9/2})$, $(i_{13/2}, g_{9/2})$. . .

В настоящее время еще не полностью идентифицированы даже самые низколежащие мультиплеты. Причиной является отсутствие полных экспериментальных данных (в особенности неоднозначности в определении спинов и четностей уровней при их большой плотности) и смешивание конфигураций. Например, в парах мультиплетов $(h_{9/2}, d_{5/2})$ и $(f_{7/2}, i_{11/2})$, $(h_{9/2}, d_{5/2})$ и $(h_{9/2}, s_{1/2})$, $(h_{9/2}, g_{7/2})$ и $(h_{9/2}, d_{3/2})$ имеются близкие по энергии уровни с одинаковыми спином и четностью, что приводит к смешиванию конфигураций и, следовательно, к существенным сдвигам их энергий. Этот эффект в значительной мере усложняет идентификацию уровней отдельных мультиплетов.

^{210}Po имеющий два протона вне замкнутой оболочки и полностью замкнутую нейтронную оболочку, является α -радиоактивным изотопом ($T_{1/2} = 138,4$ дня), известным так же, как звено радиоактивной ураново-радиевой $(4n + 2)$ -цепи, под названием радия Φ (RaF). Возбужденные уровни ^{210}Po исследовались на основе распада ^{210}At путем электронного захвата или с помощью ядерных реакций. Холландер, Перлман и Сиборг [88] зарегистрировали в 1953 г. γ -линии $0,25$, $1,15$ и $1,40 \text{ Мэв}$, связанные с распадом ^{210}At . Результаты более исчерпывающих исследований, проведенных с применением гамма-спектрометра, а также спектрометра электронов конверсии, были представлены в 1954 г. Михелихом и др. [89]. Анализ девяти γ -переходов позволил сделать вывод о существовании пяти возбужденных состояний. Аналогичные исследования в течение нескольких лет велись Хоффом и Холландером [90].

Использование сильного источника ^{210}At и применение техники $\gamma - \gamma$ -совпадений позволило подтвердить данные Михелиха, а также обнаружить несколько новых уровней. Авторы сделали попытку описать уровни ^{210}Po теоретически, применяя метод Прайса [13].

Шима и др. [91] внесли дальнейший вклад в понимание структуры ^{210}Po . Измерение $\gamma - \gamma$ -совпадений и угловых корреляций γ -переходов помогло уточнить схемы уровней. Измерение разницы энергий между основными состояниями ^{210}At и ^{210}Po дало основу для определения $\lg ft$ переходов на три уровня с энергией $\approx 3 \text{ Мэв}$. Утверждение, что это разрешенные переходы ($\lg ft = 5,9$; $6,4$ и $5,9$), имеет важное значение для определения характера возбужденных состояний, заселяемых в распаде. Далее авторы уделили много внимания первым возбужденным состояниям (2^+ , 4^+ , 6^+), которые вместе с основным состоянием 0^+ и еще не идентифицирован-

ным тогда состоянием 8^+ , как известно в настоящее время, составляют мультиплет конфигурации $(h_{9/2})^2$.

Были измерены времена жизни состояний 6^+ и 4^+ ($T_{1/2} = 38,4, \pm 5,1$ и $1,8 \pm 0,1$ нсек) и рассчитаны с помощью волновых функций Ньюби и Конопиньского [92] вероятности переходов между состояниями 6^+ и 4^+ , а также 4^+ и 2^+ . Сравнение этих результатов с интенсивностями переходов, установленными в эксперименте, указало на значительные отклонения от предсказаний одночастичной модели.

Попытку дальнейшего уточнения схемы распада ^{210}At предпринял Холландер и Прусин [93]. Авторы измеряли с большой точностью спектры γ -квантов и спектры электронов конверсии. Было идентифицировано 50 переходов и для большинства из них на основе коэффициента K -конверсии установлена мультипольность. В состав предложенной схемы входят десять уровней и еще пять авторы считают вероятными. Результаты своих исследований Прусин и Холландер сравнивают с расчетами Кима и Расмуссена [23].

Как уже говорилось, был опубликован ряд работ, в которых возбужденные уровни ^{210}Po исследовались методом ядерных реакций.

Ямазаки и Юан [94] измеряли γ -спектр переходов конечного ядра, возбужденного в реакции $^{208}\text{Pb}(\alpha, 2n)^{210}\text{Po}$.

Бергстрем и др. [95] также применяли $(\alpha, 2n)$ -реакцию для изучения уровней ^{210}Po . Тикль и Бардвик [96] пользовались реакцией подхвата $^{209}\text{Bi}(\alpha, t)^{210}\text{Po}$ при энергии α -частиц 45 Мэв. Измерялся спектр протонов с очень хорошей разрешающей способностью (15 кэв), что позволило разделить отдельные уровни мультиплетов $(h_{9/2})^2$, $(h_{9/2}, f_{7/2})$, $(h_{9/2}, i_{13/2})$ и $(h_{9/2}, f_{5/2})$. Авторы наблюдали в спектре 21 линию, которые связали с соответствующими возбужденными состояниями.

Идентификация спинов этих состояний была основана на измерении сечения передачи нуклона. Как известно, в этих реакциях, если имеем дело с чистыми состояниями, интенсивность линий мультиплета пропорциональна величине $2J + 1$.

Жардин и др. [97], используя результаты измерений γ -спектров, спектров γ -совпадений и спектров электронов конверсии из распада ^{210}At , проанализировали заново схему ^{210}Po . Они уточнили ряд данных и составили схему, включающую 23 уровня (6 сомнительных).

Представленная на рис. 23 схема является результатом обработки авторами собственных данных и данных других групп.

В схеме указаны отдельные мультиплеты и связь некоторых состояний с коллективными состояниями остова, которым является ^{208}Pb . [В схеме пропущено несколько самых высоких уровней ($>3,5$ Мэв), которые из-за неопределенности спинов трудно свя-

зять с какими-нибудь мультиплетами.] Возбуждения остова сильно отражаются на структуре уровней ^{210}Po .

Так, два состояния 5^- в мультиплете ($h_{9/2}, i_{13/2}$), являющиеся «фрагментами» коллективного состояния 5^- в ^{208}Pb , были предметом многих обсуждений с момента установления факта, что основная часть распада ^{210}At заселяет эти уровни: уровень 2910 кэВ — 71,0% распадов, уровень $3026,8 \text{ кэВ}$ — 19,2% распадов.

Хофф и Холландер [90] обратили внимание на то, что распад ^{210}At на какой-нибудь уровень идентифицированных мультиплетов

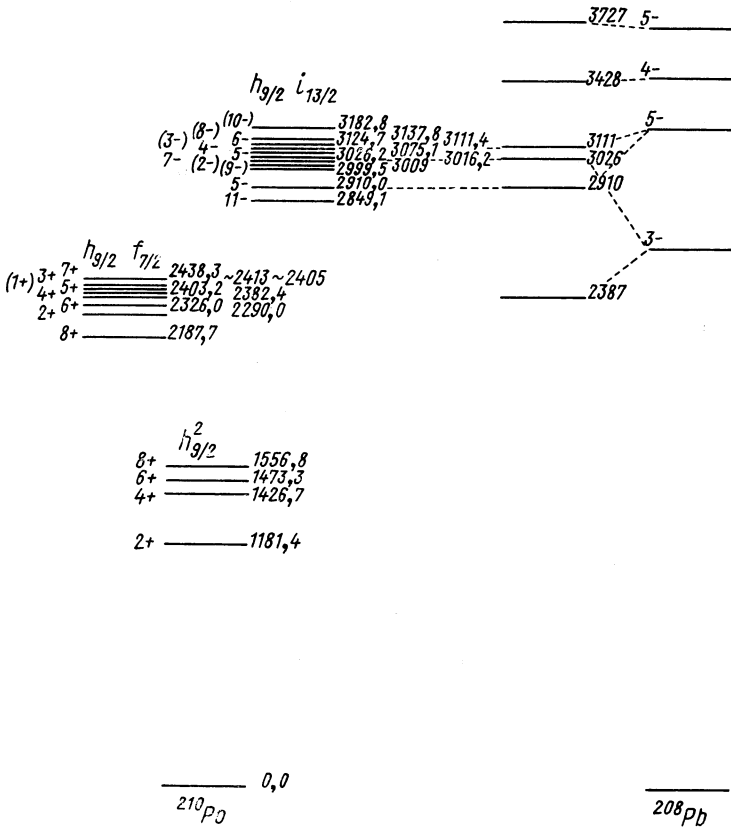


Рис. 23. Возбужденные уровни ^{210}Po с разделением мультиплеты, по данным работы Жардина и др. [97].

должен быть сильно запрещен, так как это означает замену $h_{9/2}$ -протона в $p_{1/2}$ -нейтрон (с возможным возбуждением второго протона в состояния $f_{7/2}, i_{13/2}$ или более высокие состояния).

Однако распад астата из основного состояния (спин 5^+) преимущественно на состояния 5^- мультиплета ($h_{9/2}, i_{13/2}$) заставляет предполагать, что они обладают сильной компонентой возбуждения остова. Исходя из предположки, что распад ^{210}At путем электронного захвата идет за счет нейтронно-дырочной компоненты остова, Жардин и др. [97] получили волновые функции интересующих нас состояний:

$$\Psi_{5^-(2910)} \approx 0,534/\pi (h_{9/2}, i_{13/2})_{5^-} + 0,846/\nu (g_{9/2}, p_{1/2}^{-1})_{5^-};$$

$$\Psi_{5^-(3026)} \approx 0,846/\pi (h_{9/2}, i_{13/2})_{5^-} + 0,534/\nu (g_{9/2}, p_{1/2}^{-1})_{5^-}.$$

В заключение стоит обратить внимание на факт, что до сих пор не были идентифицированы мультиплеты с протонами, возбужденными в состояния $f_{7/2}$ и выше, хотя энергия этого возбуждения невелика. В нулевом приближении, например, энергия конфигурации $(f_{7/2})^2$ составляет $3,2 \text{ Мэв}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stein N. Proc. of the Int. Conf. on the Properties of Nuclear States, Montreal, 1969.
2. Слив Л. А., Волчок В. А. ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 539.
3. Mottelson B. R. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo, 1967.
4. Flynn E. R. e.a. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 142.
5. Kovar D. e.a. Proc. of the Int. Conf. on the Properties of Nuclear States, Montreal, 1969.
6. De Shalit A. Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 1530.
7. Ellegard C., Vedelsby P. Phys. Lett. B, 1968, v. 26, p. 155.
8. Hansen O., Nathan O. Nucl. Phys. A, 1969, v. 127, p. 71.
9. Choudhury D. C. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1954, Bd. 28, No. 4.
10. Blomquist J., Wahlborn S. Ark. Fys., 1960, Bd. 16, S. 545.
11. Diamond R. M., Elbek B., Tjöm P. O. Int. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo, 1967.
12. Edmonds A. R., Flowers B. H. Proc. Royal Soc. A, 1952, v. 214, p. 515; 1952, v. 214, p. 120.
13. Pryce M. H. L. Proc. Phys. Soc. A, 1952, v. 65, p. 773.
14. Talmi I. Helv. Phys. Acta, 1952, v. 25, p. 185.
15. Inglis D. R. Rev. Mod. Phys., 1953, v. 25, p. 390.
16. De Shalit A., Goldhaber M. Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 1211.
17. Elliot J. P., Flowers B. H. Proc. Royal Soc. A, 1955, v. 229, p. 536.
18. Altburger D. E., Pryce M. H. L. Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 1482.
19. Pryce M. H. L. Nucl. Phys., 1956/57, v. 2, p. 226.
20. True W. W., Ford K. W. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1675.
21. True W. W. Nucl. Phys., 1961, v. 25, p. 155.
22. Kisslinger L. S., Sorensen R. A. Rev. Mod. Phys., 1963, v. 35, p. 853.
23. Kim Y. E., Rasmussen J. O. Nucl. Phys., 1963, v. 47, p. 184.
24. Kim Y. E., Rasmussen J. O. Phys. Rev. B, 1964, v. 135, p. 44.
25. De Shalit A., Talmi I. Nuclear Shell Theory, 1963.
26. Sliv L. A., Kharitonov Y. I. Spectroscopic and Group Theoretical Method in Physics. 1968.
27. Kuo T. T. S., Brown G. E. Nucl. Phys., 1966, v. 85, p. 40.
28. Гуман В. Н., Слив Л. А., Согомонова Г. А. ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 341.
29. Guman V. N. e.a. Nucl. Phys., 1961, v. 28, p. 192; Kharitonov Yu. I., Sliv L. A., Sogomonova G. A. Nucl. Phys., 1961, v. 28, p. 210.

30. Банг И. М. и др. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 1118.
31. Hamada T., Johnston I. D. Nucl. Phys., 1962, v. 34, p. 382.
32. Sliv L. A., Kharitonov Yu. I. Nucl. Phys., 1964, v. 60, p. 177.
33. Исаков В. И., Кожамкулов Г. А., Слив Л. А. «Изв. АН СССР. Сер. физ.» 1972, т. 36, с. 2156.
34. Бактыбаев К. Б. и др. «Ядерная физика», 1967, т. 6, с. 270.
35. Green A. M. Phys. Lett. B, 1967, v. 24, p. 384.
36. Слив Л. А. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1972, т. 36, с. 2026.
37. Moravcsik M. J. The two-nucleon interactions. Oxford, 1963.
38. Lassila K. E. e.a. Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 881.
39. Tabakin F. Ann. Phys., 1964, v. 30, p. 51.
40. Kuo T. T. S. Nucl. Phys. A, 1968, v. 122, p. 325.
41. Freed N., Rhodes W. Nucl. Phys. A, 1969, v. 126, p. 481.
42. Brown G. E., Kuo T. T. S. Nucl. Phys. A, 1967, v. 92, p. 481.
43. Haderman J., Ader K. Helv. Phys. Acta, 1969, v. 42, p. 497.
44. Flynn E. R. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 195, p. 97.
45. Nurmia I. Nature, 1961, v. 190, p. 427.
46. Русинов Л. И. и др. ЖЭТФ, 1961, т. 13, с. 707.
47. Spejewski E. H. Nucl. Phys. A, 1967, v. 100, p. 236.
48. Walen R. J., Bastin-Scoffier G. J. Phys., 1959, v. 20, p. 589.
49. Wolf G. K. Nucl. Phys. A, 1968, v. 116, p. 387.
50. Erskine I. R. Phys. Rev. B, 1965, v. 138, p. 851.
51. Mukherjee P. Nucl. Phys., 1955, v. 62, p. 541.
52. Levis M. B., Daehnik W. W. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 77.
53. Astner G., Wolf G. K. Nucl. Phys. A, 1970, v. 144, p. 481.
54. Altbürger D. E., Pryce M. H. L. Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 1482.
55. Hultberg S. e.a. Ark. Fysik, 1958, Bd. 13, S. 117; 1959, Bd. 15, S. 33.
56. Vallois G., Saudinos J., Beer O. Phys. Lett. B, 1967, v. 24, p. 512.
57. Tickle R., Bardwick J. Phys. Rev., 1968, v. 166, p. 1167.
58. Smith S. M. e.a. Phys. Rev., 1968, v. 169, p. 951.
59. Manthuruthil J. C. e.a. Phys. Rev. C., 1972, v. 6, p. 1870.
60. Horton J., Sperr R. Phys. Rev., 1953, v. 90, p. 388.
61. Horton J. Phys. Rev., 1956, v. 101, p. 717.
62. Weale J. W. Proc. Phys. Soc. A., 1955, v. 68, p. 35.
63. Graham R. L., Bell R. E. Canad. J. Phys., 1953, v. 31, p. 337.
64. Cobba W. C. Phys. Rev., 1963, v. 132, p. 1693.
65. Duffield R. B., Vegors S. H. Jr. Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 1958.
66. Mukherjee P., Cohen B. L. Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 1284.
67. Erskine J. R. Phys. Rev. B, 1964, v. 135, p. 110.
68. Jones W. B. Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 2042.
69. Reeder P. L. Phys. Rev. C, 1970, v. 2, p. 721.
70. Hagee G. R., Lange R. C., McCarty J. T. Nucl. Phys., 1960, v. 84, p. 62.
71. Alford W. P., Schiffer J. P., Schwarz J. J. Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 156.
72. Mayer-Kuckuk T. Z. Naturforsch., 1956, Bd. 119, S. 627.
73. Джелепов Б. С. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1959, т. 23, с. 832.
74. Stetter G. Univ. of Vienna, TJD-14880, 1962.
75. Weinziel P. e.a. Phys. Rev. B, 1964, v. 134, p. 257.
76. Bjergaard J. H. e.a. Nucl. Phys., 1966, v. 89, p. 337.
77. Ellegard C. e.a. Nucl. Phys. A, 1971, v. 162, p. 1.
78. Flynn E. R. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 195, p. 97.
79. Русинов Л. И. и др. ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1007.
80. Королев Г. А., Кохаров Г. Е. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1962, т. 26, с. 223.
81. Harvey J. A. Canad. J. Phys., 1953, v. 31, p. 278.
82. Holm G. B., Burwell J. R., Miller D. W. Phys. Rev., 1960, v. 118, p. 1248.
83. Erskine J. R., Buecher W. W., Enge H. A. Phys. Rev., 1962, v. 128, p. 720.

84. Kolata J. J., Daehnik W. W. Bull. Amer. Phys. Soc., 1971, v. 16, p. 623.
85. Motz H. T. e.a. Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 854.
86. Cline C. K. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 186, p. 273.
87. Пекеп Л. К. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1972, т. 36, с. 913.
88. Hollander J. M., Perlman I., Seaborg G. T. Rev. Mod. Phys., 1953, v. 25, p. 597.
89. Michelich J. W., Schard A. W., Segre E. Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 1568.
90. Hoff R. W., Hollander J. M. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 447.
91. Schima F., Funk E. G., Michelich J. W. Phys. Rev., 1963, v. 132, p. 2650.
92. Newby N., Konopiński E. J. Phys. Rev., 1959, v. 115, p. 434.
93. Prussin S. G., Hollander J. M. Nucl. Phys. A, 1968, v. 110, p. 176.
94. Yamazaki T., Ewan G. T. Phys. Lett. B, 1967, v. 24, p. 278.
95. Bergstrom I. e.a. Phys. Scripta, 1971, v. 3, p. 103.
96. Tickle R., Bardwick J. Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 32.
97. Jardin L. J., Prussin S. G., Hollander J. M. Nucl. Phys. A, 1972, v. 190, p. 261.