

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-187

15/1-78

1 - 11263

2115/2-78

В.В.Авдейчиков

МОДЕЛЬ ФРАГМЕНТАЦИИ
И ЯДЕРНЫЙ СКЕЙЛИНГ

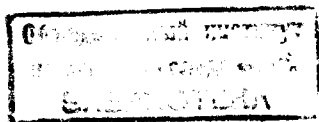
1978

1 - 11263

В.В.Авдейчиков *

МОДЕЛЬ ФРАГМЕНТАЦИИ
И ЯДЕРНЫЙ СКЕЙЛИНГ

Направлено в ЯФ



* Радиевый институт им. В.Г.Хлопина /Ленинград/.

чение фрагментации являются функцией минимальной регистрируемой энергии.

3. Энергетические спектры

Можно сконструировать энергетические спектры данного фрагмента, испускаемого из двух ядер-изотопов, например ^{12}C и ^{14}C . Из работ /8,13/ следует, что $\sigma_F(^3\text{He})$ в ядре ^{12}C равно 145 ± 8 / 132 ± 14 / МэВ/с, а в ядре ^{16}O - 156 ± 2 МэВ/с. Усредняя σ_F и интерполируя между ^{12}C и ^{16}O , получаем значения $\sigma_F(^3\text{He})$ равными 142 и 150 МэВ/с для ядер ^{12}C и ^{14}C соответственно с учетом небольшой поправки q_1^2 , равной ~ 3 МэВ/с. Принимая во внимание соотношение /12/, находим, что энергетический спектр фрагментов ^3He , полученных из ядер ^{12}C , более мягкий, чем спектр тех же фрагментов, полученных из ядер ^{14}C . Этот эффект был замечен в работе /16/ для изотопов - мишеней ^{10}B и ^{11}B и является характерным и для более тяжелых фрагментирующих ядер.

Направление \vec{q} ядра-отдачи, сформированное дифракционным процессом взаимодействия первичной частицы с ядром-мишенью, определяет жесткость энергетических спектров. Наиболее жесткий энергетический спектр появляется под углом, соответствующим максимуму в угловом распределении фрагментов. Эксперимент /14,17/ указывает на действительное существование такой закономерности.

4. Функция возбуждения

Функция возбуждения строится по аналогии с любым двухчастичным процессом, определяемым порогом реакции Q /например, с делением ядер/

$$\sigma_t(F_1, T_{\text{кин.}}) \sim e^{t_3 F_1} e^{-\frac{Q_{gg}}{T}} \rho(Q_{gg} + U^*)$$

/15/

при $U^* > -Q_{gg}$,

$$\sigma_t(F_1, T_{\text{кин.}}) = 0 \quad \text{при} \quad U^* < -Q_{gg} \quad /16/$$

Существующие экспериментальные данные соответствуют описанию по формулам /15/ и /16/. Из рис. 1 и 2 видно, в какой последовательности и с каким выходом должны появляться фрагменты при измерении функции возбуждения /направление - Q_{gg} /.

5. Экзотические ядра ^{10}He

Модель КДЧ распада предсказывает существование разного рода экзотических корреляций типа $2n$, $2p$, ^4He , $^4\text{He} + p$ и т.д. Энергетический спектр и сечение образования "квазифрагментов" нетрудно предсказать в рамках $Q_{gg} - t_3$ - систематики. Можно предсказать энергетический спектр и сечения образования еще неизвестных изотопов, среди которых наибольший интерес представляет ядро ^{10}He .

Поиску ^{10}He в реакциях многонуклонных передач посвящена работа /18/. Сечение выхода ^{10}He в реакции $^{15}\text{N} + ^{232}\text{Th}$ рассчитывалось на основе Q_{gg} -систематики. В других работах по поиску ^{10}He сечение выхода не рассчитывалось /см. ссылки в работе /18/. Отрицательный результат работы /18/ не является убедительным фактом в пользу неустойчивости ^{10}He . Из-за малой энергии связи относительно распада с испусканием 2-х нейтронов (E_{2n}) величина сечения образования стабильного ядра ^{14}Be / $E_{2n} \approx -0,4$ МэВ/ отклоняется от $Q_{gg} - t_3$ - систематики в 25 раз. Для стабильного ядра ^6He / $E_{2n} = -0,91$ МэВ/ эта величина меньше предсказываемой в 2 раза при $T = 3,05$ МэВ и в 4 раза при $T = 9,2$ МэВ. Нижний предел по выходу ^{10}He , полученный в работе /18/, в 8-10 раз меньше, чем ожидается в $Q_{gg} - t_3$ - систематике, поэтому необходимы новые эксперименты с регистрацией сечений по выходу ^{10}He /и ^{12}He / в 10^2 раз ниже достигнутого уровня.

Авдейчиков В.В.

1 - 11263

Модель фрагментации и ядерный скейлинг

Предлагается модель неравновесного квазидвухчастичного распада для описания процесса фрагментации ядер во всем диапазоне энергетических спектров фрагментов, в том числе скейлинговых. Рассмотрены следствия, предсказания модели и механизм фрагментации. Получена систематика сечений квазидвухчастичных процессов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Avdeichikov V.V.

1 - 11263

Fragmentation Model and Nuclear Scaling

A model of nonequilibrium quasitwoparticle decay is suggested for the description of the nuclear fragmentation process within the whole range of fragment energy spectra, including scaling ones. The consequences, predictions and mechanism of fragmentation are considered. A systematics for quasitwoparticle process cross sections has been suggested.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в связи с вопросами о природе прямых процессов и кластерной структуре ядер в литературе широко обсуждается механизм взаимодействия частиц и ядер высокой энергии с ядрами и систематика продуктов неупругих взаимодействий^{/1-3/}.

Определенный успех в систематике сечений образования остаточных ядер^{/4/} посредством аппроксимации типа Рудстама инициировал внимание к каскадно-испарительной и каскадно-взрывной моделям расщеплений легких ядер при высоких энергиях первичных частиц. В ряде работ^{/5-7/} было получено разумное соответствие измеренных сечений образования остаточных ядер с вычисленными по модели каскад + многочастичный распад. Замеченная авторами работ^{/4,6/} качественно важная роль изотопических спинов (t_3) ядер мишеней и ядер-продуктов в систематике абсолютных сечений образования остаточных ядер нашла, по мнению авторов, естественное объяснение в модели каскад + многочастичный распад, а именно: образование остаточного ядра с минимальным значением t_3 энергетически выгодно с точки зрения энергии, реализуемой на стадии многочастичного распада. Но подобный анализ полных сечений образования ядер-остатков не дает возможности понять детали механизма взаимодействия из-за малой чувствительности расчетных величин к выбору параметров взаимодействия. Понимание кластерной структуры ядра и вообще структурные особенности ядер находятся за рамками модели.

В данной работе предлагается модель фрагментации /часть I - легкие ядра, часть II - тяжелые ядра/ ядер и механизм формирования фрагментов, в том числе скейлинговых, на основе квазидвухчастичного /КДЧ/ неравновесного распада фрагментирующего ядра. Обсуждается соответствие модели существующей экспериментальной информации. Предлагается $Q_{gg} - t_3$ - систематика для описания полных сечений фрагментации ядер. Анализируются некоторые следствия модели.

II. СИСТЕМАТИКА СЕЧЕНИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ПАДАЮЩЕГО ЯДРА

Хекман и др. /8/ провели исследование взаимодействий ускоренных ядер ^{12}C / $T_{\text{кин}} = 2,10$ и $1,05$ ГэВ/нуклон/ и ^{16}O / $T_{\text{кин}} = 2,1$ ГэВ/нуклон/ с ядрами-мишенями Н, Ве, С, Al, Cu, Ag и Рь. Продукты фрагментации падающей частицы регистрировались под углом 0° в телесном угле 12 мрад.

Основные закономерности фрагментации ядер ^{12}C и ^{16}O сводятся к следующему.

1. Сечение фрагментации факторизуется, $\sigma_{\text{fr}} = \sigma_B \cdot A^{1/4}$, т.е. сечение взаимодействия ядер распадается на сомножители, зависящие от свойств фрагментирующего ядра (σ_B) и свойств ядра-мишени (А).

2. Распределение фрагментов по продольным импульсам в системе покоя фрагментирующего ядра В может быть представлено в виде функции Гаусса

$$dN/dp_{||} = a \cdot \exp(-p_{||}^2 / 2\sigma_{||}^2) , \quad /1/$$

где $p_{||}$ - продольная компонента импульса $\sigma_{||}^2 = \langle p_{||}^2 \rangle$.

3. Существует небольшой сдвиг в значении $\langle p_{||} \rangle$

$$\langle p_{||} \rangle = -0,5 \sigma_{p_{||}} + 30,0 \text{ МэВ/с.} \quad /2/$$

4. Распределения /1/ по продольным и поперечным импульсам совпадают и $\sigma_{||} = \sigma_{\perp}$, что соответствует изотропному распаду ядра В в его системе покоя.

5. Зависимость $\sigma_{||}$ /или σ_{\perp} / от массового номера фрагмента F ($F \neq 1$) может быть аппроксимирована в виде

$$\sigma_{||}^2(F, B) = 4\sigma_0^2 F(B-F)/B^2 , \quad /3/$$

где σ_0 - фитируемая переменная. Общий характер зависимости $\sigma_{||}(F, B)$ формула /3/ описывает достаточно хорошо, тем не менее около 50% точек отклоняются на 2-3 стандартных ошибки от фитирующей кривой.

Параболическая зависимость $\sigma_{||}^2(F)$ типа $F(B-F)$ есть следствие статистической гипотезы Фешбаха-Ханга /9/, как это показано в работе /10/.

В работе /11/ сделана попытка проанализировать данные /8/ по сечениям образования ядер-остатков ($F \geq B/2$) на основе модели дифракционного возбуждения ядра В, исходя из предположений, что а/ ядро В - всегда сферическое и б/ диаметр ядра В

$$d_B = d_{F_1} + d_{F_2} + \bar{R} , \quad /4/$$

где $\bar{R}^{-\alpha} \sim Q_{F_1}$ - расстояние между "кластерами" в ядре В, Q_{F_1} - энергия связи фрагмента F_1 в ядре В и $\alpha > 0$ - некоторый подгоночный параметр. Модель не описывает сечений фрагментации даже для $F_1 > B/2$, но верно отражает зависимость $\sigma^2(F, B)$, исходя из гипотезы двухтельного распада ядра В.

Мы предлагаем формулу для описания инклюзивных спектров образования фрагментов ($B-1 > F > 1$) в л.с. /в системе покоя фрагментирующего ядра $F(|t^*|) = F(U^*) = \text{const}$, $p_{\text{л.с.}} = p$ / в виде:

$$d\sigma/d\Omega dp_{\text{л.с.}} = \quad /5/$$

$$= c(z) e^{-\frac{Q_{gg}}{T}} e^{t_3 F} p e^{-\frac{p^2}{2\sigma_F^2}} f(A) F(|t^*|) ,$$

где $Q_{gg} = M_B - (M_{F_1} + M_{F_2})$ - энергетический баланс реакции; в случае нестабильности фрагмента F_2 $M_{F_2} = \sum M_{F_i}$. В случае фрагментации ядер ^{12}C и ^{16}O в конечном состоянии может быть от 2-х до 4-х продуктов,

каждый из которых считается образующимся в основном состоянии ($Q_{\text{ground-ground}}$).

Величина $t_{3F} = (Z_F - N_F)/2$ и по смыслу совпадает со значением третьей проекции изотопического спина фрагмента F.

$$f(A) = A^{1/4}, \quad /6/$$

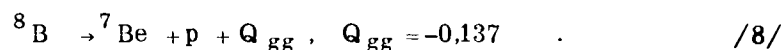
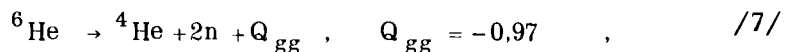
T - эффективная температура возбужденного ядра B.

Фактор $c(Z)$ является внутренней характеристикой фрагментирующего ядра, $F(|t^*|) = F(U^*, \vec{q}^2)$ характеризует механизм взаимодействия сталкивающихся ядер, смысл $F(|t^*|)$ рассмотрим позже, а пока пусть $F(|t^*|) = \text{const}$.

На рис. 1 и 2 приведена систематика полных сечений фрагментации ядер ^{12}C и ^{16}O при взаимодействии с ядром ^{12}C в соответствии с формулой /5/.

Обращают на себя внимание 3 исключения из предлагаемой систематики: ^6He , ^8B и ^{13}B . Эти исключения связаны не с особенностями фрагментации ядер ^{12}C и ^{16}O , а с внутренними свойствами фрагментов ^6He и ^8B .

Действительно, оба ядра неустойчивы к распаду при очень малых энергиях возбуждения.



Аномалию в поведении ^{13}B можно объяснить только подавлением канала многочастичного распада $^{16}\text{O}^*$.

Значение kT только в самом грубом приближении можно считать /8/ на основе анализа σ_0^2 и при условии, что ядро B пришло в состояние термодинамического равновесия с температурой T, равным средней энергии связи /МэВ/нуклон/. Согласно /10/ и /9/

$$kT_{\text{th.}} = 4\sigma_0^2 / m_N B, \quad /9/$$

где m_N - масса нуклона. Как мы увидим в дальнейшем

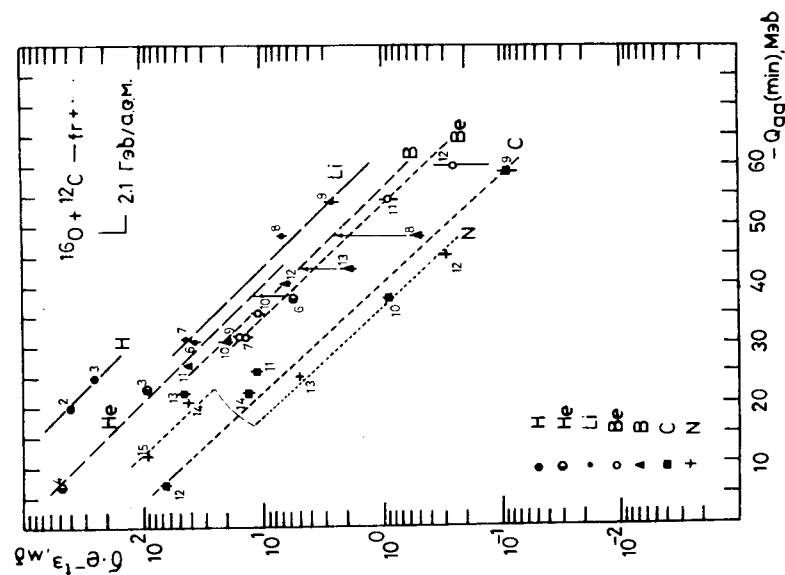


Рис. 2. Систематика полных сечений фрагментации падающего ядра ^{16}O при кинетической энергии 2,1 ГэВ/нуклон.

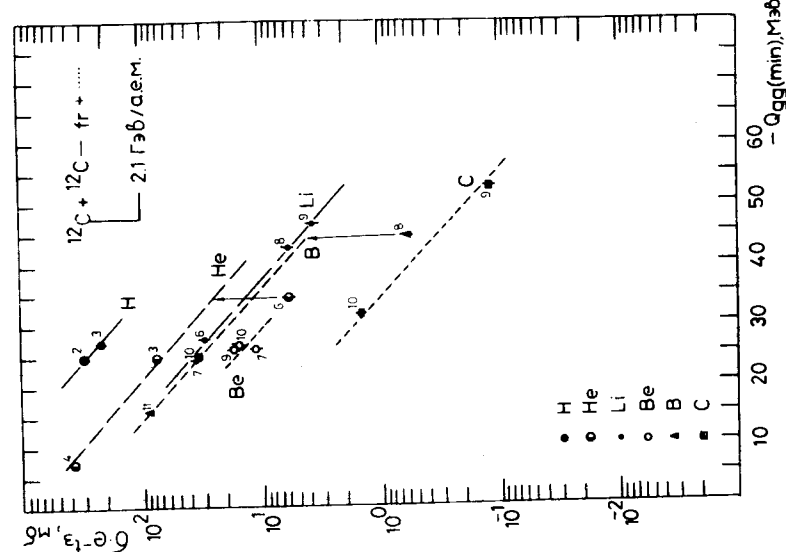


Рис. 1. Систематика полных сечений фрагментации падающего ядра ^{12}C при кинетической энергии 2,1 ГэВ/нуклон.

из анализа $F(|t^*|) = F(U^*, \vec{q}^2)$, из экспериментальных данных работы /8/ можно извлечь значения T , близкие к полученным в систематике Q_{gg-t_3} , формула /5/.

Соотношения kT , полученные в работе /8/ и данной работе на основе анализа Q_{gg-t_3} -систематики, имеют следующий вид:

$$\frac{kT_{12C}}{kT_{16O}} = \frac{7,7 \pm 0,4}{7,8 \pm 0,3} = 0,99 \pm 0,05 \text{ /8/},$$

$$\frac{kT_{12C}}{kT_{16O}} = \frac{8,2 \pm 0,5}{9,2 \pm 0,4} = 0,90 \pm 0,07 \text{ /см. формулу /5//}.$$

В части II данной работы /12/ мы увидим, что для другого класса двухквaziчастичных процессов /реакции много-нуклонных передач/, подчиняющихся Q_{gg-t_3} -систематике, значение T соответствует температуре ядра, не достигшего стадии термодинамического равновесия.

В анализе сечения фрагментации падающего ядра мы исключили $F=1$ и $F=B-1$, поскольку импульсное распределение протонов /8/ не удовлетворяет зависимости /1/ и, следовательно, не описывается как продукт только квазидвухчастичного /КДЧ/ неравновесного распада.

Образование фрагментов в возбужденном состоянии в результате КДЧ распада указывает на необходимость существования коррелированных пар, распадающихся, в свою очередь, по формуле /5/ со своими значениями Q_{gg} , T и \vec{q}^2 . Схематически процесс фрагментации может быть представлен следующим образом /рис. 3/.

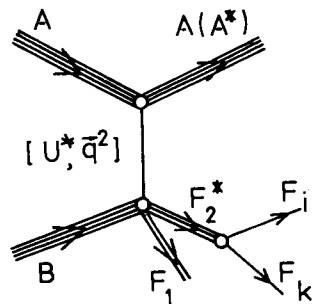


Рис. 3. Схема квазидвухчастичного процесса фрагментации падающего ядра.

Распад возбужденного фрагмента F_2^* в итоге дает очень малый вклад в сечение и форму спектров фрагментов более легких, но является источником разного рода экзотических корреляций, например, $2p$, $2p$, $^8\text{He} + p$, $^8\text{He} + 2p$ и т.д., сечение образования которых и форму импульсного спектра можно рассчитать по формуле /5/.

III. ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ

На рис. 4 приведены спектры продуктов реакций, образующихся под углом 90° /л.с./ при взаимодействии

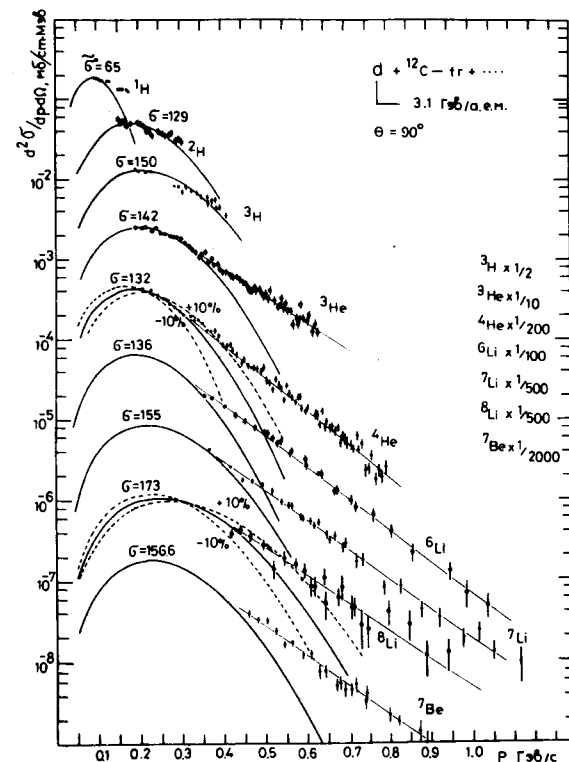


Рис. 4. Дифференциальные импульсные спектры фрагментов, образующихся в реакции $d + ^{12}\text{C}$.

$\alpha + {}^{12}\text{C} / T_{\alpha, \text{кин.}} = 3,1 \text{ ГэВ/нуклон/}$, полученные в работе /13/, в импульсном представлении. Сплошной жирной линией показаны импульсные спектры, полученные в работе /8/ на основании формулы /1/ и с учетом симметрии по σ_F^2 ($\sigma_{\perp}^2 = \sigma_{\parallel}^2$). В расчете спектра учтен факт небольшого сдвига $\langle p_{\parallel} \rangle$ в §2 п. 3/ в импульсном распределении фрагментов в системе покоя фрагментирующего ядра, соответствующий $\langle q_{\perp}^2 \rangle = 10^2 \text{ МэВ/с}^2$. Все значения σ_F^2 взяты из эксперимента /8/, $\tilde{\sigma}$ означает, что импульсный спектр протонов не описывается функцией Гаусса /1/. Никакой нормировки сечений, кроме умножения на фактор $A^{1/4} / A_{12\text{C}, 16\text{O}}^{1/4}$ и $A^{1/4} / a$ не проводилось.

Из рисунка видно, что изучение фрагментации падающего ядра дает информацию о низкоимпульсной части спектра, а изучение фрагментации ядра-мишени - о всем диапазоне импульсного спектра одного и того же фрагментирующего ядра. Поскольку в работе /13/ не ставилась задача изучения всего спектра фрагментов, низкоимпульсная часть представлена неполно.

Применительно к данному типу экспериментов условия предельной фрагментации сводятся к следующему:

1/ форма импульсного распределения фрагментов не должна зависеть от энергии первичной частицы;

2/ первичная частица A входит как фактор в полное сечение фрагментации ядра-мишени B :

$$\sigma_F = \sigma_B f(A), \quad f(A) = A^{1/4} \quad /10/$$

В этой же работе /13/ мы исследовали энергетические спектры ${}^1, {}^2, {}^3\text{H}$, ${}^3, {}^4\text{He}$ в реакции $d + {}^{12}\text{C}$ в интервале кинетической энергии дейтронов 1,1; 1,5; 1,9; 2,0; 2,4; 3,1; 3,7 и 4,6 ГэВ/нуклон, а на пучке альфа-частиц - при энергии 2,5 ГэВ/нуклон и нашли, что форма спектров фрагментов не меняется.

Влияние первичной частицы на характер процесса состоит в следующем:

а/ Для низкоимпульсной компоненты $\langle p_F^2 \rangle \approx \sigma_F^2$ /среднее взвешенное по сечениям образования несколь-

ких фрагментов/; $\sigma_a / \sigma_d = 1,23 \pm 0,05$ /по ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ /; $\gamma = A_a^{1/4} / A_d^{1/4} = 1,19$; $\sigma_d / \sigma_d^* = 1,30 \pm 0,15$ /по ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ /; $\gamma = 1,19$.

б/ Для высокоимпульсной компоненты имеем: $\langle p_F^2 \rangle \gg \sigma_F^2$; $\sigma_a / \sigma_d = 1,27 \pm 0,13$ /по ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ /; $\sigma_d / \sigma_p = 1,10 \pm 0,10$ /по ${}^4\text{He}$, ${}^6, {}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^9, {}^{10}\text{Be}$ /.

Для сравнения приведем геометрический фактор $A^{2/3}$. $a/d = 1,58$; $d/p = 1,58$; $a/p = 2,50$.

Штриховой линией на рис. 4 показано влияние 10%-ного отклонения в значении σ_{F1} на форму импульсного спектра. Из рисунка видно, что низкоимпульсная часть спектра переходит в высокоимпульсную плавно, без изломов. Ясно, что изучение спектров в низкоимпульсной части в такой постановке эксперимента даст важную информацию о параметре гауссова распределения фрагментов внутри ядра B с ошибкой $3 \div 4\%$, т.е. о структуре ядра с известной энергией возбуждения /фактор $F(U^*, q^2)$ /.

Таким образом, в пределах экспериментальных ошибок полные сечения фрагментации ядер ${}^{12}\text{C}$ подчиняются $Q_{gg} - t_3$ -систематике, представленной формулой /5/ и на рис. 1, а дифференциальное сечение описывается в большей своей части формулой /5/ при $F(|t^*|) = \text{const}$. В отличие от экспериментов /8/ в работе /13/ мы получили высокоимпульсную компоненту. Вклад высокоимпульсной компоненты в полное сечение фрагментации в зависимости от массы фрагмента представлен на рис. 5. Для расчета высокоимпульсная компонента фитировалась в виде $\exp(-p/p_0)$. Итак, вклад высокоимпульсной компоненты в пределах ошибок не зависит от массы фрагмента, в то время как полное сечение σ_t фрагментации меняется значительно, например в 100 раз для ${}^4\text{He} - {}^8\text{Li}$.

* $p + {}^{12}\text{C}$ из работы /14/, $T_{\text{кин.}} = 0,66 \text{ ГэВ}$.

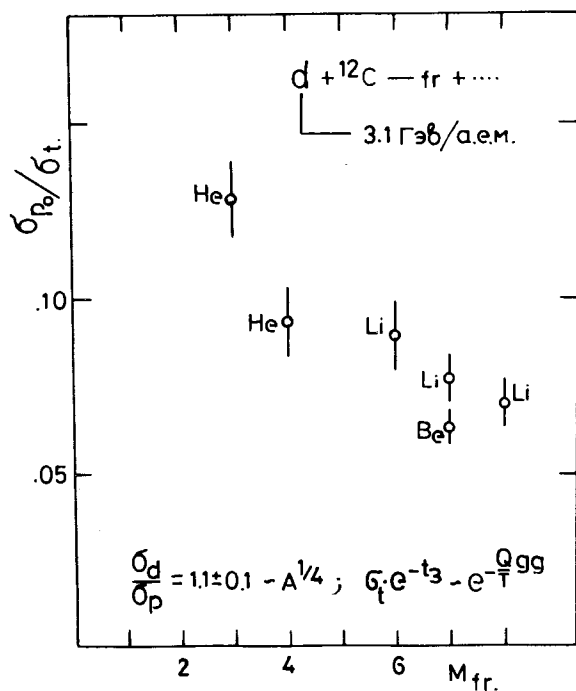


Рис. 5. Относительный вклад высок импульсной компоненты спектров фрагментов в зависимости от массы фрагмента, образующегося в реакции $d + {}^{12}\text{C}$.

Это означает, что высок импульсная компонента сечения (σ_{p0}) подчиняется той же систематике КДЧ процесса $Q_{gg} - t_3$, с теми же значениями Q_{gg} и T . Это указывает на то, что процесс, формирующий низк импульсную часть спектров фрагментов и высок импульсную часть спектров фрагментов /скейлинговые фрагменты^[2] /, один и тот же и одна природа этих фрагментов, связанная со структурой ядра, а форма импульсного спектра, особенно в высок импульсной части, определяется механизмом взаимодействия первичной частицы с ядром-мишенью.

Дополнительные аргументы следуют из анализа рис. 6. На рис. 6а представлена корреляция между вели-

чиной σ_F /полученной по данным работы [9] / и значением p_0 параметра, фитирующего высок импульсную компоненту /рис. 4/:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega dp} \right|_{p \gg \sigma_F} \sim \exp(-p/p_0). \quad /11/$$

На рис. 6б - та же корреляция, только значения σ_F взяты из эксперимента^[8] для энергии фрагментирующего ядра 1,05 ГэВ/нуклон и на рис. 6в - для энергии 2,1 ГэВ/нуклон. В соответствии с условиями предельной фрагментации [2] данные рис. 6б и 6в можно объединить. Результат представлен на рис. 6г. Факт существования корреляции не вызывает сомнения, но при условии, что значение σ_F не следует брать из расчетов по равновесной термодинамической модели. Присущие именно данному фрагменту свойства /значение импульса Ферми нуклонов в кластере внутри ядра ${}^{12}\text{C}$, величина σ_F^2

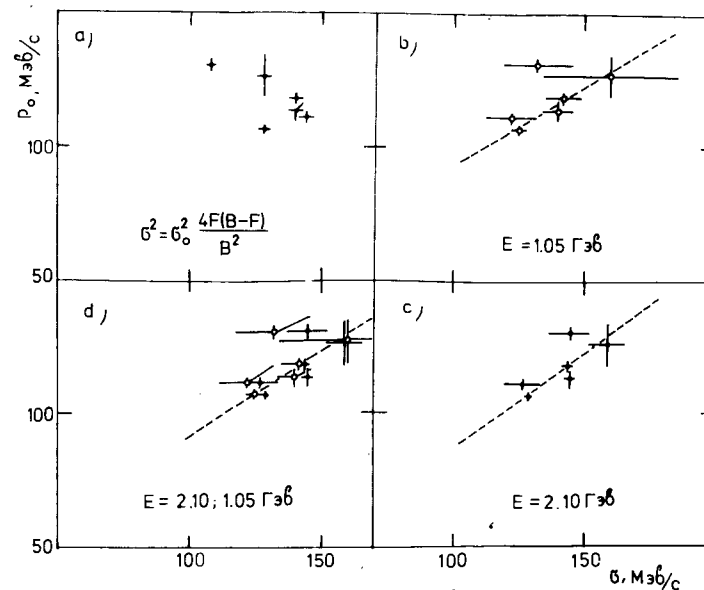


Рис. 6. Корреляция между параметрами низк импульсной части спектров фрагментов σ_F и высок импульсной части p_0 .

и, следовательно, эффективный "объем взаимодействия" / сохраняются и отражаются в форме высокоимпульсной компоненты. Это и есть информация о свойствах кластера F внутри возбужденного ядра, причем, по-видимому, эти свойства очень слабо зависят от энергии возбуждения и типа возбужденного ядра, т.к. характер отклонений σ_F от зависимости типа $F(B-F)$ не зависит от ядра B. В таком случае можно ожидать существования связанных состояний экзотических ядер /например, ${}^4\text{H}$, ${}^6\text{H}$ / с временами жизни $\sim 10^{-22} \div 10^{-21}$ с. Экспериментальная проверка существования подобных систем возможна на основе кинематики квазидвухчастичного процесса.

По виду корреляции

$$p_0 = \alpha \sigma_F + \beta$$

/12/

нетрудно догадаться, что

$$F(|t^*|) \sim e^{-\alpha|t^*|}$$

/13/

К взаимодействию, формирующему КДЧ процесс образования фрагментов, можно предъявить следующие требования:

1. Взаимодействие должно сохранить адронный состав фрагментирующего ядра и передать ядру $U^* \geq Q_{gg}$ и импульс \vec{q} .

2. Процесс должен иметь максимум по переданному 4-импульсу $|t^*|$ вблизи 0° .

3. Функция $F(|t^*|)$ должна иметь вид, близкий к экспоненте по переданному импульсу.

4. Характерные черты процесса должны проявляться уже при энергиях порядка нескольких десятков мегаэлектрон-вольт.

5. Функция $F(|t^*|)$ с увеличением энергии первичной частицы ($kg_0 \gg 1$) должна приближаться к асимптотическому пределу, определяемому только размером области взаимодействия r_0 /выход сечения на скейлинг/ и не зависящему от детальной природы взаимодействия.

Перечисленные требования указывают на необходимость привлечения представлений, основанных на дифракционном характере процессов неупругого взаимодействия адронов и ядер с ядрами, например дифракционной теории Глаубера /15/. Расчеты дифференциальных сечений неупругого рассеяния адронов на ядрах с возбуждением, достаточным для распада ядер, мы не нашли в литературе. Для качественного анализа можно использовать результаты расчета упругого рассеяния

$$F(|t|) \sim \exp(-b|t|).$$

/14/

IV. НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ МОДЕЛИ КДЧ РАСПАДА

1. Вероятность кластерного состояния

Предлагаемая модель фрагментации исходит из факта, что в основном состоянии ядро не кластеризовано, а вероятность кластерной конфигурации есть функция U^* . Например, из рис. 1 следует, что ядро ${}^{12}\text{C}$ уже при самых малых значениях U^* проявляется в виде конфигурации $\alpha + \dots$, а при $U^* > 30 \text{ МэВ}$ имеется большой набор кластерных конфигураций, сечение выхода фрагментов есть функция ширины соответствующего состояния /фактор $c(z)$ в формуле /5//.

2. Угловое распределение фрагментов

Угловое распределение фрагментов изотропно в системе покоящегося ядра. Поскольку в эксперименте всегда есть минимальная детектируемая энергия, то угловое распределение имеет максимум в л.с. в направлении \vec{q} ядра-отдачи для фрагментов с малым значением $-Q_{gg}$ и будет смещаться к малым углам и увеличивать дисперсию по мере роста $-Q_{gg}$ из-за увеличения $|t^*|$ и дисперсии $\delta(|t^*|)$. Экспериментально наблюдаемая форма углового распределения и, следовательно, полное се-

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
2. Лексин Г.А. Ядерный скейлинг. М., МИФИ, 1975.
3. Яковлев Ю.П. ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 2, с. 225.
4. Bernas R. e.a. *Ann.Phys.*, 1967, 44, p. 426.
5. Барашенков В.С., Абдинов О.Б. *Acta Phys.Polon.*, 1972, B3, No. 3, p. 385.
6. Rey M. *Campaghholle-Epherre These*, Orsay, 1972.
7. Epherre M.E. e.a. *Nucl.Phys.*, 1969, A139, p. 545.
8. Greiner D.E.e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 35, No.3, p. 152.
9. Feshbach H., Huang K. *Phys.Lett.*, 1973, 47B, p. 300.
10. Goldhaber A.S. *Phys.Lett.*, 1974, 53B, No. 4, p. 306.
11. Masuda N., Uchiyama F. *Phys.Rev.*, 1977, C15, N3, p. 972.
12. Авдейчиков В.В. ОИЯИ, 4-11262, Дубна, 1978.
13. Безногих Г.Г. и др. ОИЯИ, P1-10944, Дубна, 1977.
14. Авдейчиков В.В., Богатин В.И., Ложкин О.В. ЯФ, 1977, 25, в. 1, с. 3.
15. Glauber R. *High Energy Physics and Nuclear Structure*, ed. G.Alexander, NHPC, Amsterdam, 1967.
16. Авдейчиков В.В. и др. ОИЯИ, 1-7894, Дубна, 1974.
17. Богатин В.И. и др. ОИЯИ, 1-7653, Дубна, 1973.
18. Artukh A.G. e.a. *Nucl.Phys.*, 1971, A168, p. 321.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 января 1978 года.