

## Двухчастичные ядерные молекулярные состояния

*Б. В. Данилин, М. В. Жуков*

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

Дан обзор современного состояния теории и эксперимента по реакциям с образованием квазимолекулярных состояний. Основное внимание уделено системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  как наиболее исследованной с теоретической и экспериментальной точек зрения. Рассматриваются характерные черты околокулоновских резонансов и резонансов выше кулоновского барьера.

Проводится сравнительный анализ существующих теоретических моделей: спектроскопии, включая коллективную модель, групповые подходы и расчеты низколежащих спектров в микроскопическом базисе; динамические — начиная с феноменологических и кончая методами, использующими упрощенные варианты микроскопических теорий.

В заключение суммированы выводы, к которым можно прийти на основании анализа современного состояния экспериментальных и теоретических исследований квазимолекулярных резонансов.

A review of an up-to-date state of the theory and experiments on reactions with quasi-molecular state formation has been made. The main attention has been paid to the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  system being the most investigated one both from the theoretical and experimental points of view. Characteristic features of near-Coulomb resonances, of resonances above the Coulomb barrier are considered.

A comparison analysis of existing theoretical models has been performed. Among them are: spectroscopical ones, the collective model included, group approaches and calculations of low-lying spectra in the microscopic basis; dynamical ones, beginning from phenomenological models and ending with methods using simplified versions of microscopic theories.

Conclusions which can be reached by analyzing the up-to-date state of experimental studies of quasi-molecular resonances are summed up to conclude the review.

### ВВЕДЕНИЕ

Ядерные молекулярные состояния, или ядерные квазимолекулы, или резонансы промежуточной структуры были введены около 25 лет назад для объяснения очень интересных результатов, полученных в первых работах по исследованию взаимодействия тяжелых ионов ( $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ). Обнаруженные в этих опытах резонансы хорошо скоррелированы в различных каналах и имеют ширину много меньшую одночастичной и много большую компаунд-ядерной для данной энергии столкновения.

С тех пор такого рода явления интенсивно исследовались и теоретически и экспериментально (особенно за последние годы). Однако вопрос о появлении неожиданно узких и хорошо разделенных резонансов при взаимодействии тяжелых ионов (с энергией возбужде-

ния компаунд-ядерной системы около 15—50 МэВ) так и остается до конца невыясненным.

Следует отметить, что наиболее исследованной к настоящему времени как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения является система  $(^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}) ^{24}\text{Mg}^*$ , хотя аналогичные явления наблюдаются и в системах  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ ,  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  и некоторых других. По этой причине в разд. 1 и 2 будем рассматривать только экспериментальные данные по системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  и теоретические модели, которые в основном были стимулированы именно экспериментами с этой системой.

В разд. 1 обсуждаются подбарьерные резонансы, модель Иманиши, резонансы при энергиях выше кулоновского барьера в реакциях передачи и неупругом рассеянии, реакция слияния, а также необычные входные и выходные каналы, приводящие к  $^{24}\text{Mg}^*$ .

В разд. 2 приведены основные теоретические модели и методы — классические оценки, спектроскопические подходы (коллективная модель, подход на основе теории групп, расчеты в коллективном кластерном базисе), динамические расчеты сечений реакций и слияния, начиная от феноменологических (дифракционная и модель редже-полюсов), полумикроскопических (метод связанных каналов, DWBA) и микроскопических (метод резонирующих групп, метод проекционных операторов, интерполяционный подход, метод Хартри — Фока).

Разд. 3 посвящен обзору дополнительных методов изучения ядерных молекулярных состояний —  $\gamma$ -переходы в молекулярных состояниях и измерение заселенностей магнитных подсостояний (выстроенностей).

Основные выводы помещены в конце каждого раздела, а в разд. 4 подведены итоги изучения ядерных молекулярных состояний и некоторые перспективы.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО СИСТЕМЕ $(^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}) ^{24}\text{Mg}^*$

**Подбарьерные резонансы.** *Экспериментальные факты.* История начинается с открытия в 1960 г. трех резонансов в работах Бромли, Кюхнера и Алмквиста [1] в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , показанных на рис. 1. Из рисунка видно присутствие трех резонансов при энергиях ниже кулоновского барьера. Эти структуры не являются статистическими флуктуациями, так как они скоррелированы при всех углах и во всех выходных каналах. Их ширины порядка 100 кэВ, и их приведенные ширины распада в канал  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  также велики. Спины этих резонансов  $2^+$  (5,6 МэВ),  $4^+$  (6,0 МэВ),  $2^+$  (6,3 МэВ). Наличие таких ярко выраженных состояний при энергиях возбуждения  $^{24}\text{Mg}$  около 20 МэВ и большие ширины распада (по сравнению со статистическими оценками) в канал  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  сразу послужили причиной, чтобы предположить их квазимолекулярную (КМ) природу (т. е. значительную часть волновой функции этого состояния представляет конфигурация,

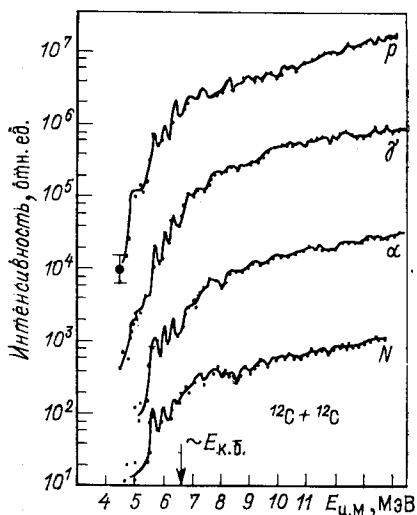


Рис. 1. Инклюзивный выход  $p$ ,  $N$ ,  $\gamma$  и  $\alpha$  из реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Стрелкой показано положение кулоновского барьера

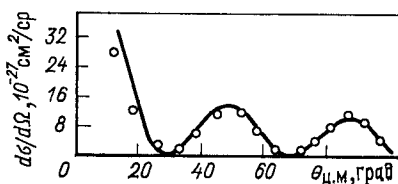


Рис. 2. Угловое распределение  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$  при  $E_{ц.м.} = 7,71$  МэВ. Сплошная линия —  $|P_4(\cos \theta)|^2$

в которой два ядра  $^{12}\text{C}$  движутся вокруг друг друга, слабо перекрываясь своими волновыми функциями).

Следующие более прецизионные измерения вблизи кулоновского барьера были выполнены уже в 70-х годах. При этом исследовались реакции  $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}^*$ ,  $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}^*$  [2, 3]. Изучение реакции с вылетом  $\alpha$ -частицы и образованием  $^{20}\text{Ne}$  в основном состоянии (в тех случаях, когда такой процесс наблюдается) дает возможность определить по угловому распределению момент  $J$  исходного состояния (см., например, рис. 2 [4]), где для состояния  $E_{ц.м.} = 7,71$  МэВ приведена подгонка углового распределения  $|P_L(\cos \theta)|^2$  для  $L = 4$ .

На рис. 3 показан ядерный структурный фактор  $\tilde{S} = E\sigma(E) / \sum_{L=0}^{10} ((2L+1) T_L)$  ( $T$  — проницаемость) [5], который извлекался из счета  $\gamma$ -квантов с энергиями, соответствующими распаду нижних возбужденных состояний ядер  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Mg}$ . Считалось, что такие переходы дают основной вклад в полное сечение реакции. На рисунке хорошо видны пики, соответствующие первоначально открытым резонансам  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $2^+$ , а также  $4^+$  (7,71 МэВ), о котором речь шла выше. На том же рисунке показаны несколько более низколежащих состояний и результаты расчета спектра из [6], выполненного по модели Иманиси [7].

Удивительным было отсутствие такой структуры у близких  $\alpha$ -частичных систем —  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ . Однако недавние эксперименты [8] с более высоким разрешением показали, что подобные спектры имеются не только у этих систем, но и в реакции  $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$  [9], где наличие пар «лишних» нейтронов, по ожиданиям, должно было полностью замазывать резонансную картину.

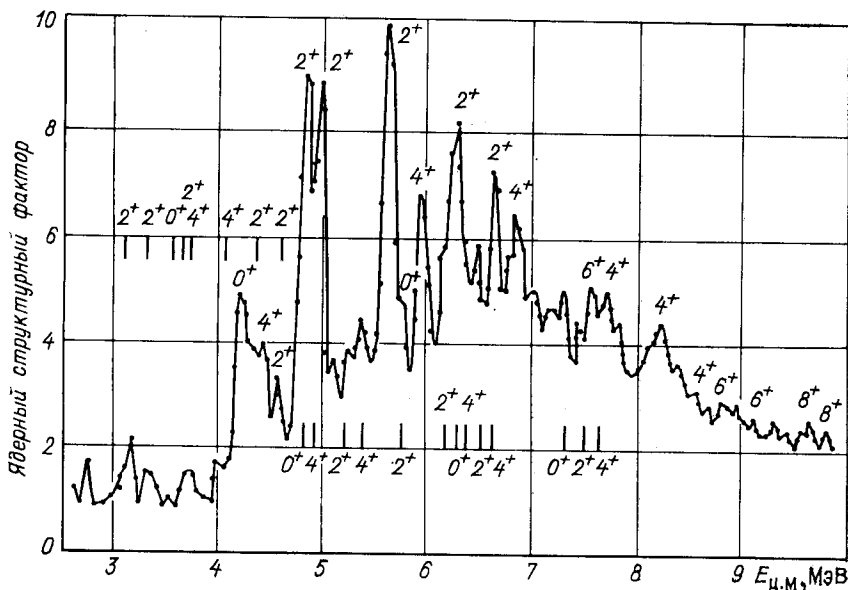


Рис. 3. Ядерный структурный фактор реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  из измерения  $\gamma$ -квантов конечных продуктов  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Mg}$ . Черточки — результаты расчетов спектров КМ-состояний по модели Иманиши

Прежде чем говорить о модели Иманиши, покажем еще, что эти же состояния хорошо видны и в упругом рассеянии  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  (рис. 4) [10]. Хотя данные, приведенные на рис. 3, хорошо соответствуют расчетам по модели Иманиши, но исследования системы  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  в области энергий вблизи кулоновского барьера продолжают. В частности, были выполнены прецизионные измерения (с шагом  $< 50$  кэВ) упругого рассеяния в области  $E_{\text{ц.м.}} = 6,5 \div 7,05$  МэВ (т. е. в области резонансов, показанных на рис. 4). Фазовый анализ [11] и привлечение полных сечений реакций еще раз подтвердили спины этих состояний  $2^+$  и  $4^+$ , а также показали, что упругая ширина составляет значительную долю полной ширины (от 15 до 30%). Это еще раз подтверждает давно высказан-

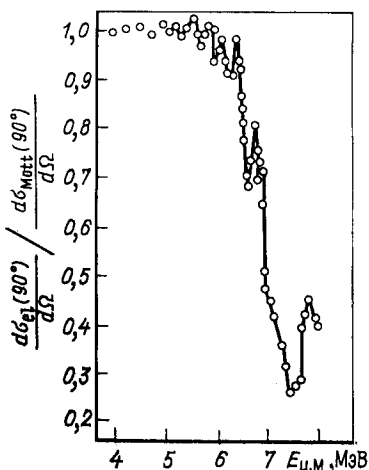


Рис. 4. Отношение  $\frac{d\sigma_{el}(90^\circ)/d\Omega}{d\sigma_{Mott}(90^\circ)/d\Omega}$  для упругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

ную гипотезу о квазимолекулярной ( $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ) природе этих резонансов. Необходимо отметить, что плотность компаунд-состояний ( $^{24}\text{Mg}^*$ ) в этой области энергий порядка  $100 \text{ МэВ}^{-1}$  и открыты еще четыре канала распада на много уровней. Оценки показывают, что если бы реакция шла через образование обычных компаунд-состояний, то средняя упругая ширина должна была быть в 20—40 раз меньше экспериментальной, что снова указывает на большую роль квазимолекулярной конфигурации в волновой функции резонансного состояния.

Исследования, выполненные за последние шесть лет в области энергий вблизи кулоновского барьера, в основном с регистрацией  $\gamma$ -квантов для системы  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , показывают очень большое число резонансов в области  $E_{\text{ц.м}} = 3 \div 11 \text{ МэВ}$  [12, 13]. Так, полное число известных в настоящее время резонансов при этих энергиях со спинами  $J = 0, 2, 4, 6$  достигает 28—30 (см. таблицу). Обратим вни-

Таблица. Зависимость энергии  $E_{\text{ц.м}}$  (МэВ) от спина  $J^\pi$  КМ-резонансов, найденных при соударениях  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  вблизи кулоновского барьера. В скобках указаны энергии резонансов с недостаточно хорошо определенными спинами

| $J^\pi = 0^+$ | $J^\pi = 2^+$ | $J^\pi = 4^+$ | $J^\pi = 6^+$ |
|---------------|---------------|---------------|---------------|
| (3, 17)       | (3, 75)       | (4, 46)       | (6, 49)       |
| (3, 35)       | 4, 62         | 5, 25         | 7, 55         |
| 4, 25         | 4, 88         | 5, 96         | 8, 86         |
| 5, 80         | 5, 0          | 6, 85         | 9, 05         |
|               | (5, 37)       | 7, 3          | 9, 33         |
|               | 5, 64         | (7, 45)       | 9, 98         |
|               | 6, 25         | 7, 71         | 10, 45        |
|               | 6, 41         | 8, 10         | (11, 20)      |
|               | 6, 63         | 8, 26         |               |
|               |               | 8, 45         |               |
|               |               | 8, 58         |               |

мание, что объяснить такое обилие резонансов простыми способами довольно трудно. Тем не менее в настоящее время появляются модели, позволяющие качественно понять существо вопроса. Подробнее на этих моделях мы остановимся ниже.

*Модель Иманиши.* Наиболее распространенной для теоретического описания этих резонансов в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  является в настоящее время модель Иманиши [7], в которой предполагается, что в процессе столкновения одно из ядер возбуждается в состояние  $2^+$  ( $E^* = 4,43 \text{ МэВ}$ ) и система попадает в квазисвязанное состояние потенциала  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ , принимаемого одинаковым с потенциалом взаимодействия  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , где и находится длительное время. Распад такого состояния в упругий канал возможен только при снятии возбуждения, а распад в неупругий канал подавлен из-за широкого-

барьера (система находится в потенциале ниже по энергии на 4,43 МэВ — рис. 5); слияние ядер в компаунд-ядро затруднено отталкивающей частью потенциала взаимодействия сложных ядер, обусловленной принципом Паули (см., например, [14]) и приводящей к эффективному ядро-ядерному потенциалу поверхностного или квазимолекулярного типа (рис. 5). Эта модель имела значительный успех в описании положений и ширин низлежащих квазимолекулярных резонансов (и в значительной степени использовалась

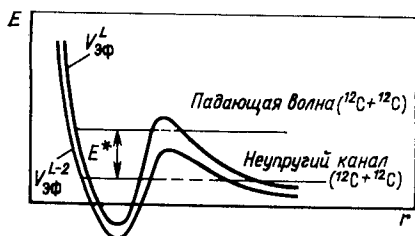


Рис. 5. Схема образования КМ-состояний в модели Иманиши

в последующих теоретических моделях). Однако даже с учетом взаимных возбуждений двух ядер  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$  эта модель не дает такого количества околокулоновских резонансов, какое получено к настоящему времени в эксперименте.

**Выводы.** Исследования системы  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при околокулоновских энергиях продолжают до настоящего времени. Так, в [15] с помощью регистрации  $\gamma$ -квантов измерено полное сечение реакции в диапазоне  $E_{\text{д.м}} = 5,5 \div 10$  МэВ и с шагом  $\Delta E = 50$  кэВ. Из анализа этих данных извлекалось отношение ширин в упругий канал  $\Gamma_C$  к ширине  $\Gamma_{\text{tot}}$  для резонансов, находящихся в этой области энергий. В [16] полное сечение реакций восстанавливалось из измерений угловых распределений упругого рассеяния, а в [17] измерялись с помощью  $\gamma$ -квантов полные сечения слияния. Можно заметить, что все полученные недавно результаты довольно хорошо согласуются с результатами более ранних работ и дают возможность сделать вполне определенные выводы о промежуточной структуре квазимолекулярных резонансов при околокулоновских энергиях:

1) в области энергий  $E_{\text{д.м}} = 3 \div 10$  МэВ существует большое число (28—30) резонансов с ширинами 100—150 кэВ и спинами  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  нестатистической природы, хорошо видных как в полных сечениях и отдельных каналах реакции, так и в упругом рассеянии;

2) проведенные исследования подтвердили гипотезу о квазимолекулярной ( $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ) природе этих состояний. Все исследования дают  $\Gamma_C/\Gamma_{\text{tot}} \sim 10 \div 40\%$  и показывают, что ширины распадов этих резонансов в упругий канал в 10—40 раз больше средних ширин, получаемых по статистической модели ядра;

3) в этой области энергий канал распада  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ( $2^+$ ) сильно подавлен кулоновским барьером и поэтому непосредственно не изучался, тем не менее этот канал вносит большой вклад в формирова-

ние КМ-состояний (т. е. система значительную часть времени проводит в квазисвязанном состоянии  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} (2+)$ ), что приводит по модели Иманиши к полным ширинам резонансов 100—150 кэВ;

4) часть резонансов, предсказывавшихся моделью Иманиши, была обнаружена на эксперименте, однако, есть большое количество резонансов, которые в эту модель не укладываются.

**Резонансы при энергиях выше кулоновского барьера.** Изучение реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при более высоких ( $E_{\text{ц.м}} > 10$  МэВ) энергиях сразу же вызывает значительные трудности. И в первую очередь связанные с тем, что сечение упругого рассеяния быстро падает с ростом энергии и соответственно растут сечения реакций. Функция возбуждения упругого рассеяния (для  $\theta_{\text{ц.м}} = 90^\circ$ ) характеризуется при этом gross-структурой с ширинами 3—4 МэВ и наложенной на нее (не очень выразительной) тонкой структурой. Эта функция возбуждения не позволяет говорить о конкретных резонансах (а из-за большого количества участвующих парциальных волн и большой неупругости делает невозможным проведение фазового анализа). По этой причине начиная примерно с 1975 г. проводились интенсивные экспериментальные исследования различных каналов реакции с входным каналом  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ .

Однако, как быстро выяснилось, сечения реакций оказываются сильно флуктуирующими, и значительная часть этих флуктуаций носит чисто статистический характер. Для того чтобы отделить истинные пики от статистических флуктуаций, было предложено несколько критериев:

- 1) однозначные спин и четность резонансов; определенные различными способами;
- 2) парциальная ширина резонанса должна быть больше 2% вигнеровского предела по меньшей мере в одном канале;
- 3) проявление резонансов в проинтегрированных по углу сечениях как минимум двух выходных каналов при скоррелированных энергиях;
- 4) резонанс остается ясно наблюдаемым в просуммированном по многим конечным состояниям ядер сечении под фиксированным углом.

Совместное применение всех этих критериев позволяет, в принципе, исключить случайные флуктуации. Несмотря на это, как правило, все критерии одновременно не применяются. Кроме того, имеется ряд усложняющих факторов, которые связаны с большими орбитальными моментами, вносимыми во входном канале при больших энергиях. Так, переходы в некоторые каналы оказываются подавленными, так как в этих каналах трудно унести большой момент и соответственно корреляции не проявляются. В каналах с легкими частицами возможно появление резонансных эффектов, связанных с проницаемостями и ираст-полосой в остаточных ядрах, так как только такие состояния могут унести большой момент входного состояния. Кроме того, при таких энергиях в выходных каналах имеется боль-

шой нерезонансный фон, который может интерферировать с искомой резонансной амплитудой и приводить к сдвигу пиков и провалов по энергии и менять их характер. Таким образом, задача определения нестатистических пиков (или резонансов), скоррелированных в разных каналах, по-прежнему является довольно сложной. Перечислим теперь кратко экспериментальные результаты, полученные за последние годы в системе ( $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ).

*Реакция*  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + ^{16}\text{O}^*$ . Этот канал (особенно с переходом в основное состояние ядра  $^{16}\text{O}$ ) широко исследовался в диапазоне  $E_{\text{ц.м}} = 9 \div 20$  МэВ и с шагом  $\Delta E \sim 100$  кэВ в [18—20] и в основном использовался для определения спинов резонансов. Анализ проинтегрированных по углам функций возбуждения  $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$  (в основном состоянии [20]) показывает, что структура функций возбуждения с ростом энергии становится менее выразительной и менее пригодной для анализа.

*Реакция*  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ . Этот канал интенсивно исследован в [21—25] в диапазоне энергий  $E_{\text{ц.м}} = 4 \div 15$  МэВ и с шагом  $\Delta E \sim 50$  кэВ. Изучались как отдельные функции возбуждения [21], так и проинтегрированные по углам функции возбуждения для нижних шести состояний  $^{20}\text{Ne}$  [22, 23]. Кроме того, получены проинтегрированные по углам функции возбуждения для 22 возбужденных состояний  $^{20}\text{Ne}$  [24]. Спины резонансов определялись по угловым распределениям для состояний  $^{20}\text{Ne}$  ( $0^+$  и  $2^-$ ). В [25] с помощью статистического анализа обработаны данные в канале  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$  для надбарьерных энергий. Показано, что нестатистические эффекты играют значительную роль и обнаруженные нестатистические резонансы согласуются с результатами других авторов.

На рис. 6 из [24]) показаны сечения реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*$  для различных состояний  $^{20}\text{Ne}$  и их сумма.

На рис. 6 особое внимание следует обратить на сечение возбуждения уровня  $^{20}\text{Ne}$   $E^* = 7,83$  МэВ ( $2^+$ ), которое в среднем равно  $4 \cdot 10^{-26}$  см<sup>2</sup>, в то время как сумма сечений для 22 уровней около  $26 \cdot 10^{-26}$  см<sup>2</sup>. Это говорит о том, что данный уровень возбуждается с аномально большим сечением. Структура этого состояния хорошо известна ( $8p4h$ ), т. е. его возбуждение может быть связано с передачей двух  $\alpha$ -частиц ядру  $^{12}\text{C}$  [например, из возбужденного  $0_2^+$  (7,65 МэВ) одного из ядер  $^{12}\text{C}$ ], а это, в свою очередь, указывает на важную роль  $\alpha$ -кластерного механизма в формировании КМ-резонансов (см. также разд. 2).

*Неупругое рассеяние*  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Реакция неупругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  с возбуждением одного или обоих ядер в нижние коллективные состояния ( $2_1^+$ , 4,43 МэВ;  $0_2^+$ , 7,65 МэВ;  $3_3^-$ , 9,64 МэВ;  $4_1^+$ , 14,08 МэВ) давно представляет большой интерес. Такие каналы неупругого рассеяния в последние годы интенсивно изучались в области энергий  $E_{\text{ц.м}} = 15 \div 40$  МэВ [26—29]. Так, в [26, 27] были измерены сечения неупругого рассеяния с возбуждением одного или обоих ядер  $^{12}\text{C}$  в состояние ( $2^+$ ). Были найдены как гросс-структура, так и



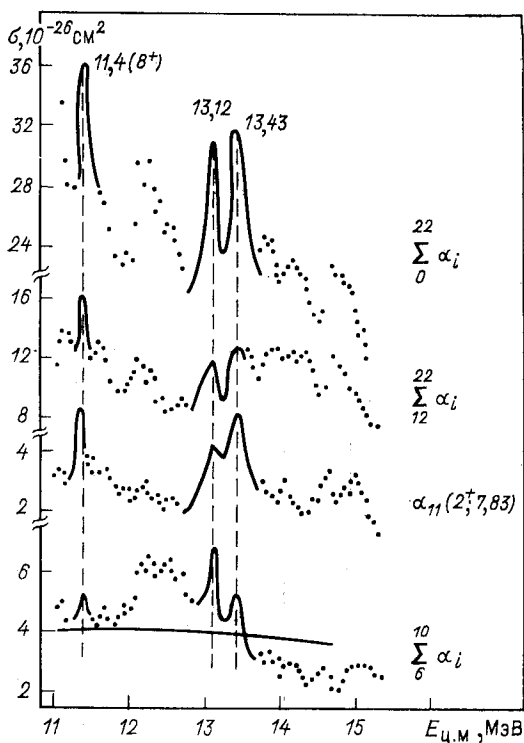


Рис. 6. Сечения реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}^*$  для различных состояний  $^{20}\text{Ne}$  и их суммы. Сплошная линия внизу — расчет по методу Хаузера — Фешбаха

тонкая структура, и на основе линейной интерполяции были предположены спины до  $18^+$  ( $E_{\text{ц.м.}} \sim 37$  МэВ). Из анализа этих сечений, сечений слияния и функции возбуждения для упругого рассеяния показано, что отношение упругой ширины к полной для резонансов  $10^+$ ,  $12^+$ ,  $14^+$  составляет 20—30%, что снова указывает на КМ-природу этих состояний. Интересно отметить, что приведенные ширины для распада в  $2^+$  ( $^{12}\text{C}$ ) состоянии близки к приведенным ширинам для распада в упругий канал. В [28] изучено неупругое рассеяние в  $0_2^+$ ,  $3_3^-$ ,  $4_1^+$  состояния в области энергий  $E_{\text{ц.м.}} = 22 \div 40$  МэВ. Отмечается, что все неупругие каналы ( $2^+$ ,  $2^+2^+$ ,  $0^+$ ,  $3^-$ ,  $4^+$ ) при  $E_{\text{ц.м.}} \approx 30$  МэВ дают сечение, близкое к унитарному пределу (а одно сечение в  $2^+$  исчерпывает почти 40%). В [29] метод угловых корреляций между  $\gamma$ -квантом и ядром  $^{12}\text{C}$  используется для изучения неупругого рассеяния в состоянии  $2^+$  ( $^{12}\text{C}$ ) в области энергий  $E_{\text{ц.м.}} = 15 \div 30$  МэВ. Наиболее вероятные значения спинов совпадают с оценками из [26].

На рис. 7 показаны сечения неупругого рассеяния из [27, 28] в

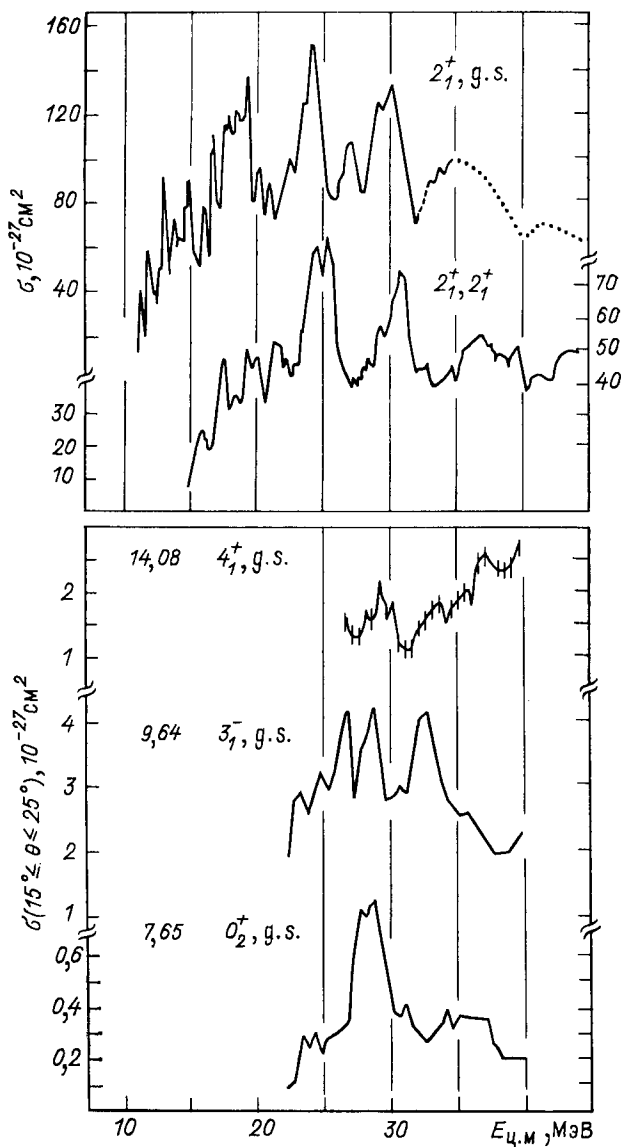


Рис. 7. Сечения неупругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  с возбуждением одного или обоих ядер

возбужденные состояния ядра  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ ,  $3^-$ ,  $0_2^+$ ,  $4^+$ ) и сечение с возбуждением обоих ядер в  $2^+$  состояния. На этих рисунках видна сильная резонансная структура в области энергий  $E_{\text{ц.м.}} = 12 \div 20$  МэВ, а

также ярко выраженная, хотя и более редкая структура при энергиях  $E_{ц.м.}$ , равных 25 и 30 МэВ.

*Реакция слияния.* Кроме перечисленных выше каналов в [17] исследовались полные сечения слияния в диапазоне энергий  $E_{ц.м.} = 5 \div 20$  МэВ с шагом  $\Delta E \approx 125$  кэВ, для чего были измерены функции возбуждения 10 остаточных ядер с помощью регистрации  $\gamma$ -квантов. Проведенная статистическая обработка указывает на большое число нестатистических аномалий, совпадающих с резонансами в других каналах.

На рис. 8 показано полное сечение слияния из [17], где снова видна значительная структура в сечении, хорошо коррелирующая со многими другими каналами.

*Упругое рассеяние.* Весь анализ, который приводился выше, относился только к исследованию неупругих каналов при  $E_{ц.м.}$  выше кулоновского барьера и практически совсем не затрагивал упругое рассеяние. Необходимо иметь в виду, что сечения упругого рассеяния малы и структура видна на них не так отчетливо, как в неупругих каналах. Поэтому только в последние годы данные по упругому рассеянию при больших энергиях стали привлекаться для анализа резонансов промежуточной структуры.

Так, в [30] изучались угловые распределения упругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  в диапазоне энергий  $E_{ц.м.} = 15 \div 23$  МэВ. Описание полученных результатов достигается использованием оптического потенциала с добавлением резонансных членов.

Для исследования упругого канала наиболее удобна функция возбуждения под  $90^\circ$  (ц.м.), так как отношение резонансных эффектов к фону максимально при этом угле.

В [31] проделан корреляционный анализ, в котором сравнивались функция возбуждения упругого рассеяния с неупругим рассеянием  $^{12}\text{C}$ , с  $\alpha$ -частичным и протонным каналами в области энергий  $E_{ц.м.} = 10 \div 35$  МэВ. Было показано, что максимумы во всех случаях скоррелированы (рис. 9), хотя иногда и не во всех каналах. Проведено сравнение упругого рассеяния с расчетами, в которых подбирались резонансные параметры. Полученные результаты указывают, что отношение ширины распада в упругий канал  $\Gamma_{e1}$  к полным ширинам резонансов  $\Gamma_{tot}$  оказывается около 10—50%, что хорошо согласуется с силой резонансов в полном сечении реакции. Проведенное исследование прямо демонстрирует появление КМ-состояний в упругом рассеянии, давая, в принципе, возможность измерять

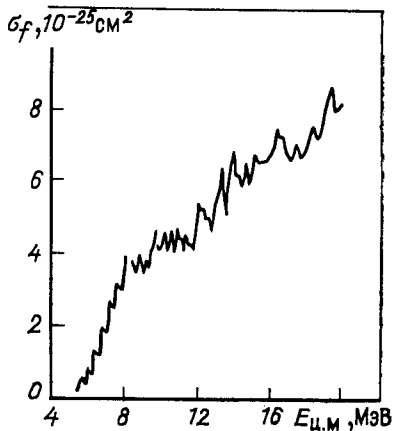


Рис. 8. Полное сечение слияния в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

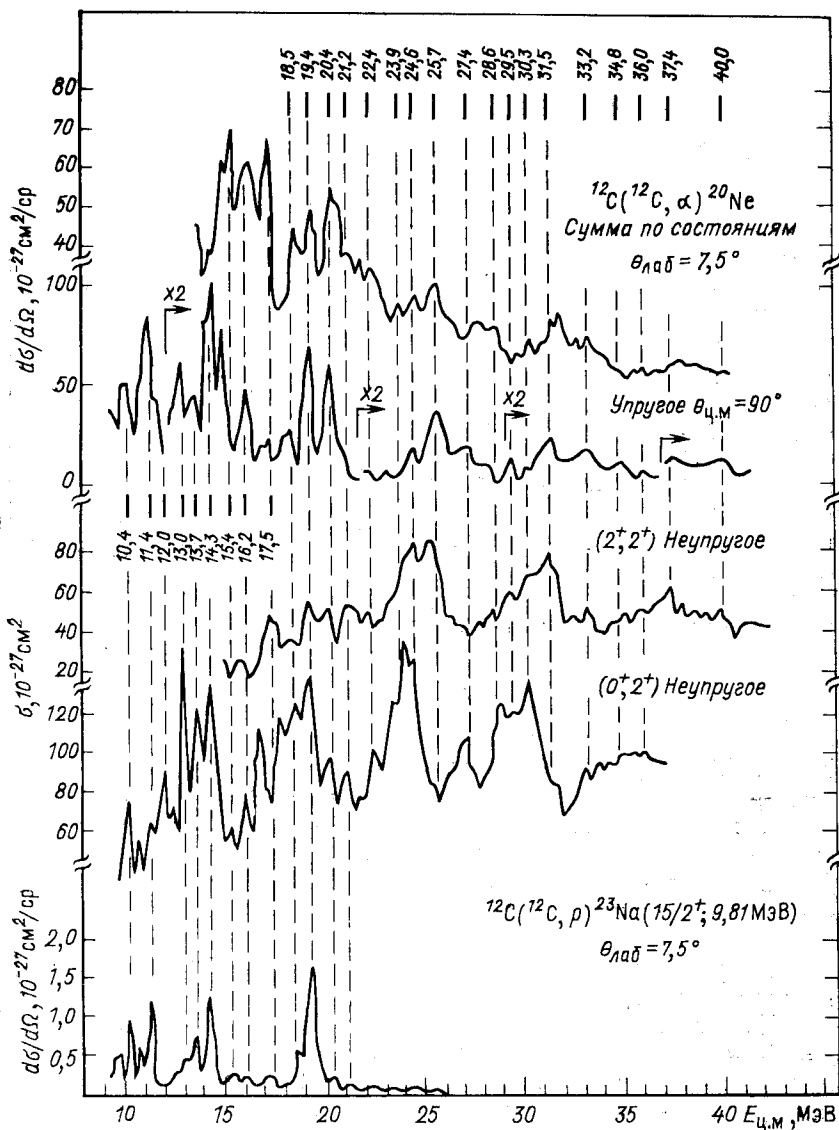


Рис. 9. Корреляционный анализ функций возбуждения различных каналов в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Черточками показаны положения резонансов, проявляющихся в нескольких каналах

спин и  $\Gamma_{el}$  в упругом канале. Авторы снова указывают на значительную примесь каналов с возбуждением  $^{12}\text{C}$  в волновую функцию этих состояний, а также на примесь канала  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ .

*Необычные входные и выходные каналы реакций, приводящих к системе  $^{24}\text{Mg}^*$ :*  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow \gamma + ^{24}\text{Mg}^*$ ,  $^{20}\text{Ne} + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + ^{24}\text{Mg}^*$ ,  $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N} \rightarrow d + ^{24}\text{Mg}^*$ . Если в течение почти 20 лет промежуточная структура в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  исследовалась во многих выходных каналах с вылетом различных ядер в основных и возбужденных состояниях, а в качестве входного канала всегда использовался канал  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , то за последние годы появляется значительный интерес к изучению необычных входных каналов с возбуждением состояний промежуточной структуры со спинами  $2^+$  были найдены при  $E_{ц.м} \approx 5 \div 8$  МэВ в реакции  $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ , где распад  $\gamma$ -квантом изучался в основное и нижние возбужденные состояния ядра  $^{24}\text{Mg}$ . Было найдено несколько резонансов с ширинами порядка 250 кэВ. Хотя часть из найденных резонансов и не совпадает с известными результатами из других работ, необходим более тщательный анализ, так как выводы в данной работе делались на основании функций возбуждения, снятых при одном угле  $\theta_\gamma$ .

В [33] были измерены угловые распределения с шагом 10 кэВ в области энергий  $E_\alpha = 13,4 \div 20,8$  МэВ [ $E^* (^{24}\text{Mg}) \approx 20,5 \div 26,6$  МэВ] для реакции  $^{20}\text{Ne} (\alpha, ^{12}\text{C}) ^{12}\text{C}$ . Всего было измерено около 10 000 сечений, что позволило произвести подробный анализ с помощью полиномов Лежандра, а также определять спины и ширины резонансов подгонкой (по методу  $\chi^2$ ) сечений как суммы нерезонансной и резонансной амплитуд. Этим методом удалось определить порядка 55 резонансов (из которых только 10 были известны из других экспериментов). Следует иметь в виду, что для большинства резонансов  $(\Gamma_\alpha \Gamma_C)^{1/2} \Gamma_{tot}$  весьма малы и поэтому слабо видны на полных сечениях; кроме того, они сильно перекрываются, что также делает анализ неоднозначным (вообще говоря, в такой ситуации статистический анализ был бы весьма полезен).

Начиная с 1979 г. для изучения КМ-состояний в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  начали использовать реакцию  $^{12}\text{C} (^{16}\text{O}, \alpha) ^{24}\text{Mg}$ . Так, в [34] при энергии падающего ядра  $^{16}\text{O}$  145 МэВ измерялся спектр вылетевших  $\alpha$ -частиц при углах 7 и 15°. После вычитания гладкого фона были найдены характерные структуры в  $\alpha$ -спектрах, которые укладывались на известную КМ-полосу для  $^{24}\text{Mg}$ . Отсюда был сделан вывод, что в этой реакции происходит прямая передача ядра  $^{12}\text{C}$  и наблюдаются высоколежащие  $J = 16^+, 18^+$  состояния  $^{24}\text{Mg}$ . Отметим, что при угле 40° эффект не наблюдался. Хотя в работе [35] и давалось обоснование для прямой передачи, тем не менее, по-видимому, надежды на наблюдение высоковозбужденных КМ-состояний в этой реакции не оправдались. Так, в [36] изучалась реакция  $^{12}\text{C} (^{16}\text{O}, \alpha) ^{24}\text{Mg}$   $E_{^{16}\text{O}} = 60 \div 100$  МэВ. Были измерены энергии, ширины и ветви распада для возбуждаемых состояний  $^{24}\text{Mg}$  при  $E^*$  до 27,5 МэВ. Из получен-

ных данных авторы делают вывод, что возбуждаемые состояния в этой области энергий не связаны с КМ-резонансами в  $^{24}\text{Mg}$ , возбуждаемыми в  $^{12}\text{C}$  ( $^{12}\text{C}$ ,  $^8\text{Be}$ ) $^{16}\text{O}$  и  $^{12}\text{C}$  ( $^{12}\text{C}$ ,  $\alpha$ ) $^{20}\text{Ne}$ . Что касается области более высоких возбуждений, то авторы отмечают возможность объяснения соответствующих  $\alpha$ -групп неупругим рассеянием  $^{16}\text{O}$  (в высоковозбужденные  $\alpha$ -кластерные состояния) с последующим испусканием  $\alpha$ -частиц. Это объясняет, в частности, результат [34], где эффект не наблюдался при  $\theta_{\text{лаб}} = 40^\circ$ . Этот вывод подтверждается работой [37], из которой следует, что в реакции  $^{16}\text{O}$  на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  при  $E = 140$  МэВ в спектрах совпадений  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$  доминирует процесс возбуждения и распада ядер  $^{16}\text{O}$ , а не процесс взаимодействия ядер  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  в конечном состоянии. Такой же вывод сделан и в [38], где измерялись на совпадении два ядра  $^{12}\text{C}$  из реакции  $^{12}\text{C}$  ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $\alpha$ ) $^{12}\text{C}$  при энергиях  $E_{\text{лаб}}(^{16}\text{O}) \approx 70 \div 80$  МэВ. Так как в рассматриваемых реакциях имеется большой фон  $\alpha$ -частиц, то было высказано предположение, что  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$ -совпадения не чувствуют взаимодействия ядер  $^{12}\text{C}$  (которые дают слабые пики на уровне большого фона). С целью дальнейшего изучения данного вопроса и с целью определения, является ли реакция  $^{12}\text{C}$  ( $^{16}\text{O}$ ,  $\alpha$ ) $^{24}\text{Mg}$  новым инструментом для исследования КМ-резонансов в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , в работе [39] была изучена энергетическая зависимость инклюзивных  $\alpha$ -спектров в реакции  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  при  $E_{\text{лаб}}(^{16}\text{O}) \approx 94 \div 150$  МэВ. Полученные в этой работе результаты показывают, что наиболее явные пики в  $\alpha$ -спектре не являются состояниями  $^{24}\text{Mg}^*$ , а происходят из последовательного распада возбужденного ядра  $^{16}\text{O}$ . Структуры, которые наблюдаются при  $E^*$  ( $^{24}\text{Mg}$ ), равной 25 и 28 МэВ, хотя и имеют кинематику конечного состояния  $^{24}\text{Mg}$ , однако состоят из большого количества узких состояний и сечения этих состояний флуктуируют с энергией пучка (что указывает на важность компаунд-ядерного процесса). И только два состояния при  $E^*$  ( $^{24}\text{Mg}$ ), равной 20,3 и 20,9 МэВ, определено являются состояниями  $^{24}\text{Mg}$ , но эти состояния возбуждаются очень слабо. По этой причине реакция  $^{12}\text{C}$  ( $^{16}\text{O}$ ,  $\alpha$ ) $^{24}\text{Mg}$  не дает явного доказательства прямой передачи ядра  $^{12}\text{C}$  и пока не является хорошим инструментом для исследования КМ-резонансов в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Эта реакция позволяет исследовать возможные трехчастичные ( $^{12}\text{C} - \alpha - ^{12}\text{C}$ ) (см. [40]) КМ-состояния ядра  $^{28}\text{Si}$ .

Другой перспективной с точки зрения изучения КМ-резонансов является реакция  $^{12}\text{C}$  ( $^{14}\text{N}$ ,  $d$ ). До последнего времени считалось хорошо известным, что эта реакция идет через стадию образования компаунд-ядра с последующим испарением дейтронов. Однако в [41] при измерении функции угловой корреляции  $d - \alpha$ , где  $\alpha$  вылетает из возбужденного состояния  $^{24}\text{Mg}$  [правда, при  $E^*$  ( $^{24}\text{Mg}$ )  $< 14$  МэВ], показано, что большой вклад в такой процесс вносит прямая передача ядра  $^{12}\text{C}$ . Если будет найдено, что в этом процессе может происходить и прямая передача ядра  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ ) в возбужденном состоянии ( $2^+$ ), то тогда такая реакция будет иметь исключительно важное значение для изучения КМ-состояний в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ .

**Выводы.** Приведенные выше экспериментальные данные убедительно свидетельствуют в пользу существования в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  специфических квазимолекулярных состояний.

На рис. 10 собраны все известные и точно установленные к настоящему времени резонансы промежуточной структуры (из работ, цитировавшихся выше) в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  до энергий  $E_{\text{ц.м}} \sim 25$  МэВ. Из этого рисунка видно, что картина очень богатая (и, вообще говоря, напоминает вращательно-колебательные спектры двухатомных молекул или деформированных ядер), а центры тяжести резонансов с различными спинами ( $J$ ) хорошо укладываются на ротационную полосу с моментом инерции, примерно соответствующим моменту инерции двух ядер  $^{12}\text{C}$ , находящихся на расстоянии  $\sim 5,3$  фм (напомним, что радиус ядра  $^{12}\text{C} \sim 2,7$  фм).

Необходимо отметить, что все теоретические оценки по различным моделям опираются в значительной степени на знание спинов резонансов в той области энергий, при которой проводятся расчеты. По этой причине определение спинов состояний имеет первостепенное значение. Однако в области энергий  $E_{\text{ц.м}} \sim 17 \div 20$  МэВ в этом смысле ситуация не совсем ясная, так как исследования канала  $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$  [20] дают значения спинов в этой области  $J = 12^+$ , в то

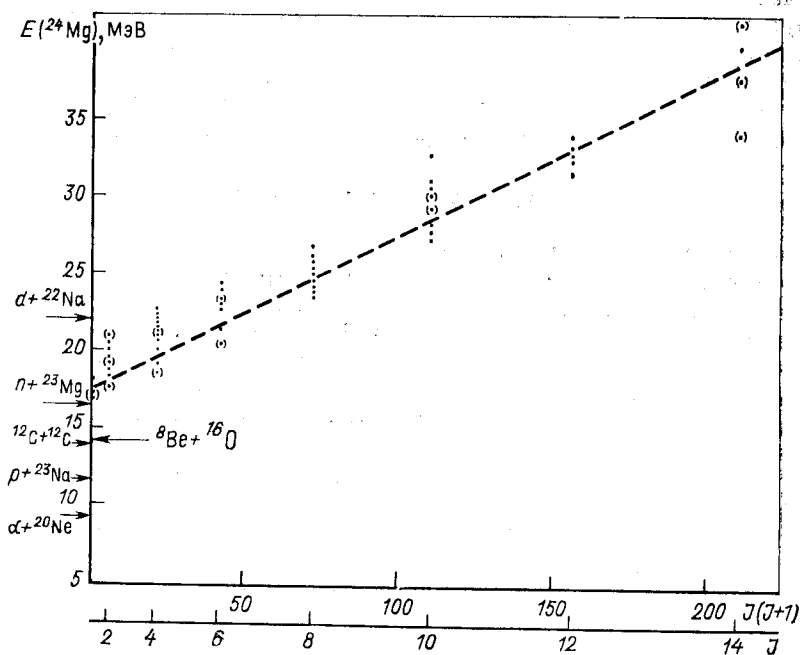


Рис. 10. Ротационная КМ-полоса системы  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ : точками указаны положения резонансов промежуточной структуры; в скобках — резонансы с недостаточно хорошо установленными  $J$ ; стрелками обозначены положения порогов различных каналов

время как при изучении канала  $^{20}\text{Ne} (g. s.) + \alpha$  [42] в этой области энергий предпочтение отдается моментам  $10^+$ , а в [30] при изучении угловых распределений упругого рассеяния — моментам  $14^+$ . Все это указывает на необходимость более тщательного изучения спинов резонансов при высоких энергиях возбуждения.

Исследования системы  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при энергиях выше кулоновского барьера, проведенные за последние 10 лет, позволяют сделать ряд выводов:

1) в области энергий  $E_{\text{ц.м}} \approx 10 \div 30$  МэВ существует большое число резонансов с ширинами 100—400 кэВ и спинами  $6^+ — 14^+$  нестатистической природы, хорошо коррелированных в различных каналах;

2) исследования указывают на квазимолекулярную природу этих резонансов. Упругие ширины этих резонансов составляют от 10 до 50% полных ширин;

3) в среднем эти резонансы укладываются на ротационную полосу с моментом инерции, близким к моменту инерции двух слабо перекрывающихся ядер  $^{12}\text{C}$ ;

4) важными в формировании волновой функции этих резонансов являются каналы с возбуждением одного из ядер  $^{12}\text{C}$  в  $2^+$  (4,43 МэВ) и  $\alpha$ -частичные каналы;

5) спины высоколежащих состояний определены в настоящее время недостаточно однозначно, что может приводить к определенным трудностям при попытках теоретического описания этих состояний;

6) реакция  $^{12}\text{C} (^{16}\text{O}, \alpha)$  слабо возбуждает или не возбуждает совсем высоколежащие квазимолекулярные состояния в  $^{24}\text{Mg}$ .

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Уже начиная с середины 60-х годов, когда были открыты первые КМ-резонансы (см. рис. 1) в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , предпринимались многочисленные попытки создать теоретическую модель, пригодную для описания данного класса явлений. Однако единой теории или модели, позволяющей объяснить (и рассчитать) имеющуюся совокупность экспериментальных данных, пока нет. Существующие модели позволяют, как правило, объяснить только какую-нибудь одну сторону явления (например, неупругое сечение, или сечение слияния, или упругое сечение, или большое количество состояний с одним  $J$  и т. д.).

Решение указанной проблемы, в целом, чисто микроскопическим путем в настоящее время представляется исключительно трудной задачей — даже наиболее компьютерно-вооруженные группы теоретиков не в состоянии решить проблему двадцати четырех нуклонов в непрерывном спектре с энергией возбуждения составной системы порядка 15—50 МэВ. Эта задача дополнительно осложняется многообразием проявления различных степеней свободы такой сложной системы, как сильновозбужденное ядро, — с одной стороны аморфное



компаунд-состояние, с другой — ярко выраженная кластерная фаза, разнообразные коллективные явления плюс некоторая неопределенность в характере взаимодействия нуклонов в среде.

Поэтому единственным реалистическим путем выяснения природы резонансных явлений в реакциях с легкими ядрами (вплоть до  $^{40}\text{Ca}$ ) являются широкий анализ следствий, вытекающих из различных теоретических предположений, и сравнение их с данными эксперимента.

В настоящей главе мы приведем обзор основных теоретических моделей и методов, используемых для изучения резонансов промежуточной структуры. Общую картину явления позволяет понять схема входных состояний Фешбаха, предложенная в [43]. Согласно этой схеме, резонансное состояние в падающей волне с шириной порядка одночастичной взаимодействует с так называемыми входными (doorway) состояниями. Эти состояния относительно простой структуры являются долгоживущими и могут распадаться либо во входной канал, либо в канал реакции, или через длинную цепочку переходов в очень сложные состояния (типа компаунд-ядра). Связь входных (долгоживущих) состояний с падающей волной может приводить к набору довольно узких резонансов. Если стать на эту точку зрения, то различные конкретные модели отличаются по тому, каким образом описывается входное состояние.

Большинство теоретических моделей использует уже упоминавшуюся выше модель Иманиши [7] (см. разд. 1), в которой в качестве входных используются квазисвязанные состояния системы  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  с возбуждением одного или обоих ядер в низколежащие коллективные состояния:  $2^+$ , 4,43 МэВ;  $0_2^+$ , 7,65 МэВ;  $3^-$ , 9,64 МэВ.

**Классические оценки.** Рассмотрим типичные черты резонансов с классической точки зрения. Прежде всего из рис. 10 видно большое количество резонансов, которые группируются в полосу с шириной гросс-структуры порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. Все полосы КМ-состояний (не только  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ), наблюдаемые в реакциях с тяжелыми ионами, подчиняются ротационному правилу [44, 45]:

$$E_{\text{rot}} = E(J) - E(0) = J(J+1) \frac{\hbar^2}{2\mu R_B^2}, \quad (1)$$

где  $E(0) = ce^2 Z_1 Z_2 / R_B$ , а  $R_B = 1,4 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  — расстояние в момент касания, фм;  $c \approx 0,9$  из-за влияния ядерного притяжения, эффективно понижающего кулоновский барьер.

Появление ротационных полос для различных бинарных систем со средними моментами инерции, соответствующими конфигурации двух касающихся ядер, позволяет классифицировать найденные резонансы как состояния молекулярного типа. С другой стороны, обычные молекулы — долгоживущие образования, поэтому интересно посмотреть на время жизни таких состояний. Если взять типичное значение ширины для гросс-структуры —  $\Gamma$  порядка нескольких мегаэлектрон-вольт, то нетрудно убедиться, что система совершает

$\geq 1/2$  оборота ( $\omega \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ ) до перехода в состояние типа компаунд-ядра или выхода в упругий канал. Для сравнения — характерное время образования ядерных оболочек  $5 \cdot 10^{-22} \text{ с}$ . Таким образом, анализ гросс-структуры показывает:

- 1) если рассматривать усредненную картину (одночастичные резонансы), то реализуется картина не молекулярного (число оборотов системы  $n \gg 1$ ), а скорее квазимолекулярного (КМ) типа ( $n \gtrsim 1$ );
- 2) ядра проводят значительное время до выхода в упругий канал, не теряя своей индивидуальности.

Это дает физическое обоснование считать резонансные явления в столкновениях тяжелых ионов новым классом явлений, или новой фазой состояния ядерной материи.

Общие выводы из оценок гросс-структуры оставляют открытыми, тем не менее, вопрос об объяснении тонкой структуры резонансов, наблюдаемой в реакциях, либо большого числа резонансов с одинаковыми  $J^\pi$  (см. рис. 10). Последовательное рассмотрение требует включения новых степеней свободы и квантовомеханического подхода. Прежде чем рассмотреть динамические аспекты проблемы, остановимся на существующих структурных расчетах.

**Спектроскопия высоколежащих состояний.** В целом расположение состояний на рис. 10 напоминает картину хорошо известных низколежащих ротационно-вибрационных спектров деформированных ядер или диатомных молекул. По этой причине заманчиво использовать методы, развитые для описания аналогичных явлений в других областях физики, хотя количественная сторона может быть определена только из сравнения с экспериментом. Наиболее используемыми методами являются: а) рассмотрение коллективных степеней свободы; б) применение теории групп к классификации состояний; в) расчеты в микроскопическом кластерном базисе.

*Коллективная модель.* Коллективная модель использует схему связи вращений жесткого ротатора с поверхностными  $\beta$ - и  $\gamma$ -колебаниями (аналогичную со случаем деформированного ядра). В первом порядке по связи в [44] получено выражение для спектра системы  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ :

$$E_{LK n_2 n_0} = (L(L+1) - K^2) \varepsilon - \left( \frac{1}{2} |K| + 1 + 2n_2 \right) E_\gamma + \left( n_0 + \frac{1}{2} \right) E_\beta, \quad (2)$$

$$\varepsilon = \hbar^2/2I \approx 0,1 \text{ МэВ}.$$

В этой работе отмечается, что о значениях  $n_0$  и  $n_2$  можно только догадываться. Из положения состояний  $0^+$ , приняв  $n_2 = 0$ ,  $n_0 = 0$  для основного и  $n_2 = 0$ ,  $n_0 = 1$  ( $\beta$ -вибрационная полоса), следует, что  $E_\gamma = 3,40 \text{ МэВ}$ ;  $E_\beta = 1,65 \text{ МэВ}$ . Расчеты для всего спектра с фиксированными  $E_\gamma$  и  $E_\beta$  дают спектр, подобный экспериментальному, но с гораздо большими расстояниями между уровнями. Если же принять  $n_2 = 1$ ,  $n_0 = 1$  и  $n_2 = 1$ ,  $n_0 = 2$  для дублета  $0^+$  ( $E_\gamma = 0,64 \text{ МэВ}$ ,  $E_\beta = 1,55 \text{ МэВ}$ ), то получается гораздо лучшее согласие с экспери-

ментом, но при этом должен быть еще один уровень  $0^+$  при  $E_{ц.м.} = 1,50$  МэВ, который пока не наблюдался.

Другая попытка явно ввести колебательные степени свободы была предпринята в [45, 46], где рассматривалась возможность квадрупольных деформаций ядер  $^{12}\text{C}$ , составляющих молекулу. Таким образом, вся система описывалась квадруполь-октупольными симметричным и антисимметричным колебаниями с учетом вращений системы как целого (коллективная двухцентровая модель). Модель приводит к уравнениям связанных каналов, параметры потенциалов берутся из расчетов по методу свертки, а параметры колебательной части гамильтониана — из расчетов по двухцентрковой модели оболочек, а также из подгонки по уровню  $2^+$  (4,43 МэВ) в  $^{12}\text{C}$ . Следует отметить, что в отличие от [44] здесь учитываются неадиабатические эффекты связи момента инерции и параметров колебаний. Результаты показывают, что в данном подходе легко получить большое количество уровней с данным  $J$ , но все-таки получить правильное расщепление (плотность уровней) не удастся. Например, расстояние между полосами составляет 5 МэВ, в отличие от экспериментальных значений 250—300 кэВ для больших  $J$  и 1,4 МэВ для состояний  $0^+$ .

*Методы теории групп (динамические симметрии).* Групповые методы, хорошо зарекомендовавшие себя в молекулярной спектроскопии и спектроскопии низколежащих состояний ядер, дают представление о глобальных динамических симметриях взаимодействия между тяжелыми ионами. В [47] делается предположение, что спектры определяются дипольными степенями свободы (подобно диатомной молекуле) с фундаментальной величиной  $R$  — радиус-вектором, соединяющим атомы. Учитывая еще колебательную степень свободы с молекулярным потенциалом  $V(R) = \sum_n a_n \left[ \frac{R-c}{b} \right]^n$  и используя алгебру Ли группы  $U(4)$  (три вращательных степени свободы и одна колебательная), получаем выражение для спектра:

$$E(\nu, L) = -D + a(\nu + 1/2) - A(\nu + 1/2)^2 + BL(L + 1), \quad (3)$$

где  $\nu$  — осцилляторная частота;  $D$ ,  $a$ ,  $A$  и  $B$  — константы.

В [12] с помощью этого выражения [для потенциала  $V(R)$  с  $n = 4$ ] была исследована система  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при  $E_{ц.м.} \simeq 3,1 \div 13$  МэВ. Для определения свободных параметров  $D$ ,  $a$ ,  $A$ ,  $B$  были взяты 28 коррелирующих в разных каналах резонансов и получено очень хорошее согласие ( $\sigma = \pm 44$  кэВ) в положениях уровней (рис. 11). Более того, даже резонансы с недостаточно хорошо определенным спином легли на кривые, описывающие разные полосы. Но здесь необходимо иметь в виду следующие факты, трудно объяснимые в простой рассматриваемой физической схеме:

1) полученный из подгонки приведенный момент инерции  $B = 0,076$  МэВ соответствует среднему расстоянию между ядрами  $^{12}\text{C}$   $r \simeq 6,75$  фм, что существенно больше, чем суммарный радиус двух сферических ядер. Отметим, что для образования двойной

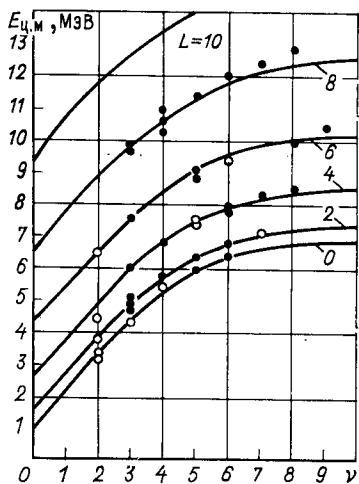


Рис. 11. Сравнение экспериментального КМ-спектра (см. рис. 10 и таблицу) с рассчитанным по формуле (3):

сплошные кружки — экспериментальные результаты с хорошо установленными спинами; пустые — с недостаточно хорошо установленными спинами

ядерной системы необходимо хотя бы частичное перекрытие волновых функций ядер  $^{12}\text{C}$ , чтобы в игру вступили ядерные силы притяжения. Для объяснения такого большого относительного расстояния  $r$  следует либо предположить весьма значительную поляризационную деформируемость сталкивающихся ионов, либо учесть в явном виде  $\alpha$ -кластерную структуру возбужденных состояний ядра  $^{12}\text{C}$

[в частности, состояния  $0_2^+$  (7,6 МэВ)]. На такую возможность указывалось как в [12], так и в [48, 49];

2) параметр  $a = 1,44$  МэВ соответствует очень «широкому» осцилляторному потенциалу, который невозможно получить с короткодействующими  $NN$ -силами;

3) как отмечено в [12], необходимо включить в рассмотрение и другие важные каналы, что должно привести к большому числу дополнительных состояний, ибо в таком случае уровни будут определяться представлением прямого произведения групп  $U(N) \otimes U(4)$ , где  $N$  — число каналов.

В [50] учет квадруполь-квадрупольного взаимодействия между ядрами  $^{12}\text{C}$  и использование кластерного представления волновой функции в  $SU(3)$ -базисе

$$\Psi_{\text{clust}} = \hat{A} \{ [\Phi_{I_1} (^{12}\text{C}) \Phi_{I_2} (^{12}\text{C})]_{I_c} \varphi_L (\mathbf{R}) \}_{JM_T} \quad (4)$$

[где  $\hat{A}$  — оператор антисимметризации;  $\Phi_{I_1}$  и  $\Phi_{I_2}$  — волновые функции фрагментов со спинами  $I_1$  и  $I_2$ ;  $\varphi_L (\mathbf{R})$  — волновая функция относительного движения с орбитальным моментом  $L$ ;  $J, M_J$  — полный момент и его проекция] приводит к гамильтониану взаимодействия

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hat{Q}_{i_1} \hat{Q}_{i_2} + \hat{Q}_{\text{rel}} (\hat{Q}_{i_1} + \hat{Q}_{i_2}), \quad (5)$$

где  $\hat{Q}_{i_1}, \hat{Q}_{i_2}$  и  $\hat{Q}_{\text{rel}}$  — операторы квадрупольных моментов фрагментов и относительного движения.

Схематический гамильтониан выражается через операторы Казимира  $C(\lambda\mu)$  группы  $SU(3)$ :

$$\begin{aligned}
 H = & E_{i_1} + E_{i_2} + \alpha \left[ c(\lambda\mu) - \frac{3}{4} J(J+1) \right] + \\
 & + \frac{3}{4} \beta [I_1(I_1+1) + I_2(I_2+1)] + \gamma I_c(I_c+1) + \\
 & + \delta L(L+1) + \nu c(\lambda_c\mu_c).
 \end{aligned} \tag{6}$$

Отмечается, что значения параметров  $\alpha = \beta = -0,04$  МэВ;  $\gamma = 0$ ;  $\delta = 0,15$  МэВ;  $\nu = -0,10$  МэВ позволяют удовлетворительно описать расстояние между низколежащими уровнями и положение резонансов в канале  $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$ . Эта идеология была далее развита в [51], где для расчетов использовался микроскопический осцилляторный кластерный базис.

*Многочастичный кластерный базис.* В [51] проведен микроскопический расчет низколежащих подбарьерных состояний с центральным  $NN$ -потенциалом гауссового типа и учетом от 12 до 20 квантов возбуждения по координате относительного движения. Диагонализация производилась в рамках упрощенного варианта метода резонирующих групп (МРГ) — модели ортогональных условий [52], при этом рассматривались только квадрупольные моменты и основные каналы —  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ ,  $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^8\text{Be} + {}^{16}\text{O}$ . Рассчитывались парциальные ширины распада во все каналы. Из результатов расчетов видно, что, несмотря на неправильное положение порогов, число и приблизительное расстояние между КМ-состояниями,  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  находятся в согласии с экспериментом, что подтверждает их кластерную природу; отмечается, что парциальные ширины слишком малы для волновых функций, имеющих характер истинно поверхностных молекулярных состояний, поэтому их следует отнести, скорее, к квазимолекулярным. Здесь необходимо также отметить, что учет примеси более высоколежащих состояний приводит к увеличению веса волновой функции в поверхностной области.

*Выводы.* Резюмируя сказанное, можно сделать вывод, что спектроскопические расчеты для системы  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$  с учетом коллективных и кластерных степеней свободы в целом дают разумную картину низколежащих (подбарьерных) состояний и примерное расстояние между уровнями промежуточной структуры для надбарьерных резонансов. Однако каждая из рассмотренных выше моделей описывает хорошо только какую-нибудь одну особенность спектра; описания в целом не получается (либо оно приводит к нефизическим параметрам модели). Здесь же следует отметить, что распространение спектроскопических моделей на более тяжелые системы должно приводить к аналогичным спектрам КМ-состояний, которые при современном разрешении не видны в экспериментах с ядрами тяжелее  ${}^{28}\text{Si}$ . Это может означать: а) наличие дополнительного динамического запрета на переходы в подобные конфигурации; б) усиление связи с такими состоя-

виями в более тяжелых системах, приводящее к перекрытию КМ-резонансов; в) гораздо большую плотность уровней кластерной природы.

**Динамика. Микроскопические подходы.** Математическим аппаратом, адекватным представлению о ядре как о системе, проводящей часть времени в полностью термализованном состоянии, именуемом компаунд-ядром, и часть времени в других более упорядоченных состояниях, называемых в настоящее время составными системами, является проекционный подход к теории ядра, развитый в [43, 53—55]. При этом для придания определенного смысла механизму реакции необходимо выделить части полной волновой функции, дающие доминирующий вклад в наблюдаемые величины — сечения, положения резонансов, их ширины. В проекционном подходе можно отметить три направления, наиболее интенсивно развивавшиеся за последние годы: метод резонирующих групп (МРГ) [54], метод проекционных операторов [43, 53] и интерполяционный подход [55], использующий особенности гиперсферического базиса ( $K$ -гармоник).

*Метод резонирующих групп* МРГ основан на кластерном представлении волновой функции (4). Исходный многочастичный гамильтониан с парными  $NN$ -взаимодействиями  $V(r_{ij})$  проектируется на внутренние состояния фрагментов  $\Phi_{I_i}$  и в результате для  $\varphi_L$  ( $R$ ) получается хорошо известная система интегродифференциальных уравнений [54] (интегральное ядро связано с последовательным учетом принципа Паули). Частично трудности, связанные с учетом антисимметризации, удается обойти в модели ортогональных условий [52], где результаты многочисленных расчетов показывают, что исключение запрещенных принципом Паули состояний в волновой функции относительного движения (и тем самым в полной волновой функции) важнее, чем учет остатка обменного нелокального ядра.

К сожалению, из-за огромных вычислительных трудностей пока в данном методе для сложных систем типа  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  удается лишь описать низколежащие (подбарьерные) резонансы (см. разд. 2).

*Метод проекционных операторов Фешбаха.* В методе проекционных операторов Фешбаха [43, 53] используется декомпозиция всего гильбертова пространства на две части — собственно упругого (shape elastic) подпространства  $\hat{P}$  и остатка  $\hat{Q}$  ( $\hat{P} + \hat{Q} = 1$ ). В свою очередь,  $\hat{P}$  разбивается на резонансную часть —  $\hat{R}$  и гладкий фон —  $\hat{p}$ , а  $\hat{Q}$  — на подпространство входных состояний —  $\hat{d}$ , дополнительных к упругим резонансам и более сложных (компаунд) состояний —  $\hat{q}$ . Волновая функция состоит, таким образом, из четырех ортогональных частей:

$$\Psi^{(+)} = \hat{p}\Psi^{(+)} + \hat{R}\Psi^{(+)} + \hat{d}\Psi^{(+)} + \hat{q}\Psi^{(+)} \quad (7)$$

и в соответствии с этим в амплитуде рассеяния  $\hat{T}$  можно выделить четыре слагаемых:

$$\hat{T} = \langle \chi_f^{(-)} | \hat{H}_{\text{int}} | \Psi^+ \rangle = T_1 + T_2 + T_3 + T_4, \quad (8)$$

соответствующих резонансному и нерезонансному упругому рассеянию, переходу во входные состояния и в компаунд-состояния.

Из-за неоднозначности разбиения пространства и пока непреодолимых трудностей многочастичных расчетов с  $NN$ -потенциалами уравнения метода являются лишь схемой для построения моделей, позволяющих из физических соображений параметризовать и рассчитывать эффективные потенциалы, используя их в дальнейшем в разнообразных модельных задачах.

Следует отметить, что развитый метод широко используется для интерпретации качественных эффектов, возникающих в физике тяжелых ионов.

*Интерполяционный подход.* В интерполяционном подходе [55] волновая функция ищется вариационным методом в виде суммы  $\Psi_{\text{int}}(\rho) + \Psi_{\text{ext}}(\rho)$  с использованием гиперсферических функций, позволяющей по аналогии с трехмерными сферическими функциями свести задачу, после проектирования многочастичного гамильтониана на многомерные угловые функции, к движению по одной коллективной гиперрадиальной переменной  $\rho$  ( $\rho^2 = 1/A \sum_{i>j}^A (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2$ ). Функции  $\Psi_{\text{int}}$  и  $\Psi_{\text{ext}}$  ортогональны и призваны адекватно описывать поведение системы во внутренней области (компактные состояния  $A$ -нуклонов) и во внешней, где в асимптотике волновая функция представляет относительно движение кластеров в различных бинарных каналах. Для радиальных частей такой волновой функции получается система связанных дифференциальных уравнений (в отличие от системы интегродифференциальных в МРГ), по форме совпадающая со схемой связанных каналов. Приведем несколько упрощенную верхнюю систему [55]:

$$(\hat{h}_0 - E) \Psi_{\text{int}}(\rho) = \sum_{\kappa} D_{\kappa}(\rho) \Psi_{\text{ext}}^{\kappa}(\rho);$$

$$(\hat{h}_{\kappa} - \varepsilon_{\kappa}) \Psi_{\text{ext}}^{\kappa}(\rho) = \sum_{\kappa' \neq \kappa} V_{\kappa\kappa'}(\rho) \Psi_{\text{ext}}^{\kappa'}(\rho) + D_{\kappa}^*(\rho) \Psi_{\text{int}}(\rho), \quad (9)$$

сохраняющую качественные стороны исходной. Здесь  $h_0$  и  $h_{\kappa}$  — эффективные гамильтонианы во внутренней и внешней областях;  $E$  и  $\varepsilon_{\kappa}$  — полная энергия и энергия относительного движения в канале  $\kappa$ ;  $D_{\kappa}$  — описывает связь канала  $\kappa$  с состояниями типа компаунд-ядра;  $V_{\kappa\kappa'}$  — связь каналов).

Здесь можно почти дословно повторить замечания к формализмам МРГ и метода Фешбаха.

Отметим, что из рассмотренных подходов при надлежащих упрощениях (в основном приближенный учет антисимметризации и замена переходов в несущественные каналы реакции мнимой частью в потенциале) получают широко используемые методы — искаженных волн (DWBA), слабой и сильной связи каналов, модель незави-

симых кластеров. Конкретные приложения указанных выше методов к исследованию КМ-состояний будут рассмотрены ниже.

*Метод Хартри — Фока (МХФ).* Для расчетов бинарных реакций используется обычно модифицированный МХФ, в котором для получения правильной асимптотики волновой функции в виде произведения волновых функций отдельных кластеров применяют двух-центровый базис.

В работе [56] для изучения упругого рассеяния при низких (подбарьерных) энергиях был применен МХФ с двухцентровым деформированным осцилляторным базисом и учетом парных корреляций, обычно применяемый для описания мягких мод коллективных колебаний ядер. Получена зависимость массового параметра (приведенной массы) от расстояния между ядрами, адиабатический потенциал, близкий к потенциалу, получаемому в контактном приближении или из процедуры свертки, и плотность системы при некоторых резонансных энергиях. Расчеты показывают: 1) в рамках данного метода невозможно воспроизвести большое число подбарьерных резонансов, энергию связи  $^{24}\text{Mg}$  и расстояние до первого квазимолекулярного уровня  $0^+$ ; 2) так же как и в расчетах в рамках коллективной модели, эффективная приведенная масса зависит от расстояния между ионами, увеличиваясь по мере сближения (что эквивалентно учету нелокального взаимодействия); 3) отмечается большая примесь конфигурации  $\alpha - ^{16}\text{O} - \alpha$  при делении на два фрагмента.

В [57] тот же метод с рядом упрощающих предположений был применен для получения уравнений типа связанных каналов для описания рассеяния и реакций  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  с возбуждением одного из ядер  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$ , причем рассчитывались потенциалы как диагональные, так и недиагональные в двух предельных случаях: столкновения с осями деформации  $^{12}\text{C}$ , расположенными по линии, соединяющей центры, и перпендикулярно ей.

Важным представляется то обстоятельство, что полученный усредненный диагональный потенциал взаимодействия двух ядер  $^{12}\text{C}$  обнаруживает квазимолекулярный характер (т. е. поверхностное притяжение с отталкивающим кором) независимо от взаимного расположения осей деформации ядер  $^{12}\text{C}$ ; недиагональные потенциалы оказываются знакопеременными. Сечения слияния, как и в большинстве других моделей, подгонялись введением мнимой части в диагональные потенциалы.

Преодолеть недостатки расчетов работ [56, 57], такие, как приблизительное выполнение асимптотических симметрий, отсутствие хороших квантовых чисел у ядер  $^{12}\text{C}$  и пренебрежение трансляционной инвариантностью, частично удалось в [58]. Исследовались  $J$ -зависимость молекулярных резонансов и возможность существования простого эквивалентного локального потенциала. В работе использовался  $NN$ -потенциал не только с центральной, но и со спин-орбитальной частью. Результаты расчетов показывают ряд существенных недостатков: 1) на кривых  $E^J(R)$  имеется «щель» между



$J$ , равным 0—8 и 10—12 из-за ограниченности используемого осцилляторного базиса; 2) при  $J > 8$  момент инерции  $\sim 140$  кэВ, что значительно больше наблюдаемого экспериментально; 3) плохо воспроизводится даже полоса, базирующаяся на основном состоянии, а количество полученных подпороговых состояний гораздо меньше, чем видно на эксперименте; 4) имеется лишнее подпороговое состояние с  $J = 0$ ; 5) локальный эквивалентный потенциал зависит от  $J$  и имеет радиус действия  $a \simeq 3,31$  фм, что гораздо меньше полученных в других подходах; 6) интенсивность спин-орбитальной части взаимодействия в результате подгонки оказалась равной 80—100 МэВ, что гораздо больше ее реального значения.

Несмотря на то, что рассмотренный выше метод Хартри — Фока является современным и мощным средством исследования взаимодействия тяжелых ионов, в конкретных расчетах приходится делать большое количество трудно контролируемых приближений, что заставляет рассматривать полученные результаты как качественные и предварительные.

Весьма интересные результаты получены в последнее время для центральных соударений  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  в микроскопическом варианте временнeзависимого метода Хартри — Фока [59]. Начальная конфигурация в этих расчетах задавалась в виде основного состояния  $^{12}\text{C}$  и возбужденного  $0^+$  (7,6 МэВ), имеющего линейную  $3\alpha$ -структуру. Это позволило авторам смоделировать большой радиус взаимодействия двух ядер  $^{12}\text{C}$ , необходимый для описания спектров КМ-состояний [48], о котором шла речь выше. Полученная картина распределения плотности говорит о большой амплитуде поверхностных колебаний с энергией около 1,79 МэВ и доминирующей квадрупольной модой.

Расчеты нецентральных соударений в системах  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  ( $E_{\text{ц.м}} = 52,5$  МэВ,  $L = 13 \hbar$ ) и  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  ( $E_{\text{ц.м}} = 139$  МэВ,  $L = 70 \hbar$ ) [60] показывают опять-таки молекулярный характер взаимодействия, причем движение носит колебательно-вращательный характер.

**Динамика. Феноменологические схемы.** Многие черты упругой и неупругой функций возбуждения и сечения слияния при энергиях в районе потенциального барьера и выше могут быть переданы в рамках феноменологических моделей, где учитываются связь внутренних (коллективных) степеней свободы с относительным движением, процессы перехода в термализованное компаунд-состояние и слияние. Весьма привлекательной является концепция межъядерного потенциала, позволяющая в компактной и наглядной форме описать многие основные черты реакций и рассеяния, а также получить физически прозрачную картину механизма образования резонансной структуры. Поэтому за последние 15 лет были предложены физические мотивированные схемы, которые условно можно разделить на три класса: 1) дифракционные схемы; 2) параметризация амплитуды в духе DWBA и редже-полюсов; 3) модели рассеяния и слияния, использующие молекулярные и геометрические представления (пио-

нерской работой в этом направлении была модель Иманиши [7], см. разд. 1). Строго говоря, амплитуду (8) можно рассматривать как результат рассеяния на оптически неоднородной диспергирующей среде. Оставляя в стороне традиционную оптическую модель, которая вступает в противоречие с экспериментом из-за того, что при большом сечении реакции (и следовательно, мнимой части оптического потенциала) трудно воспроизвести даже gross-структуру (ширины резонансов получаются слишком большие), перейдем к конкретным расчетам.

*Дифракционная модель.* Дифракционная модель широко использовалась и используется до настоящего времени в ядерной физике, особенно для описания упругого рассеяния. Дифракция на поглощающей среде с диффузным краем, в принципе, выделяет несколько парциальных волн (касательный момент), давая правильные угловые распределения под передними углами. Поэтому естественным было перенести эту картину на систему  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Для этого потребовалось кроме упругого включить и неупругое рассеяние, а также найти удачную параметризацию коэффициентов отражения.

В [61] в адиабатическом приближении были выведены простые соотношения между неупругой  $\hat{S}$ -матрицей в пространстве углового момента и упругим коэффициентом отражения  $\eta_l$ , рассчитываемым в оптической модели. Для изучения неупругой амплитуды обычно используется метод искаженных волн с взаимодействием коллективной модели:

$$V_T = R \frac{\partial U(R)}{\partial R} \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\mathbf{n}) + O(\alpha^2),$$

где  $U(R)$  — потенциал взаимодействия, наиболее часто берущийся в параметризации Саксона — Вудса. Величина  $\eta_l$  входит в амплитуду упругого рассеяния следующим образом:

$$f(\theta) = f_c(\theta) - \frac{i\sqrt{\pi}}{k} \sum_l \hat{l} (1 - \eta_l) e^{2i\sigma_l} Y_{l0}(\theta, 0), \quad (10)$$

где  $f_c(\theta)$ ,  $\sigma_l$  — кулоновская амплитуда и фаза, а для  $\eta_l$  предложена параметризация:

$$\eta_l = g(t) + \gamma \frac{dg(t)}{dt} + i \left[ \mu_1 \frac{dg(t)}{dt} + \mu_2 \frac{d^2g(t)}{dt^2} \right], \quad (11)$$

$$\text{с } g(t) = \left[ 1 + \exp \frac{(T-t)}{\Delta} \right]^{-1}, \quad t = l + 1/2.$$

Величины  $T(E)$  и  $\Delta$  имеют смысл близкого к касательному моменту и диффузности в модели с «размазанным» поглощением. Амплитуда реакции выражается [61] через радиальный матричный элемент

$$\beta_{ll'} = \int u_l(k_i r) \frac{\partial U(r)}{\partial r} u_{l'}(k_f r) dr \quad (12)$$

с оптическими волновыми функциями  $u_l(kr)$ . Для сильно поглощающей среды матричный элемент (12) может быть приближенно выражен [62] как геометрическое среднее

$$\beta_{l'l'}(k_i k_f) = [\beta_{ll}(k_i k_i) \beta_{l'l'}(k_f k_f)]^{1/2}, \quad (13)$$

а само  $\beta_{ll}(k_i k_i)$  оказывается связанным с  $\eta_l$  соотношением

$$\beta_{ll}(k_i k_i) = -\frac{1}{2} i E \frac{d\eta_l}{dl}. \quad (14)$$

Отметим, что представление касательных моментов в форме  $T_{f,i} = k_{f,i} R [1 - 2n_{f,i}/(k_{f,i} R)]^{1/2}$ , где  $n_{f,i}$  — кулоновские зоммерфельдовские параметры, позволяет найти амплитуду реакции в замкнутой форме. Такая программа применительно к  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  была реализована в [63] с параметризацией

$$\eta_L(E) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E - E_G}{\Delta}\right) \right\}^{-1}; \quad E_G = E_0 + \frac{\hbar^2}{2I} L(L+1). \quad (15)$$

Отмечается, что это представление не приводит к резонансам в упругом канале и адекватно дифракции на сфере с диффузным краем (гладкое обрезание по  $l$ ), а также сильному поглощению для малых  $l$  и прозрачности для больших (касательных) моментов.

Но данная модель имеет ряд существенных недостатков, ставящих под сомнение нерезонансный дифракционный механизм реакции, а именно: 1) дает неверные отношения пик/провал в неупругом канале  $^{12}\text{C}^*(2^+)$  (рис. 12, а) и величину абсолютного сечения; 2) плохо описывает упругое распределение в области углов  $70 \leq \theta_{\text{ц.м}} \leq 110^\circ$ , чувствительное к механизму реакции; 3) для описания резонансной структуры требуется слишком малое значение  $\Delta$  ( $\sim 1$  МэВ) (15), не согласующееся с дифракционной картиной.

*Модель редже-полюсов.* Другой параметризацией амплитуды в DWBA и оптической модели является модель движущихся редже-полюсов [64, 65]. В ней вместо расчета парциальных амплитуд с помощью оптического потенциала или формфакторов в DWBA вводится с самого начала физически мотивированная универсальная параметризация этих амплитуд. При этом принимаются во внимание, что прямые реакции и реакции передачи являются периферическими с  $l \simeq k(R_1 + R_2)$  и «окном»  $\Delta l \simeq l/5$ .

Парциальная амплитуда записывается как

$$f(l) = \text{const } e^{i[\sigma_i^l + \sigma_f^l]} (l + L_0 + iy) e^{-\frac{(l-L_0)^2}{\Delta^2}} \frac{l-z}{(l-p_1)(l-p_2)} \quad (16)$$

с девятью параметрами —  $z$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  (комплексными),  $L_0$ ,  $y$ ,  $\Delta$ . Множитель  $(l + L_0 + iy)$  воспроизводит специфические биекции в многоступенчатых процессах, описываемых сильной связью каналов.

В [64] отмечается, что такая параметризация позволяет очень хорошо воспроизвести результаты DWBA и эксперимент.

В [66] подобные соображения привели авторов к параметризации радиального интеграла DWBA в виде двух движущихся полюсов Редже:

$$I(l, l') = \text{const}/(l - \mathcal{L})(l' - \mathcal{L}'), \quad (17)$$

где  $\mathcal{L} = \mathcal{L}_r + \frac{i\Gamma_l}{2}$ ,  $\mathcal{L}_r(E)$  берется из оптического потенциала  $V_{ll} = -(220 + i 25) \exp(-r^2/9,46)$ , полученного из процедуры

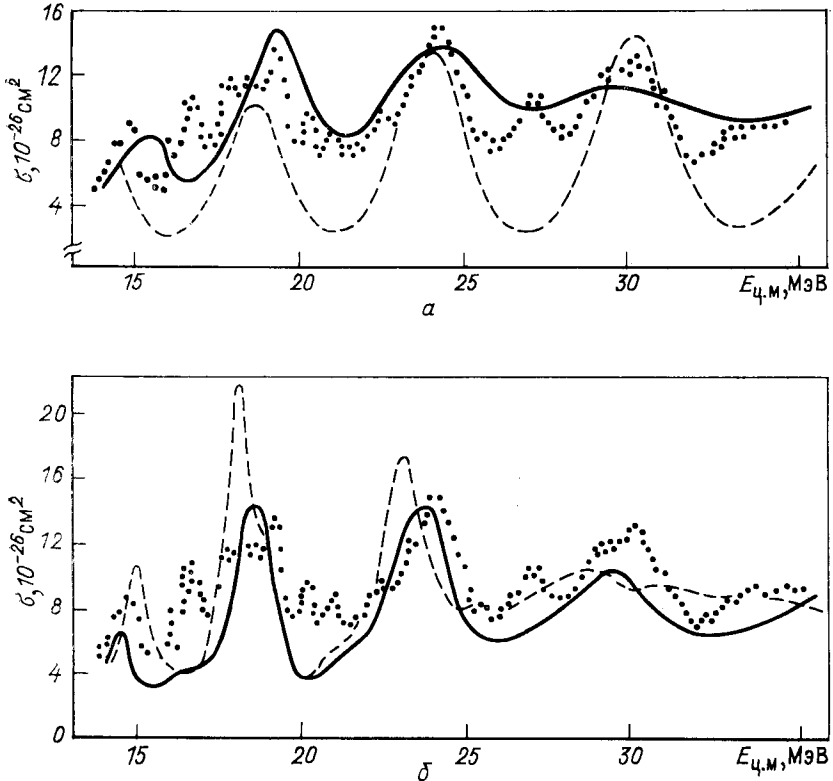


Рис. 12. Сечение неупругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} (2^+; 4,43 \text{ МэВ})$  [93]. Всюду точками обозначены экспериментальные данные:

*a* — сплошная линия — расчеты в DWBA; пунктир — дифракционная модель; *b* — сплошная — сильная связь каналов; пунктир — модель пересекающихся полюсов

свертки, а  $\Gamma_l \sim 40 \mu^{-1}$  (МэВ). Для  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  получено удовлетворительное согласие с gross-структурой сечения реакции.

Упомянутые выше феноменологические подходы нуждаются в нескольких комментариях:

1. В том и другом случаях для системы  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^* (2^+)$  выполняются кинематически выгодные условия — в об-

ласти  $L \sim 10 \div 16$  положения резонансов в упругом ( $L$ ) и неупругом ( $L - 2$ ) каналах очень близки, что приводит к определяющей роли ширины неупругого канала ( $L - 2$ ) в формировании резонанса (см. модель Иманиши [7]).

2. В обоих случаях амплитуды допускают брейт-вигнеровскую параметризацию:

$T_{LL'} \sim \text{const} [(E - E_L - i\Gamma_L)(E - \tilde{E}_{L'} - i\Gamma_{L'})]^{-1}$ ;  $\tilde{E}_{L'} = E_{L'} + E^*$  (2<sup>+</sup>), отчетливо показывающую роль кинематического благоприятствования в изолированных резонансах входного и выходного каналов.

3. В обоих случаях определяющую роль играет « $l$ -окно» шириной  $\Delta$  в «дифракционной» модели и  $\sim \Gamma_l$  — в модели редже-полюсов.

В заключение этого раздела следует отметить работу [67], в которой для улучшения описания гросс-структуры предложен механизм интерференции между барьерной и внутренней волнами, причем для барьерной волны используется амплитуда «дифракционного типа» (10) с параметризацией Эриксона для  $\eta_l$ :

$$\eta_l = \frac{1}{1 + e^{i\gamma - (l-T)/\Delta}}; \quad \Delta \sim 0,8; \quad \gamma \leq \frac{\pi}{2} \quad (\text{из условия унитарности}), \quad (18)$$

а для внутренней — модель движущегося редже-полюса. Этим достигается лучшее согласие с экспериментом по  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  и делается вывод, что картина «кармана» в потенциале и, следовательно, квазимолекулярной природы резонансов более адекватна экспериментальным данным, чем дифракционная модель.

*Модели слияния.* При изучении реакции слияния в области надбарьерных энергий для большинства тяжелых ионов оказалось, что сечение выражается универсальным образом через критический угловой момент  $l_{\text{cr}}$ :

$$\sigma_{\text{fus}} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{\text{cr}}} (2l+1) \simeq \pi \lambda^2 l_{\text{cr}}^2. \quad (19)$$

Определяемый из условия  $l_{\text{cr}} \simeq kR_{\text{cr}}$  ( $R_{\text{cr}} = r_{\text{cr}}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ ;  $r_{\text{cr}} = (1 \pm 0,07)$  фм). Появление этой величины связано с существованием отталкивательного кора в потенциале взаимодействия ядер, препятствующего дальнейшему повышению плотности в области перекрытия ядер, после чего наступает слияние. Отметим, что  $R_{\text{cr}}$  приблизительно соответствует минимуму в кармане потенциала КМ-типа.

В области подбарьерных энергий вероятность слияния в основном определяется проницаемостью барьера и влиянием внутренних степеней свободы, облегчающих слияние, а для сечения имеется полуклассическая формула

$$\sigma_{\text{fus}} = \pi R_B^2 \left( 1 - \frac{V(R_B)}{E} \right), \quad (20)$$

где  $R_B = r_B (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ ;  $r_B = 1,4$  фм, которая справедлива и для надбарьерного слияния с заменой  $R_B \rightarrow R_{cr}$ . Оба эти выражения являются предельными случаями более общего выражения, полученного в замкнутой форме в [68], где исследовались сечения слияния и реакции:

$$\sigma_{fus} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{cr}} (2l+1) T_l; \quad \sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l. \quad (21)$$

Отметим, что суммирование по  $l$  в выражении для  $\sigma_r$  ограничено величиной  $l_{max}$ , при которой  $T_l$  уменьшается вдвое. Для обратного параболического барьера с характерной частотой  $\omega$ , заменяя суммирование по  $l$  интегрированием, из (21) можно получить

$$\sigma_{fus} = \frac{\hbar \omega R_B^2}{2E} \ln \left\{ \frac{1 + \exp [2\pi (E - V(R_B))/\hbar \omega]}{1 + \exp [2\pi (E - V(R_B) - \frac{R_{cr}^2}{R_B^2} (E - V(R_{cr}))/\hbar \omega]} \right\}. \quad (22)$$

Различное поведение  $l_{cr}(E)$  и  $l_{max}(E)$  делит всю область моментов при надбарьерных энергиях на зону сильного поглощения ( $l \lesssim 10$ ), где резонансы формы не видны [69], и область умеренного поглощения, где они могут проявляться. Это дает качественную интерпретацию исчезновения ярко выделенной гросс-структуры в экспериментальных данных при энергиях выше кулоновского барьера для моментов  $l \lesssim 8$ .

**Модели, использующие упрощенные микроскопические представления.** Метод связанных каналов, метод искаженных волн, модель пересекающихся полос и двойная резонансная модель. По существу, все расчеты, учитывающие внутренние возбуждения одного или двух фрагментов, строятся в рамках одной и той же идеологии — механизма двойного возбуждения (см. модель Иманиши), где одно (или оба) ядро, возбуждаясь в низколежащие коллективные состояния, теряет кинетическую энергию и попадает в область квазисвязанных состояний в том же (или немного отличающемся) потенциале. Процесс поглощения в остальные каналы, а также слияние описываются мнимой частью оптического потенциала, действующего между точечными ядрами. Схематически гамильтониан такой системы записывается как сумма внутренних  $\hat{H}_1$  и  $\hat{H}_2$ , относительного движения  $\hat{H}_{rel} = \hat{T}(R) + U(R)$ , а также связи между ними  $\hat{H}_{int}(R; 1, 2)$ :

$$\hat{H} = \hat{H}_{rel} + \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_{int}(R; 1, 2). \quad (23)$$

Волновая функция метода связанных каналов записывается в виде [см. (4)]:

$$\Psi = \sum_{\kappa, J, M} \varphi_{\kappa}^J(R) \{Y_l(\mathbf{R}/R) [\Phi_{I_1}(1) \Phi_{I_2}(2)]^{I M I}\}_{\kappa}^{J M} \equiv \sum_{\kappa, J, M} \varphi_{\kappa}^J(R) \Psi_{\kappa}^{J M}(\xi), \quad (24)$$

где  $\Phi_{I_i}(i)$  — внутренняя волновая функция фрагмента со спином  $I_i$ ;  $\kappa$  — нумерует различные каналы ( $I_1, I_2, I, l$ ). Система связанных уравнений для канальных функций  $\varphi_{\kappa}^{\lambda}(R)$  получается проектированием гамильтониана на базис каналов  $\Psi_{\kappa}^{JM}(\xi)$ :

$$\left\{ E_{\text{ц.м.}} - \left( \epsilon_{\kappa} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dR^2} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{R^2} + V_{\kappa}(R) + iW_{\kappa}(R) \right) \right\} \varphi_{\kappa}^{\lambda}(R) = \sum_{\kappa' \neq \kappa} V_{\kappa\kappa'}(R) \varphi_{\kappa'}^{\lambda}(R), \quad (25)$$

где  $\epsilon_{\kappa}$  — энергия возбуждения двух ионов.

В пределе слабой связи каналов, пренебрегая влиянием неупругого канала на упругий, получаем формулы DWBA и двухступенчатого DWBA.

В рамках упомянутого подхода очень большая работа была проведена группами теоретиков ФРГ (двойная резонансная модель) [70—73] и Японии (модель пересекающихся полос) [74—76]. Исследовалось много форм диагональных межъядерных потенциалов, следующих из двух крайних подходов:

1) адиабатического, где ядерные оболочки успевают перестраиваться в течение времени взаимодействия и потенциал близок к саксон-вудсовскому или осцилляторному. Этот тип может реализоваться при подбарьерных энергиях, когда налетающие ионы тормозятся в кулоновском дальнедействующем поле и к моменту вступления в игру ядерных сил теряют кинетическую энергию, которая идет на внутренние возбуждения;

2) приближения внезапного соударения, где несжимаемость ядерной материи с макроскопической стороны или принцип Паули с микроскопической приводят к эффективному отталкивающему кору [14] на расстояниях меньших суммы радиусов сталкивающихся ядер. Область притяжения (карман) при больших расстояниях возникает из-за нуклон-нуклонного притяжения. Обычно считается, что такой тип квазимолекулярного потенциала реализуется в области надбарьерных энергий.

Кроме того, включалось разное число каналов с возбуждением одного или двух ядер  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$ ,  $3^-$  и  $0_2^+$ , а также исследовалась разная форма мнимых частей — поверхностное и объемное поглощение, мнимая часть с зависимостью от энергии и плотности состояний компаунд-ядра  $^{24}\text{Mg}$ .

Исследовались различные варианты недиагональной части потенциалов, полученных процедурой свертки с  $NV$ -силами в формах: суммы двух потенциалов юкавовского типа,  $\delta$ -сил [72], суммы гауссоид [77] и из разложения диагональной части потенциала в ряд Тейлора по параметрам квадрупольной деформации и поверхностным колебаниям.

В [79—81] отмечается, что недиагональные потенциалы, рассчитанные с помощью свертки, дают очень близкие к микроскопическим

результаты в отличие от диагональных, где на радиальную зависимость и глубину сильно влияет антисимметризация полной волновой функции. В указанных моделях последняя учитывается только в появлении одних лишь четных моментов для тождественных ядер.

Перейдем к обсуждению результатов.

Все перечисленные расчеты воспроизводят по крайней мере качественно gross-структуру в неупругих каналах и сечение слияния, а в моделях пересекающихся полос (см. рис. 12) и двойного возбуждения (рис. 13) также и расщепление резонансов в примерном соответствии с числом учитываемых каналов. Так, например, в [73] учитывались возбуждения  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $0_2^+$  и двухфононные за счет двухступенчатых процессов (в разложении плотности оставлялись и члены второго порядка по деформациям ядер  $^{12}\text{C}$ ) и получена

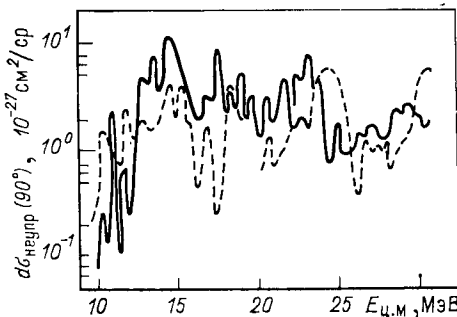


Рис. 13. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ( $2^+$ ; 4,43 МэВ) в двойной резонансной модели [73]:

пунктирная линия — экспериментальные данные; сплошная — расчет с учетом каналов ( $0^+$ ,  $2^+$ ), ( $2^+$ ,  $2^+$ ), ( $0_2^+$ ,  $0_1^+$ ), ( $2_2^+$ ,  $0_1^+$ ), ( $4_1^+$ ,  $0_1^+$ )

очень богатая промежуточная структура. Однако для моментов, больших  $14^+$ , такой структуры экспериментально не наблюдается. Рассмотренная выше модель пересекающихся полос существенно базируется на слабой связи каналов. Применение метода сильной связи каналов [77] приводит к подобному виду сечений (рис. 12), но с более сглаженными резонансами. К аналогичной картине приводят и расчеты в методе DWBA [78, 79] (рис. 12).

В [77] отмечается, что, несмотря на отличие в поведении упругого элемента  $\hat{S}$ -матрицы от модели дифракционного типа [62], неупругие элементы имеют то же характерное резонансное поведение. Несмотря на то, что упругая фаза не превышает  $60^\circ$ , что служит основанием для анализа возможных резонансов, усиления в сечении можно описать с помощью резонансной формулы Брейта — Вигнера. Анализ упругой ширины  $\Gamma_{e1}$  для  $l \geq 10$  показывает, что  $\Gamma_{e1}/\Gamma \sim 0,2$ . Это говорит о КМ-природе резонансов gross-структуры и дает полумикроскопическое обоснование применимости параметризации амплитуды типа DWBA [62, 63].

В [70—72] отмечалось, что упругое сечение под передними углами слабо зависит от используемой формы межъядерного потенциала — адиабатический (без кора) или в приближении внезапного соударения (с кором) и обсуждался вопрос о том, что сечение неупругого рассея-



ния с передачей момента  $\Delta l$  более чувствительно к кору из-за доминирующего вклада парциальной волны с  $l = J - \Delta l$ , связанного с более низким центробежным барьером, маскирующим кор при больших  $l$ .

Необходимо также указать на прямую генетическую связь одной двухступенчатой модели DWBA (последняя эквивалентна случаю слабо связанных каналов) с феноменологической моделью Остерна — Блэйра. В [78] показано, что в случае потенциала связи как производной от плотности матричный элемент  $\langle u_f^{(-)}(r) | \frac{dU(r)}{dr} | u_i^{(+)}(r) \rangle$ , входящий в упругую  $T$ -матрицу, пропорционален  $| u_f^{(-)}(R) u_i^{(+)}(R) |$ , так как  $\frac{dU(r)}{dr}$  имеет поверхностный  $\delta$ -функциональный характер, а в неупругую (двухступенчатый процесс)  $\sim | u_f^{(-)}(R) G_h^{(+)}(R, R) \times u_i^{(+)}(R) |$ . Таким образом, амплитуды определяются поведением волновой функции относительного движения в поверхностной области. Здесь  $u_i^{(+)}$ ,  $u_f^{(-)}$  — искаженные волны, падающая и выходящая;  $G_h^{+}$  — функция Грина неупругого канала, соответствующая асимптотике расходящихся волн. Там же отмечается, что их энергетическое поведение совпадает с поведением величин  $dn/dl$  (10), (11), фигурирующих в параметризации  $\hat{S}$ -матрицы [62].

Это неудивительно, так как для подбарьерных резонансов (это относится и к околобарьерным) волновую функцию в области резонанса можно представить в факторизованном виде, выделив явно зависимость от энергии:  $u(r) = A(E) f(r)$ , где  $f(r)$  нормирована на единицу во внутренней области  $r < R_B$ , а  $|A(E)|^2 \simeq \frac{\Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2}$  ( $\Gamma \sim e^{-\gamma(E)}$  — проникаемости барьера).

Функция Грина в окрестности резонанса также представима в полюсном виде  $G_h^+(r, r') = f(r) f(r') / (E_h - E - i\Gamma_h)$ .

Таким образом, энергетическая зависимость  $T$ -матрицы определяется полюсами во входном и выходном (или промежуточном) каналах и имеет вид (для двухступенчатого процесса):

$$|T_{ij}|^2 \simeq \frac{|T_0|^2}{[(E - E_i)^2 + \Gamma_i^2] [(E - E_j)^2 + \Gamma_j^2]}, \quad (26)$$

характерный для общей физической картины двойного возбуждения, лежащей в основе модели Иманиши и двойной резонансной модели [70—72]. Учет большего числа каналов и их сильной связи не меняет качественных выводов [82] для неупругой  $T$ -матрицы (появляются дополнительный сдвиг и уширение). Пренебрежение эффектами сильной связи приводит к модели пересекающихся полос [74—76], согласно которой промежуточная структура объясняется пересечением вращательных полос упругого и неупругих каналов, с возбуждением одного или обоих ядер в состоянии со спином  $I(E^*)$ , угловым моментом полос  $L = J - I, \dots, J + I$  и энергией  $E' = E - E^*$ .

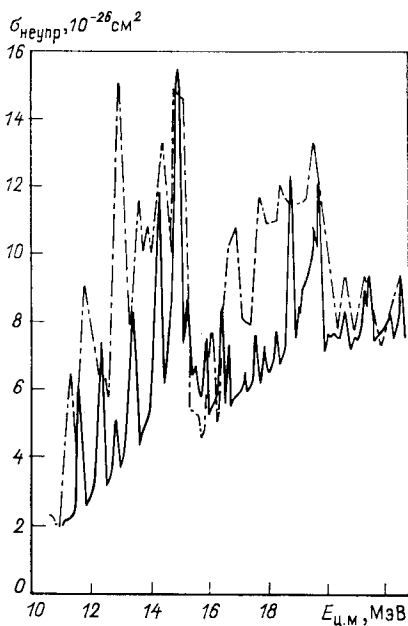


Рис. 14. Сечение неупругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ( $2^+$ ; 4,43 МэВ) в интерполяционном подходе:

сплошная линия — расчет только для  $J = 10, 12$  с учетом гладкого фона от всех  $J < 10$ ; штрихпунктир — эксперимент

*Моделирование квазимолекулярных состояний в интерполяционном подходе.* В [82] общая схема интерполяционного подхода была применена к расчету упругого и неупругого сечений с учетом канала  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$  ( $2^+$ ) в диапазоне энергий  $E_{\text{ц.м.}} = 10 \div 23$  МэВ, где главный вклад вносят состояния с  $J = 10, 12$ . При упрощающих предположениях функция Грина в открытых каналах бралась в виде суммы двух полюсных членов, а недиагональные потенциалы связи каналов  $V_{\alpha\alpha'}$  ( $\rho$ ) и связи каналов с состояниями типа компаунд-ядра

$D_{\alpha}(\rho)$  считались локализованными  $[v_{\alpha\alpha'} \delta(\rho - \rho_{\alpha}) + \eta_{\alpha} \delta(\rho - \rho_0)]$  в окрестности радиуса каналов  $\rho_{\alpha}$  и радиуса порядка компаунд-ядерного  $\rho_0$ , величины  $v_{\alpha\alpha'}$  и  $\eta_{\alpha}$  подбирались исходя из качественного согласия с экспериментом. Результаты показывают (рис. 14), что модель правильно воспроизводит промежуточную структуру резонансов как по сечению, так и по ширине гросс-структуры. Отметим, что при выключенной связи с состояниями типа компаунд-ядра (doorway-состояниями), естественно, получаются результаты методов сильной и слабой связи каналов.

Учет других открытых каналов можно произвести, вводя два механизма: поверхностного поглощения  $iW_0$  в межъядерном (диагональном) потенциале и возможности распада из состояний типа компаунд-ядра  $\Gamma_{\text{ав}}$ .

*Расчеты в рамках метода Фешбаха.* В [83, 84] этим методом количественно исследуются упругое сечение  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  и сечение реакции с возбуждением  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$  при  $J = 8 \div 14$  и  $E_{\text{ц.м.}} = 10 \div 30$  МэВ, причем делаются следующие упрощающие предположения: 1) диагональный (оптический) потенциал берется локальным в форме Саксона — Вудса с варьируемой глубиной; 2) в качестве doorway-состояний рассматриваются колебательные состояния  $2^+$ ,  $3^-$  одного из ядер  $^{12}\text{C}$ .

Таким образом, схема сводится к варианту метода связанных каналов. В [83] указывается, что основной вклад в сечение дают амплитуды  $T_3$  и  $T_4$  (8), причем  $T_3$  отвечает за огибающую гросс-структуры.

Результаты плохо согласуются с экспериментом как по числу промежуточных резонансов, так и по сечению.

В [85] тот же метод применен для описания неупругого сечения с возбуждением состояний  $0_2^+$  и  $3^-$  в таком же диапазоне энергии. Результаты также значительно отличаются от эксперимента.

*Слияние в полумикроскопических расчетах.* В более реалистических расчетах, выполненных по методу связанных каналов и DWBA, сечение слияния  $\sigma_{fus}$  определяется как разность между сечениями поглощения и полным неупругим (сечением реакции) и зависит от мнимой части ион-ионного потенциала в упругом и неупругих каналах. В случае отсутствия последней  $\sigma_{fus} = 0$ . Необходимо отметить, что определенное таким образом  $\sigma_{fus}$  включает еще и эффекты от других открытых каналов, обладающих собственной структурой, например каналов с перестройкой, и может служить лишь ориентиром для его величины.

Тем не менее результаты расчетов, полученные в [73—79], показывают осциллирующий характер поведения  $\sigma_{fus}$ , близкий к гросс-структуре, наблюдаемой в эксперименте (см. рис. 8). Более того, удовлетворительно описываются и сечение, и положение характерных максимумов и минимумов.

### 3. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ КМ-СОСТОЯНИЙ

Как экспериментальные, так и теоретические исследования, проводившиеся в течение ряда лет, указывают на важную роль каналов с возбуждением одного или обоих ядер в их низколежащие состояния в формировании КМ-резонансов. Как правило, возбужденные состояния сталкивающихся ядер имеют отличные от нуля спины. Это дает возможность измерения заселенности магнитных подсостояний (выстроенности), которые чувствительны к механизму ядерной реакции.

Наличие хорошо выраженного ротационного характера гросс-структуры КМ-резонансов стимулировало эксперименты по измерению  $\gamma$ -переходов внутри этой полосы. Такие измерения могут дать новую дополнительную информацию о структуре волновых функций КМ-состояний.

*Заселенность магнитных подсостояний (выстроенность).* Новым аспектом изучения механизмов реакции является измерение выстроенности [86, 87] состояния со спином  $I$ :

$$P_{zz}(\Phi) = \frac{1}{I(2I-1)} \left[ \sum_m 3m^2 P_m(\Phi) - I(I+1) \right], \quad (27)$$

где  $P_m(\Phi)$  — заселенность магнитного состояния  $m$  для переданного момента  $\Delta L$ ;  $\Phi$  — азимутальный угол между  $\mathbf{k}_i$  и  $\mathbf{k}_f$ . Заселенность

определяется как  $(d\sigma(\Phi)/d\Omega)_m / [\sum_m (d\sigma(\Phi)/d\Omega)_m]$ , где

$$\left(\frac{d\sigma(\Phi)}{d\Omega}\right)_m = \frac{2(4\pi^2)^2}{k_i^2} \left| \sum_{JML'M'} i^{J-L'} e^{i(\sigma_{J+} + \sigma_{L'})} \times \right. \\ \left. \times (L'M'\Delta Lm/JM) T_{L'J} Y_{JM}^*(\pi/2, 0) Y_{L'M'}(\pi/2, \Phi) \right|^2. \quad (28)$$

В [86] приведены результаты расчетов выстроенности для реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}(2^+)$  с  $\Delta L = 2$  в схемах DWBA, сильной связи каналов, пересечения полос и дифракционной. Отмечается, что указанные модели плохо воспроизводят измеренную под несколькими углами выстроенность, особенно минимумы между пиками. Кроме того, при  $E > 20$  МэВ выстроенность стремится к статистическому пределу  $P_{zz} = 1/3$  (для одинаковых ядер с  $I = 2$  заселяются состояния с  $m = \pm 2, 0$ ). Там же указывается на необходимость измерения углового распределения выстроенности, очень чувствительной к схеме связи спина с угловым моментом. Измерение выстроенности в реакции с взаимным возбуждением двух  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$  в интервале энергий 15—35 МэВ показывает, что ее поведение коррелирует с пиками в полном сечении при  $E_{\text{ц.м.}}$ , равном 25 и 30 МэВ [88]. Отмечается, что основной вклад в эти резонансы вносит состояние с  $(m_i, m_j) = (2, 2)$ , а в области между пиками —  $(2, 0)$ ,  $(1, 1)$ . Подсостояние  $(0, 0)$  вносит пренебрежимо малый вклад при всех энергиях.

Весьма перспективным методом детального изучения механизмов реакции является поиск корреляций с использованием 4 $\pi$ -геометрии

счетчиков  $\gamma$ -квантов и детекторов частиц в плоскости рассеяния («кристаллический шар»), где возможно измерять не только выстроенность, но и выделять угловые распределения продуктов в различных конечных состояниях. Результаты измерений для  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  в интервале энергий  $E_{\text{лаб}} = 38,6 \div 69,4$  МэВ [89] указывают также на выделенную роль подсостояния  $(2, 2)$  (рис. 15) в области резонансов 25,8 МэВ ( $l_i = 14$ ) и 31,5 МэВ ( $l_i = 16$ ) из-за благоприятных

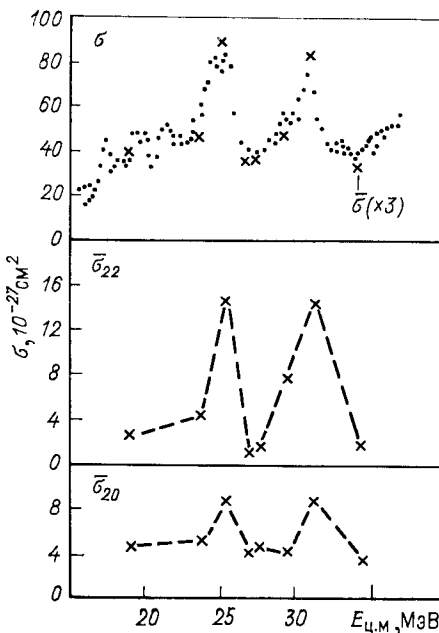


Рис. 15. Разложение полного сечения с возбуждением обоих ядер  $^{12}\text{C}$  в состояние  $2^+$  (4,43 МэВ) (точки) по заселенностям магнитных подсостояний (пунктир). Крестиками отмечены точки измерений заселенностей

кинематических условий — разность центробежных энергий  $E_l^{Mg}$  и  $E_{l-4}^{Mg}$  близка к удвоенной энергии возбуждения состояния  $2^+$  в  $^{12}C$ . С классической точки зрения в формировании этих резонансов участвует в основном конфигурация двух деформированных ядер  $^{12}C$  с осями, перпендикулярными направлению относительного движения. Это может служить свидетельством согласованности направлений внутренних спинов с направлением орбитальных моментов (выстроенности) и проливает свет на динамику образования КМ-состояний.

*γ-Переходы внутри КМ-полосы.* Последние годы внимание исследователей было привлечено к изучению  $E2$ -переходов внутри полосы КМ-состояний в системе  $^{12}C - ^{12}C$ . Оценки показывают, что в случае  $\gamma$ -перехода между резонансами  $J^\pi = 14^+$  ( $E_{ц.м} \approx 25,8$  МэВ) и  $J^\pi = 12^+$  ( $E_{ц.м} \approx 19,3$  МэВ) отношение ширины  $\gamma$ -распада ( $\Gamma_\gamma$ ) к полной ширине может достигать  $\Gamma_\gamma/\Gamma \sim 2 \cdot 10^{-5}$  (в простом предположении, что рассматриваемые резонансы имеют структуру, характеризующуюся вращением ротатора, состоящего из двух касающихся ядер  $^{12}C$  в основных состояниях).

В [90, 91] проведены подробные экспериментальные исследования, которые дали верхнюю границу для отношения  $\Gamma_\gamma/\Gamma \sim 8 \cdot 10^{-6}$ , т. е. в несколько раз меньшую, чем ожидалось из теоретических оценок. На первый взгляд, полученные результаты указывают на отсутствие КМ-состояний при таких энергиях. Однако здесь необходимо принять во внимание то существенное обстоятельство, которое неоднократно отмечалось выше в этом обзоре, а именно: основной вклад в волновые функции КМ-состояний дают не конфигурации, в которых ядра  $^{12}C$  движутся в основных состояниях друг относительно друга, а конфигурации с возбужденными ядрами  $^{12}C$ . Более того, в модели пересекающихся полос [74], например, структура состояний сильно меняется с ростом энергии и может отличаться для  $J^\pi = 14^+$  и  $J^\pi = 12^+$ . Такая структура волновых функций может сильно подавлять вероятность  $E2$ -перехода для  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \approx 6,2$  МэВ. Так, в [92, 93] в различных схемах учтен вклад неупругих каналов в волновые функции начального и конечного состояний  $J^\pi = 14^+$  и  $J^\pi = 12^+$  и показано, что отношение  $\Gamma_\gamma/\Gamma$  сильно уменьшается и может достигать  $(3-7) \times 10^{-7}$  [93], что находится в согласии с имеющимися экспериментальными данными. Более того, наличие неупругих компонент в волновых функциях КМ-состояний может приводить к  $\gamma$ -переходам внутри неупругой КМ-полосы с совершенно иными энергиями  $\gamma$ -квантов [92].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Интенсивные экспериментальные и теоретические исследования реакций с тяжелыми ионами за последние 25 лет позволили открыть новый класс явлений — ядерные молекулярные состояния или ядерные квазимолекулы. Подавляющее большинство работ в этом направлении выполнено по столкновению двух ионов  $^{12}C$ , хотя имеется ряд экспериментов по другим системам, вплоть до  $^{56}Ni + ^{56}Ni$ .

Суть явления заключается в наличии большого числа резонансов нестатической природы (в частности, для системы  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  со спинами  $0^+ - 14^+$ ), хорошо коррелирующих в различных каналах и укладываемых (для гросс-структуры) на ротационную полосу, соответствующую моменту инерции двух слабо перекрывающихся ядер. Ширины распада этих резонансов в упругий канал хотя и меньше одночастичных, но гораздо больше, чем следует из статистической модели, и составляют значительную часть их полных ширин.

За последние годы, в связи с уникальными экспериментами по  $\gamma$ -переходам внутри КМ-полосы и измерению выстроенности, становится ясным, что принципиально важную роль в формировании КМ-состояний играют каналы с возбуждением ядер  $^{12}\text{C}$  в свои низколежащие состояния, особенно с возбуждением одного или обоих ядер в состояние  $2^+$  (4,43 МэВ) (на этот же факт указывают большой успех модели Иманиши и ее широкое использование во многих последующих теоретических исследованиях КМ-явлений). В этом случае система проводит значительную часть времени в виде  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*(2^+)$ , что дает возможность предположить существование КМ-полосы отрицательной четности той же структуры, которая не запрещена условием тождественности ядер  $^{12}\text{C}$  и до сих пор не искалась. Следует отметить, что такая полоса хотя и находится в той же области энергий возбуждения, что и хорошо изученная КМ-полоса в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , но она не может возбуждаться при столкновении двух ядер  $^{12}\text{C}$  (запрет по четности) и ее следует искать при других входных каналах, в частности, в реакции  $^{12}\text{C} (^{14}\text{N}, d)$ , в которой возможна передача ядра  $^{12}\text{C}$  как в основном, так и в возбужденном состояниях [41].

Следующей важной особенностью КМ-состояний, которую необходимо учитывать в теоретических исследованиях и при построении соответствующих моделей, является отчетливое проявление  $\alpha$ -кластерных степеней свободы легких ядер при формировании КМ-резонансов. Необходимо также указать на общие черты спектра возбуждения как  $\alpha$ -кластерных, так и КМ-состояний при больших энергиях возбуждения — наличие расщепления или нескольких состояний с одинаковым спином, обнаруженных при изучении высоколежащих  $\alpha$ -кластерных состояний в ядрах  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  [94].

Еще одной существенной чертой КМ-состояний является большая по ядерным масштабам угловая скорость системы. Если бы удалось вращать КМ-системы, состоящие из тяжелых ядер с угловой скоростью, характерной для полосы КМ-состояний в ядре  $^{24}\text{Mg}$ , то легко достижимыми были бы моменты порядка 200—300  $\hbar$ . По этой причине КМ-состояния могут представлять значительный интерес и для специалистов в области быстро вращающихся ядер.

С точки зрения традиционной ядерной физики КМ-состояния можно представить как экстремальный изомер формы, характеризующийся быстрым вращением и максимальной октупольной деформацией (среди других состояний  $^{24}\text{Mg}^*$ , имеющих преимущественно квадрупольную деформацию).

Проведенный выше анализ теоретических методов и моделей, используемых для описания квазимолекулярных явлений в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , убедительно показывает, что мы имеем качественно и количественно правильное описание гросс-структуры упругих и отдельных неупругих сечений и качественное понимание роли неупругих каналов в формировании КМ-резонансов. Теоретические расчеты и сравнение с экспериментальными данными свидетельствуют в пользу сильной связи неупругих каналов с упругим (учет слабой связи каналов в модели пересекающихся полос не дает возможности объяснить структуру неупругого сечения в канале с возбуждением одного из ядер  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $0_2^+$  (7,65 МэВ). Однако мы находимся еще далеко от понимания всей физики рассматриваемого явления, особенно тонкой структуры. Хорошее качественное представление дают подход Фешбаха, метод резонирующих групп, интерполяционный подход, однако до сих пор совершенно не ясно, какие состояния могут обеспечивать тонкую структуру КМ-резонансов. В этом смысле изучение выстроенности и  $\gamma$ -переходов внутри КМ-полосы позволяет детальнее «прощупать» структуру волновых функций КМ-состояния.

До сих пор в данном обзоре мы рассматривали преимущественно КМ-явления в системе  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  и почти не затрагивали другие системы. Исследования последних десяти лет убедительно показывают, что такого же класса явления наблюдаются для большого числа пар сталкивающихся ионов (и, что очень важно, не только  $\alpha$ -кластерных). Эти явления обнаружены в системах  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  [95],  $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$  [9],  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  [8],  $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$  [96],  $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$  [97],  $^{14}\text{C} + ^{16}\text{O}$  [98],  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  [99] и ряде других (рис. 16, 17). В частности, обнаруженные в системе  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  структуры при  $E_{\text{ц.м.}}$  равной 53,56 и 59 МэВ, имеют хорошо определенные спины  $J$ , равные 36, 38, 40 [99]. Еще раз специально отметим, что энергии возбуждения компаунд-системы  $^{56}\text{Ni}^*$ , при которых эти структуры наблюдаются, порядка 70 МэВ. Идея образования двухчастичной ядерной молекулы, состоящей из тяжелых ядер  $\text{U} + \text{U}$  и  $\text{U} + \text{Sm}$  [100], позволяет хорошо понять узкий пик в спектре позитронов, наблюдающийся при столкновениях этих ядер с энергиями несколько мегаэлектрон-вольт на нуклон [101]. Эта же концепция, известная под названием двойной ядерной системы, оказалась исключительно полезной при изучении глубоконеупругих реакций, слияния, деления при взаимодействии тяжелых ионов во всем диапазоне массовых чисел и энергий  $\leq 10$  МэВ/нуклон [102].

Принцип Паули играет фундаментальную роль как в механизме образования долгоживущих КМ-состояний, так и в явлении аномального рассеяния назад [103, 104]. Последовательный учет принципа Паули в микроскопических расчетах ядро-ядерных потенциалов [14] приводит к появлению в этом потенциале отталкивательного кора, препятствующего слиянию двух ядер и ведущего к образованию долгоживущего поверхностного КМ- или  $\alpha$ -кластерного состояний.

Одновременно отраженная от кора волна приводит к увеличению упругого сечения под задними углами (аномальное рассеяние назад).

Большой интерес вызывает не только изучение двухчастичных ядерных квазимолекул, но и квазимолекул, состоящих из большого числа кластеров или ядер. Первые шаги в теоретическом изучении та-

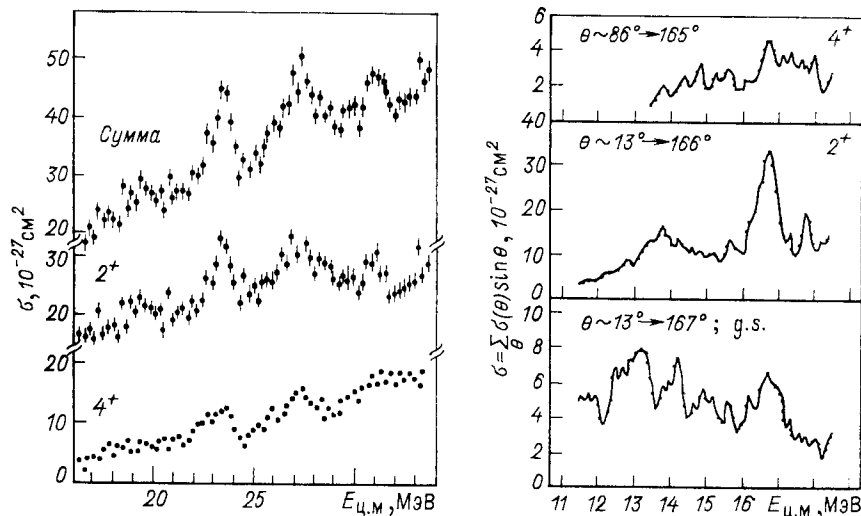


Рис. 16. Функция возбуждения в реакции  $^{14}\text{C} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{18}\text{O}^*$  [98] (а) и суммированное по углам сечение реакции  $^{12}\text{C} (^{16}\text{O}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}^*$  [95]) (б)

ких структур были сделаны в [105], а в [40, 106] построена модель трехчастичных ядерных молекул и проведены расчеты спектров и волновых функций ряда таких систем. Проведенные в последнее время экспериментальные исследования высоковозбужденных состояний  $^{20}\text{Ne}$  в реакции  $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, \alpha) ^{20}\text{Ne}^*$

[107, 108], а также состояния  $^{28}\text{Si}$ ,  $14^+$  ( $E^* \approx 36,5$  МэВ), возбуждаемого в реакции  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  [109], дают серьезные указания на большую примесь трехчастичной ( $^{12}\text{C} - \alpha - ^{12}\text{C}$ ) конфигурации для упомянутого состояния  $^{28}\text{Si}$  и на наличие конфигураций структуры ( $\alpha - ^{12}\text{C} - \alpha$ ) в спектре ядра  $^{20}\text{Ne}$  [110]. Вопрос о многочастич-

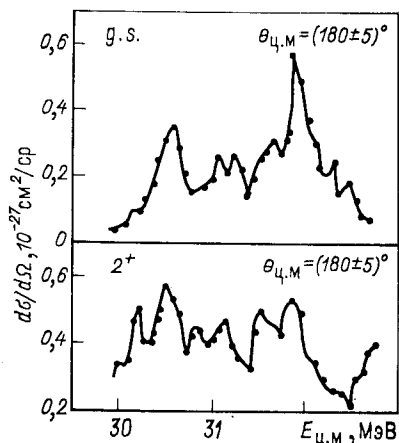


Рис. 17. Функции возбуждения для упругого и неупругого рассеяния [97] в реакции  $^{28}\text{Si} (^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}) ^{28}\text{Si} (2^+)$



ных ядерных квазимолекулах интересен еще и с точки зрения микроскопического объяснения механизмов фрагментации, которые интенсивно исследуются в реакциях с тяжелыми ионами.

Таким образом, ядерные молекулярные явления можно рассматривать как новый класс ядерных явлений, достаточно общий для всей физики тяжелых ионов. Изучение ядерных молекулярных состояний как экспериментальное, так и теоретическое по этой причине представляет большой общефизический интерес и позволяет пролить свет на механизмы протекания ядерных реакций и структуру ядер при высоких энергиях возбуждения и больших моментах.

Огромный объем экспериментальной и теоретической информации, накопленной к настоящему времени, по квазимолекулярным явлениям в области легких и средних ядер не дает возможности осветить все аспекты и нюансы этого явления в рамках одной статьи. Для более подробного знакомства с этой интересной областью физики тяжелых ионов можно указать ряд обзоров [5, 53, 87, 99, 100, 111, 112], содержащих также подробные ссылки на оригинальные работы.

Авторы выражают искреннюю благодарность Д. П. Гречухину за постоянный интерес к работе, В. З. Гольдбергу, К. А. Гридневу, М. С. Головкову за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bromley D. A., Kuchner J. A., Almqvist E. // Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 4. P. 365—367; Phys. Rev. 1961. Vol. 123. P. 878—893; Almqvist E., Bromley D. A., Kuchner J. A. // Phys. Rev. Lett. 1960. Vol. 4. P. 515—518.
2. Greenwood L. R., Fortune H. T., Segel R. E., Erskine J. R. // Phys. Rev. 1974. Vol. C10. P. 1211—1212.
3. Cosman E. R., Cormier T. M., Van Bibber K. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 265—268.
4. Erb K. A., Betts R. R., Hanson D. L. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 337—340.
5. Cormier T. M. // Ann. Nucl. Part. Sci. 1982. Vol. 32. P. 271—308.
6. Kondo Y., Matsuse T., Abe Y. // Prog. Theoret. Phys. 1978. Vol. 59. P. 465—479.
7. Imanishi B. // Nucl. Phys. 1969. Vol. A125. P. 33—56.
8. Liendo J. A., Gay D. L., Fletcher N. R. // Phys. Rev., 1985. Vol. C31. P. 473—476.
9. Connerth D., Bernhardt K. G., Eberhard K. A. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 1154—1160.
10. Spinka H., Winkler H. // Appl. J. 1972. Vol. 174. P. 455—462.
11. Korotky S. T., Erb K. A., Wielett S. J., Bromley D. A. // Phys. Rev. 1979. Vol. C20. P. 1014—1022.
12. Erb K. A., Bromley D. A. // Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 2784—2784.
13. Dasmahapatra B., Cujee B., Lahou F. // Lett. Nuovo cimento. 1982. Vol. 35. P. 345—351.
14. Брагин В. Н., Жуков М. В. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 725—761.
15. Erb K. A., Betts R. R., Korotki S. T. e. a. // Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 507—514.
16. Treu W., Fröhlich H., Galster W. e. a. // Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 2462—2464.
17. Satkowiak L. J., De Young P. A., Kolata J. J., Xapsos M. A. // Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 2027—2034.

18. Eberhard K. A., Mathiak E., Stettmeier J. e.a.//Phys. Lett. 1975. Vol. 56B. P. 445—448.
19. Fletcher N. R., Fox J. D., Kekelis G. J. e.a.//Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 1173—1179.
20. James D. R., Fletcher N. R.//Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 2248—2251.
21. Cindro N., Cocu F., Uzureau J. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39. P. 1135—1138.
22. Galster W., Treu W., Duck P. e.a.//Phys. Rev. 1977. Vol. C15. P. 950—953.
23. Voit H., Galster W., Treu W. e.a.//Phys. Lett. 1977. Vol. 67B. P. 399—404.
24. Treu W., Fröhlich H., Galster W. e.a.//Phys. Rev. 1978. Vol. C18 P. 2148—2151.
25. Galster W., Duck P., Fröhlich H. e.a.//Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 515—521.
26. Cormier T. M., Applegate J., Braun-Münzinger P. e.a.//Phys. Rev. Lett. Vol. 38. P. 940—943.
27. Cormier T. M., Jachcinski C. M., Berkowitz G. M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 924—927.
28. Fulton B. R., Cormier T. M., Herman B. J.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 198—203.
29. Balamuth D. P., Cannell L. E., Zurmühle R. W.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 2492—2502.
30. Lee S. Y., Wilschut H. W., Ledaux R.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 2844—2847.
31. Cosman E. R., Ledoux L., Lazzarini A. T.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 2111—2114.
32. Nathan A. M., Sandorfi A. M., Bowles T. J.//Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 932—943.
33. Davis C. A.//Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 1891—1914.
34. Nagatani K., Shimoda T., Tenner D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1480—1482.
35. Ishimura M., Takada E., Yamaya T., Nagatani K. e.a.//Phys. Lett. 1981. Vol. 101B. P. 31—34.
36. Brandorf D., Levine M. J., Barrette J., Kubano S. e.a.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 549—551.
37. Rae W. D., Stockstad R. G., Harvey B. J.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 884—887.
38. Furuno K., Katori K., Aoki T. e.a.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A321. P. 250—268.
39. Stwertka P. M., Cormier T. M., Herman M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 640—643.
40. Wiebicke H. J., Zhukov M. V.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A351. P. 321—364.
41. Artemov K. P., Goldberg V. Z., Timofeev V. A. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 149B. P. 325—329.
42. Fortune H. T., Headley S. C., Spadafora A. e.a.//Phys. Lett. 1982. Vol. 108B. P. 95—97.
43. Feshbach H., Kerman R., Lemmer K. e.a.//Ann. Phys. 1967. Vol. 41. P. 230—251.
44. Cindro N.//J. Phys. 1978. Vol. G4. P. 123—128.
45. Hahn D., Terleki G., Scheid W.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A325. P. 283—304.
46. Fink H. J., Scheid W., Greiner W.//J. Phys. 1975. Vol. G1. P. 685—699.
47. Iachello F.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 2778—2780.
48. Michaud G. J.//Phys. Rev. 1973. Vol. C8. P. 525—533.
49. Michaud G. J., Vogt E.//Phys. Rev. 1972. Vol. C5. P. 350—368.
50. Hecht K. T., Hofmann H. M., Zahn W.//Phys. Lett. 1981. Vol. 103B. P. 92—98.
51. Suzuki Y., Hecht K. T.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A388. P. 102—124.

52. Кукулин В. И., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 1236—1293.
53. Feshbach H. // J. Phys. Coll. 1976. Vol. C5 (37). P. 177—194.
54. Вильдермут К., Там Я. Единая теория ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1980.
55. Базь А. И., Жуков М. В. // ЯФ. 1972. Т. 16. С. 60—73; Там же. С. 958—973.
56. Berger J. F., Gogny D. // Nucl. Phys. 1980. Vol. A333. P. 302—332.
57. Cugnon J., Doubre H., Flocard H. e.a. // Nucl. Phys. 1979. Vol. A331. P. 213—236.
58. Baye D., Pecher N. // Nucl. Phys. 1982. Vol. A379. P. 330—348.
59. Cusson R. Y., Reinhard P. G., Strayer M. R. e.a. // Z. Phys. 1985. Bd. A320. S. 475—482.
60. Flocard H., Heenen P. H., Vautherin D. // Nucl. Phys. 1980. Vol. A339. P. 336—352.
61. Austern N., Blair I. S. // Ann. Phys. 1965. Vol. 33. P. 15—29.
62. Hahne F. J. W. // Nucl. Phys. 1967. Vol. A104. P. 545—563.
63. Phillips R. L., Erb K. A., Bromley D. A. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 566—570.
64. Carlson B. V., McVoy K. W. // Nucl. Phys. 1977. Vol. A292. P. 310—332.
65. Fuller R. C., Dragun O. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. P. 617—620.
66. Friedman W. A., McVoy K. W., Nemes M. C. // Phys. Lett. 1979. Vol. 87B. P. 179—182.
67. Lee B. Y., Chu Y. H., Kue T. T. // Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 1502—1511.
68. Glas D., Mosel U. // Phys. Rev. 1974. Vol. C10. P. 2620—2623; Nucl. Phys. 1975. Vol. A237. P. 429—440.
69. Langanke K., Koonin S. E. // Phys. Lett. 1983. Vol. 123B. P. 21—24.
70. Scheid W., Greiner W., Lemmer R. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 176—180.
71. Fink H. J., Scheid W., Greiner W. // Nucl. Phys. 1972. Vol. A188. P. 259—288.
72. Park J. Y., Greiner W., Scheid W. // Phys. Rev. 1977. Vol. C16. P. 2276—2290.
73. Konnecke R., Greiner W., Scheid W. // J. Phys. 1982. Vol. G8. P. 535—569.
74. Abe Y., Matsuse S. T., Kondö N. // Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 1365—1371.
75. Kondo Y., Abe Y., Matsuse S. T. // Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 1356—1364.
76. Abe Y., Kondo Y., Matsuse S. T. // Prog. Theoret. Phys. Suppl. 1980. Vol. 68. P. 303—358.
77. Tanimura O. // Nucl. Phys. 1980. Vol. A334. P. 177—188; Phys. Rep. 1980. Vol. 61. P. 253—277.
78. Tanimura O., Mosel U. // Phys. Lett. 1981. Vol. 105B. P. 334—338.
79. Tanimura O. // Nucl. Phys. 1978. Vol. A309. P. 233—254.
80. Satchler G. R. // Nucl. Phys. 1977. Vol. A279. P. 493—501.
81. Goto Y., Horiuchi H. // Prog. Theoret. Phys. 1979. Vol. 62. P. 662—680.
82. Данилин Б. В., Жуков М. В. // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 357—369.
83. Larry T. L., Beres W. P. // Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 2675—2677; Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 1145—1158.
84. Ahmed M. U., Beres W. P., Larry T. L. // Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 833—836.
85. Ahmed M. U., Beres W. P., Larry T. L. // Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 1058—1060.
86. Tanimura O., Mosel U. // Phys. Lett. 1982. Vol. 114B. P. 7—10.
87. Trautmann W. // Comm. Nucl. Part. Phys. 1984. Vol. 13. P. 251—266.
88. Trombik W., Trautmann W., Krug F. e.a. // Phys. Lett. 1984. Vol. 135B. P. 271—274.

89. Konnerth D., Dunnweber W., Hering W. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 588—591.
90. McGrath R. L., Abriold D., Karp J. e.a.//Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 2374—2377.
91. Metag V., Lazzatini A., Lesko K., Vandenbosch R.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 1486—1493.
92. Langanke K., van Roosmalen O. S.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 1358—1361.
93. Tanimura O., Mosel U.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A440. P. 173—188.
94. Артемов К. П., Гольдберг В. З., Петров И. П. и др.//ЯФ. 1975. Т. 22. С. 242—250; Artemov K. P., Goldberg V. Z., Petrov I. P. e.a.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A320. P. 479—488.
95. Hurd J. R., Fletcher N. R., Frawley A. D., Mateja J. F. e.a.//Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 528—539; Fröhlich H., Dück P., Treu W., Voit H.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 578—583; Frawley A. D., Fletcher N. R., Dennis L. C.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 860—865.
96. Cordell K. R., Wiedner G. A., Thornton S. T.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 2035—2041.
97. Barrette J., LeVine M. J., Braun-Munzinger P. e.a.//Phys. Rev. 1979. Vol. C20. P. 1759—1767.
98. Colata J. J., Beck C., Freeman R. M. e.a.//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 1056—1059.
99. Betts R. R.//Comm. Nucl. Part. Phys. 1984. Vol. 13. P. 61—71.
100. Greiner W.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A409. P. 395c—422c.
101. Scheweppe J., Gruppe A., Bethge K. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 2261—2264.
102. Волков В. В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоиздат, 1982.
103. Гриднев К. А., Оглоблин А. А.//ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. С. 393—434.
104. Брагин В. Н.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 1217—1228.
105. Horiuchi H., Ikeda K., Suzuki Y.//Prog. Theoret. Phys. Suppl. 1972. Vol. 52. P. 89—172.
106. Вибике Х. И., Жуков М. В.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 341—349; ЯФ. 1978. Т. 28. С. 926—934.
107. Hindi M. M., Thomas G. H., Radfort D. C., Parker P. D.//Phys. Lett. 1981. Vol. 99B. P. 33—37.
108. Hindi M. M., Thomas G. H., Radfort D. C., Parker P. D.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2902—2922.
109. Scheurer J. N., Bertauld D., Caussanel M. e.a.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A319. P. 274—300.
110. Жуков М. В.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 892—898.
111. Bromley D. A.//Resonances in Heavy Ion Reactions. (Lecture Notes in Physics. Vol. 156. Berlin, Springer, 1982). P. 1—32.
112. Braun-Munzinger P.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A409. P. 31c.—47c.