

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



A-187

15/v-78

4/- 11262

2114/2-78

В.В.Авдейчиков

МОДЕЛЬ ФРАГМЕНТАЦИИ  
И РЕАКЦИИ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

**1978**

4 - 11262

В.В.Авдейчиков \*

МОДЕЛЬ ФРАГМЕНТАЦИИ  
И РЕАКЦИИ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

*Направлено в ЯФ*



---

\*Радиовый институт им. В.Г.Хлопина /Ленинград/.

Авдейчиков В.В.

4 - 11262

Модель фрагментации и реакции многонуклонных передач

Для описания характеристик процесса фрагментации при взаимодействии частиц высоких энергий с тяжелыми ядрами и реакций многонуклонных передач применяется модель неравновесного квазидвухчастичного распада. На основе  $Q_{gg} - t_3$ -систематики анализируется проблема ядерной стабильности  $^{10}\text{He}$ . На примере расчета массовых распределений продуктов деления урана демонстрируется возможность описания процесса деления ядер в рамках квазидвухчастичного распада и  $Q_{gg} - t_3$ -систематики.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Avdejchikov V.V.

4 - 11262

Fragmentation Model and Multinucleon Transfer Reactions

A model of the nonequilibrium quasitwoparticle decay is used for the description of characteristics of fragmentation process at the interaction of high energy particles with heavy nuclei and for multinucleon transfer reactions. The problem of nuclear stability of  $^{10}\text{He}$  is analysed on the basis of  $Q_{gg} - t_3$  systematics. Taking mass distributions of uranium fission products as an example, a possibility is demonstrated for describing the nuclear fission process within the quasitwoparticle decay and the  $Q_{gg} - t_3$  systematics.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Современное состояние в изучении явления испускания фрагментов при взаимодействии частиц высоких энергий с ядрами достаточно полно изложено в монографии <sup>/1/</sup>. В работе <sup>/2/</sup> делается попытка систематизировать сечения фрагментации на основе феноменологической модели <sup>/3-5/</sup>. Сечения образования фрагментов авторы <sup>/2-5/</sup> объединяют в семейства, которые характеризуются массовым числом /изобарические мультиплеты/.

В данной работе продолжен анализ предложенной ранее <sup>/6/</sup> модели неравновесного квазидвухчастичного /КДЧ/ процесса фрагментации в реакциях с тяжелыми ядрами. В рамках этой же модели рассматривается процесс образования тяжелых заряженных частиц в реакциях многонуклонных передач при энергиях первичного иона  $\sim 10$  МэВ/нуклон. Изучается проблема ядерной стабильности  $^{10}\text{He}$ . Приводится анализ экспериментов по поиску  $^{10}\text{He}$  в реакциях многонуклонных передач и тройного деления ядер на основе  $Q_{gg} - t_3$ -систематики.

## §2. ФРАГМЕНТАЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Поскольку значительная часть энергетических спектров фрагментов имеет "скейлинговый" высокоэнергетический "хвост", то описать в данное время весь энергетический спектр без привлечения механизма взаимодействия первичной частицы с ядром /типа Глаубера/ пока не представляется возможным. Но некоторые

особенности явления, например отношение выходов одного и того же фрагмента F из двух ядер-изотопов, можно описать в рамках предложенной в /6/ формулы, учитывая, что сечения для низкоэнергетической и высокоэнергетической компоненты подчиняются одной систематике, а именно:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = c(z) \cdot \exp(t_3) \cdot \exp\left(\frac{Q_{gg}}{T}\right), \quad /1/$$

где T - неравновесная температура фрагментирующего ядра, введенная для описания КДЧ процессов.

Исходное положение модели состоит в том, что в ядре в основном состоянии нет готовых кластеров, они формируются вследствие неупругого взаимодействия /не каскадного типа! / первичной частицы /или ядра/ с ядром-мишенью. В работе /6/ указаны основные характеристики процесса, формирующего возбужденное состояние (U\*), тип кластерной конфигурации (Q<sub>gg</sub>, t<sub>3</sub>) и импульс ядра-отдачи  $\vec{q}$ . В области очень высоких энергий для процесса, формирующего возбужденное состояние, можно написать /1/

$$\sigma(|t|) = N(B)a \cdot \exp(-10|t|) \text{ барн/ср}, \quad /2/$$

где

$$N(B) \sim B^{1/3}, \quad B = 6 \div 60,$$

но для точного расчета необходимы данные по неупругому рассеянию двумерного типа

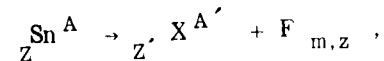
$$\sigma(|t^*|, U^*). \quad /3/$$

Из доступных расчету характеристик фрагментации выберем "изотопический эффект" /2-5/, т.е. зависимость сечения выхода данного фрагмента F<sub>m,z</sub> от третьей проекции T<sub>3B</sub> изотопического спина ядра-мишени. В рамках предложенной модели нет необходимости вводить упомянутый параметр T<sub>3B</sub>.

Считая F(|t\*|) и  $\sigma_F^2 = \langle p_F^2 \rangle$  данного фрагмента для ядер <sup>112</sup>Sn и <sup>124</sup>Sn величиной постоянной и учитывая, что  $\sigma_F^2 \sim p_o^2$  /6/, получаем для отношения сечений:

$$\frac{\sigma(F_{m,z})^{112} \text{ Sn}}{\sigma(F_{m,z})^{124} \text{ Sn}} = \frac{c_1}{c_2} \cdot \exp[(Q_{112} - Q_{124})/T]. \quad /4/$$

Величина отношения определяется только значением c<sub>1</sub>/c<sub>2</sub> /нормировочный коэффициент/ и Q<sub>gg</sub>, где Q<sub>gg</sub> - энергетический баланс реакции



/5/

$$M = M' + m + Q_{gg}.$$

Таблица

Фрагмент	$\sigma(^{112}\text{Sn})$	Q <sub>112</sub>	$\sigma(^{112}\text{Sn})$
	$\sigma(^{124}\text{Sn})$ (эксперимент)	Q <sub>124</sub> (Q <sub>gg</sub> )	$\sigma(^{124}\text{Sn})$ (расчёт)
<sup>3</sup> He	1,4	$\frac{-15,14}{-22,33}$	1,73
<sup>4</sup> He	1,32±0,04	$\frac{-1,765}{-6,675}$	1,00 *)
<sup>6</sup> Li	1,03±0,04	$\frac{-15,88}{-22,95}$	1,00 *)
<sup>7</sup> Li	0,53±0,04	$\frac{-16,36}{-21,11}$	0,56
<sup>8</sup> Li	0,29±0,05	$\frac{-24,51}{-26,62}$	0,29

\*Нормировано к <sup>6</sup>Li и <sup>4</sup>He (c<sub>1</sub>/c<sub>2</sub>).

Значение  $T$  выбрано равным  $4 \text{ МэВ}$ , т.е. значительно ниже, чем величина, получаемая из анализа формы энергетических спектров на основе испарительной модели, но выше, чем получается в случае равновесной термодинамики для подобной возбужденной системы /7/. Результат расчета представлен в *таблице*.

Из *таблицы* видно общее хорошее согласие расчета и эксперимента, кроме случая  ${}^3\text{He}$ . Есть основания считать, что в случае  ${}^3\text{He}$  экспериментальная ошибка может достигать  $30 \div 50\%$  /8/.

Все принципы модели КДЧ распада для описания фрагментации тяжелых ядер применимы в такой же степени, как и для описания фрагментации легких ядер.

### §3. РЕАКЦИИ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ КАК КДЧ ПРОЦЕСС НЕРАВНОВЕСНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ

В работе /9/ при изучении реакции  ${}^{22}\text{Ne} + {}^{232}\text{Th}$  была установлена закономерность выхода легкого ядра-фрагмента в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \exp(Q_{gg}), \quad /6/$$

названная впоследствии  $Q_{gg}$ -систематикой. Характер зависимости /6/ в общем сохранился и в реакции  ${}^{15}\text{O} + {}^{232}\text{Th}$  /10/, и в реакциях  ${}^{16}\text{O} + {}^{232}\text{Th}$  и  ${}^{16}\text{O} + \text{Au}$  /10/.

Систематические и часто существенные отклонения от простой  $Q_{gg}$ -зависимости привели авторов /11-14/ к заключению о существовании более совершенной зависимости и к систематике  $Q_{gg} - \delta(n) - \delta(p)$ , где  $\delta(n)$  и  $\delta(p)$  - поправки на разделение нейтронных и протонных пар, передаваемых ядру-мишени или падающему иону. На *рис. 1а* представлена  $Q_{gg}$ -систематика выхода изотопов в реакции  ${}^{22}\text{Ne} + {}^{232}\text{Th}$ , и на *рис. 1б* - систематика  $Q_{gg} - \delta(n) - \delta(p)$ . Около 10 изотопов на *рис. 1* отклоняются от линейной зависимости в  $10 \div 100$  и даже  $10^3$  раз.

Кроме того, наклон ( $T$ ) разный у разных изотопов. Введя поправку на разделение пар, авторам /11-14/ удалось получить одинаковое для большинства изотопов значение параметра  $T$ , при этом число изотопов, отклоняющихся от линейной зависимости, осталось прежним, но потерялся физический смысл  $Q_{gg}$ -систематики и параметра  $T$ .

В работе /15/ предложена концепция частичного термодинамического равновесия для описания механизма реакций ГНП и определено время жизни фрагментирующей системы:  $< 10^{-21} \text{ с}$ . Параметр  $T$  имеет смысл термодинамической температуры неравновесной системы. В усовершенствованной  $Q_{gg} - \delta(n) - \delta(p)$ -систематике  $T \approx 1,8 \div 1,9 \text{ МэВ}$ , т.е. существенно меньше, чем температура равновесной системы подобного типа /7/.

Как видно из экспериментальных данных, неравновесная система тяжелый ион+ядро "хранит в памяти" информацию о входном канале:  $\ell$ -орбитальный угловой момент, полную массу, энергию первичной частицы. В равной мере система должна "хранить в памяти" и величину  $t_3$  входного канала /первичного иона/. Тогда формула /5/ из работы /6/ для сечения КДЧ процесса сводится к виду

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = c(z) \cdot \exp(\Delta t_3) \cdot \exp(Q_{gg}/T), \quad /7/$$

где

$$\Delta t_3 = t_{3(F)} - t_{3(HI)} \quad /8/$$

HI - первичная частица,  $t_{3(F)}$  - третья проекция изотопического спина продукта реакции F.

На *рис. 2* приведена систематика ГНП в соответствии с формулой /7/. Данные по сечениям образования фрагментов взяты из работы /13/. В варианте  $Q_{gg} - t_3$ -систематики максимальное отклонение имеют изотоп  ${}^{22}\text{O}(x6)$ , изотоп  ${}^{21}\text{N}(x3)$  и изотоп  ${}^6\text{He}(x2)$ . К анализу этих отклонений мы вернемся позже.

Таким образом, в рамках модели КДЧ распада /6/ удается полностью описать процесс ГНП при значении

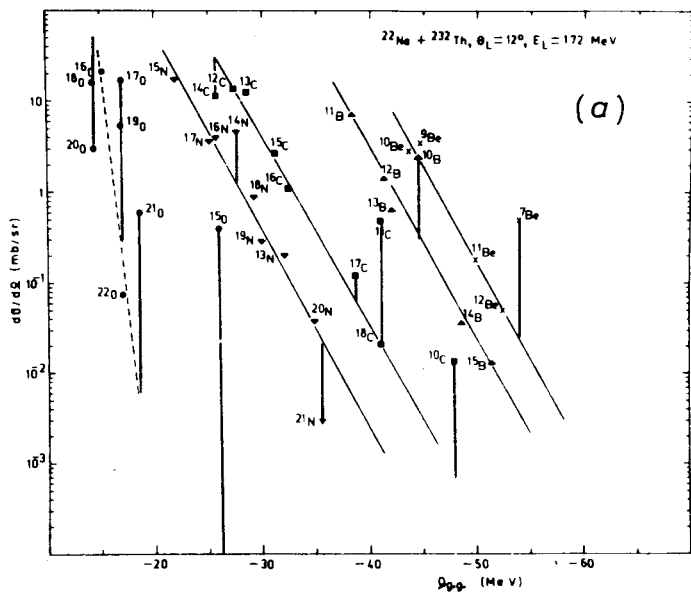


Рис. 1а.  $Q_{gg}$ -систематика дифференциальных сечений изотопов в реакции многонуклонных передач.

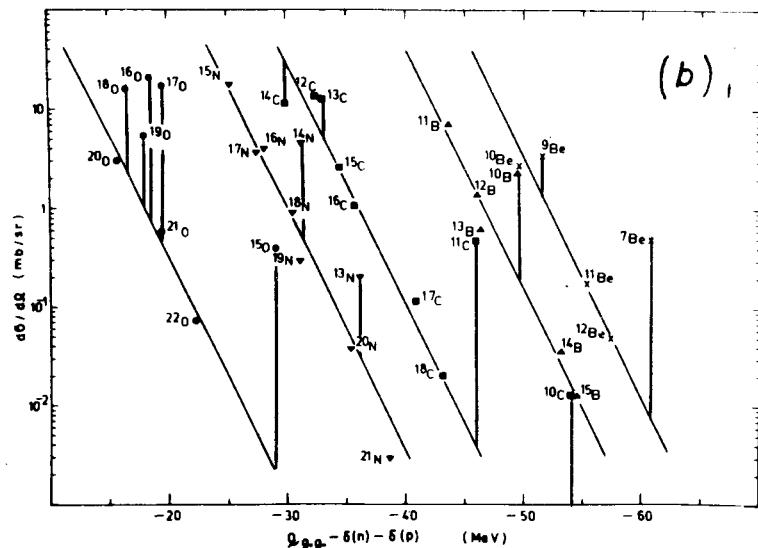


Рис. 1б.  $Q_{gg} - \delta(n) - \delta(p)$ -систематика дифференциальных сечений изотопов в реакции многонуклонных передач.

$T = 3,05 \pm 0,04$  МэВ, при этом значение  $T$  существенно выше, чем значения  $T$ , получаемые из распада термодинамически равновесных систем, равные  $2,15 \pm 0,05$  МэВ. Это дает основания считать, что процесс фрагментации ядер под действием частиц высоких энергий и реакции ГНП относятся к одному классу КДЧ процессов, при этом  $T$  имеет смысл температуры термодинамически неравновесной системы. В таком случае измеренные в реакциях ГНП дифференциальные энергетические спектры фрагментов содержат всю информацию,

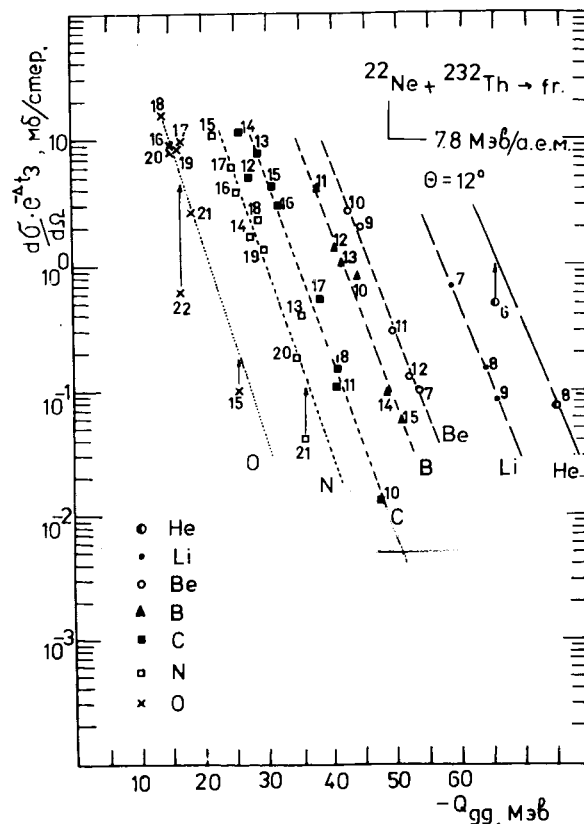


Рис. 2.  $Q_{gg} - t_3$ -систематика /по формуле /7// дифференциальных сечений изотопов, образующихся в реакции  $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ ,  $\theta_{\text{д.с.}} = 12^\circ$ ,  $E_{\text{д.с.}} = 172$  МэВ.

которую можно извлечь из изучения реакций фрагментации под действием частиц высоких энергий, а именно: значение импульса Ферми  $p_F$ ,  $\sigma_F^2$ , приведенные ширины кластерных конфигураций. Эта информация очень важна для понимания процессов взаимодействия частиц и ядер высоких энергий с ядрами.

#### §4. ВОЗБУЖДЕННЫЕ ФРАГМЕНТЫ

Модель КДЧ распада предсказывает разного рода корреляции при распаде возбужденных фрагментов. Применительно к реакциям ГНП это значит появление коррелированных пар фрагментов в угловом растворе  $10-15^\circ$ , при этом распад возбужденного фрагмента в системе его покоя подчиняется систематике, приведенной в работе /6/. Изучая закономерности распада таких систем, можно получить ту же информацию, что и при изучении фрагментации падающей частицы при высоких энергиях и фрагментации ядра-мишени.

Теоретический анализ ГНП  $^{15}\text{N}$  не позволяет определить однозначно из эксперимента значения  $U_{F1}^*$ ,  $U_{(M-F1)}^*$  и, значит, величину  $T$ . Но из анализа экспериментальных данных по КДЧ распаду систем  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ ,  $^{15}\text{N} + ^{232}\text{Th}$  можно видеть, что отклонение  $^6\text{He} / E_{2n} = -0,91 \text{ МэВ}$  от  $Q_{gg} - t_3$  - закономерности четко коррелирует со значением  $T$ , а именно, при  $T = 9,2(x4)$ ;  $T = 8,2(x3,5)$ ;  $T = 3,05(x2)$ ;  $T = 2,90(x1,5)$ . Учет баланса энергии в реакциях ГНП  $/U_{F1}^* \approx 1 \text{ МэВ}$  дает возможность провести детальный расчет кинематики и состояния остаточного ядра, например с целью получения нейтронодефицитных изотопов или трансурановых элементов.

#### §5. ПРОБЛЕМА $^{14}\text{Be}$ И $^{10}\text{He}$

Из предыдущего изложения видно, что можно ожидать значительного отклонения сечений образования изотопов от предсказаний  $Q_{gg} - t_3$  - систематики, если изотопы нестабильны при малых энергиях возбуждения.

Это относится и к изотопу  $^{14}\text{Be} / E_{2n} \approx -0,41 \text{ МэВ}$ . Экспериментальные результаты по поиску  $^{14}\text{Be} / ^{16,17}$  подтверждают это заключение.

На рис. 3 приведена  $Q_{gg} - t_3$  - систематика сечений образования изотопов в реакции  $^{15}\text{N} + ^{232}\text{Th}$ , используемая в варианте  $Q_{gg}$  в работах /16,17/ для поиска  $^{14}\text{Be}$  и предсказания ядерной неустойчивости  $^{10}\text{He}$ . Из рисунка видно, что сечение образования изотопа  $^{14}\text{Be}$  в 25 раз меньше, чем следует из линейной зависимости /в 10 раз - в  $Q_{gg}$  - систематике и 12 раз в -

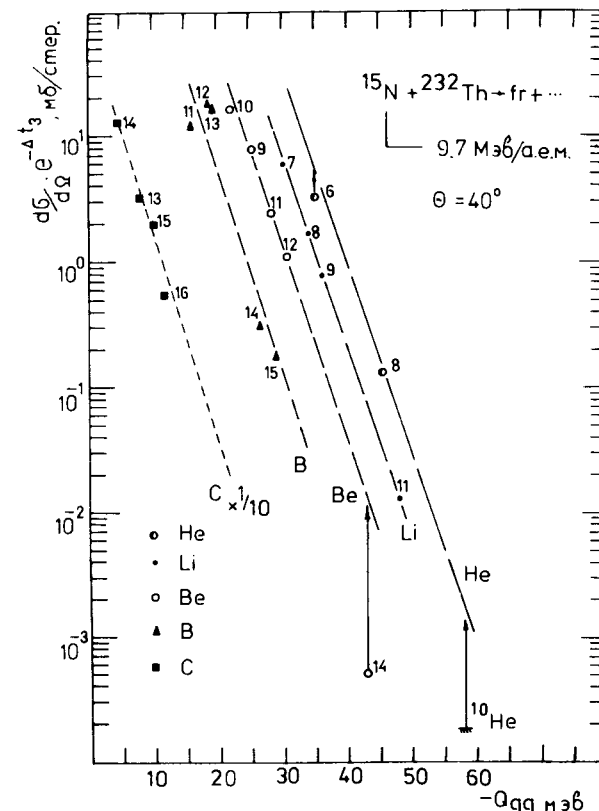


Рис. 3.  $Q_{gg} - t_3$  - систематика дифференциальных сечений изотопов, образующихся в реакции  $^{15}\text{N} + ^{232}\text{Th}$ ,  $\theta_{л.с.} = 40^\circ$ .

$Q_{gg} - \delta(n) - \delta(p)$  - систематике/. Кроме того, экстраполяция  ${}^6\text{He} - {}^8\text{He}$  через экспериментальные точки для определения сечения выхода  ${}^{10}\text{He}$  неверна согласно рисунку и §4. Нижний предел по сечению образования  ${}^{10}\text{He}$ , полученный нами в работе<sup>/21/</sup>, недостаточен для утверждения о ядерной нестабильности  ${}^{10}\text{He}$ . При  $E_{2n} \approx -0,4$  МэВ для идентификации  ${}^{10}\text{He}$  необходимо повысить предел чувствительности аппаратуры в ~ 3 раза, и может быть, в 10 раз, если  $E_{2n} \approx -0,2$  МэВ. Следует отметить, что реакция  ${}^{15}\text{N} + {}^{232}\text{Th}$  - наиболее удобная

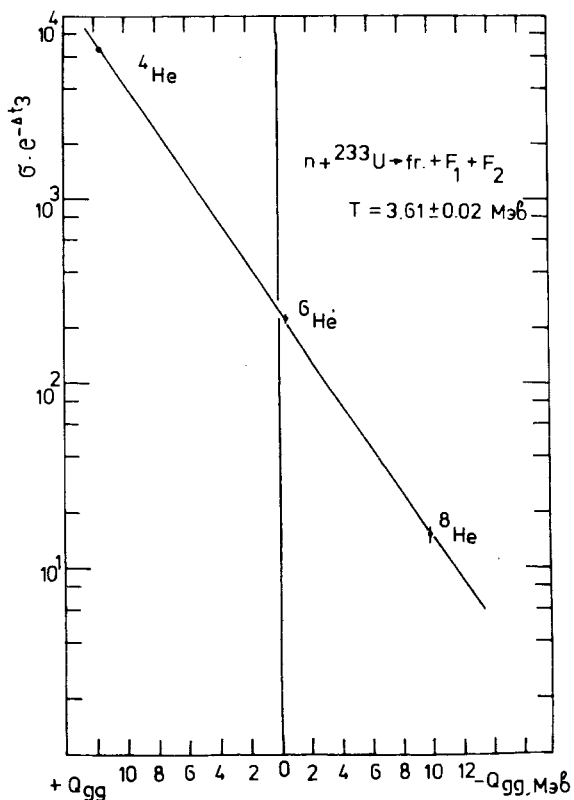


Рис. 4.  $Q_{gg} - t_3$  - систематика полных сечений изотопов гелия, образующихся в реакции тройного деления  $n + {}^{233}\text{U}$ .

из всех рассмотренных нами реакций, которые можно использовать для получения  ${}^{10}\text{He}$ , т.к. в ней реализуется минимальное значение  $T/T = 2,90 \pm 0,05$  МэВ/.

Факт стабильности или нестабильности ядра  ${}^{10}\text{He}$  дает указание на величину потенциала взаимодействия двух нуклонов с  $S = T = 1$ , т.е.  $U_0^{(33)}$  - потенциала. Значение  $U^{(33)}$  не извлекается из экспериментов по упругому N-N-рассеянию. Знание  $U_0^{(33)}$  повлечет за собой возможность расчета энергий связи ряда легких нейтроноизбыточных ядер, например методом К-гармоник<sup>/18/</sup>.

Отрицательный результат работы<sup>/19/</sup> по поиску  ${}^{10}\text{He}$  среди продуктов тройного деления в реакции  $n + {}^{233}\text{U}$  не доказывает факта ядерной нестабильности  ${}^{10}\text{He}$ . Сечение выхода изотопов гелия подчиняется  $Q_{gg} - t_3$  - систематике со значением  $T = 3,61 \pm 0,02$  МэВ/рис. 5/. Фрагментирующее ядро  ${}^{234}\text{U}_{92}$  испускает изотопы  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  с последующим делением. Отношение сечений  ${}^{10}\text{He}/{}^4\text{He}$  равно  $2,7 \pm 0,5 \times 10^{-6}$  при условии, что ядро  ${}^{10}\text{He}$  образуется в основном состоянии. Авторы работы<sup>/19/</sup> не достигли данного уровня сечения. Если  $E_{2n}$  ядра  ${}^{10}\text{He}$  меньше  $-0,4$  МэВ, то вероятность его образования может быть еще в  $10^3$  раз меньше из-за достаточно большой величины  $T$ .

### §6. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР В РАМКАХ $Q_{gg} - t_3$ - СИСТЕМАТИКИ

Для описания процесса деления ядер обычно используются массовыми и зарядовыми распределениями первичных осколков, образующихся до испарения нейтронов. Для построения изотопных распределений первичных осколков делается, как правило, ряд предположений. Считается, например, что изотопное распределение описывается функцией Гаусса:

$$\sigma(A - A_s) \sim \exp\left[-\frac{(A - A_s)^2}{2\sigma_A^2}\right], \quad /9/$$

где  $A_s$  - наиболее вероятная масса для данного заряда осколка, которая вычисляется на основе гипотезы равно-



го смещения зарядов. Кроме того, предполагается, что число испаряемых из осколков нейтронов  $\bar{\nu} \sim A$ . Параметр ширины изотопного распределения  $\sigma_A^2$  и значение  $\bar{\nu}$  являются варьируемыми параметрами при построении изотопных распределений первичных осколков.

Мы уже рассмотрели деление легких ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  / и асимметричное деление тяжелых ядер ( $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ ) как процесс КДЧ-распада. С точки зрения предложенной нами модели деление тяжелых ядер - это типичный КДЧ процесс, к которому применима  $Q_{gg} - t_3$  - систематика. Применим эту систематику для расчета изотопных распределений продуктов деления тяжелых ядер. Сечение выхода осколка F с массой A и зарядом Z определяется по формуле

$$\sigma_{A(Z)} = c(Z) \cdot \exp\left(\frac{Q_{gg}}{T}\right) \cdot \exp(\Delta t_3) \quad /10/$$

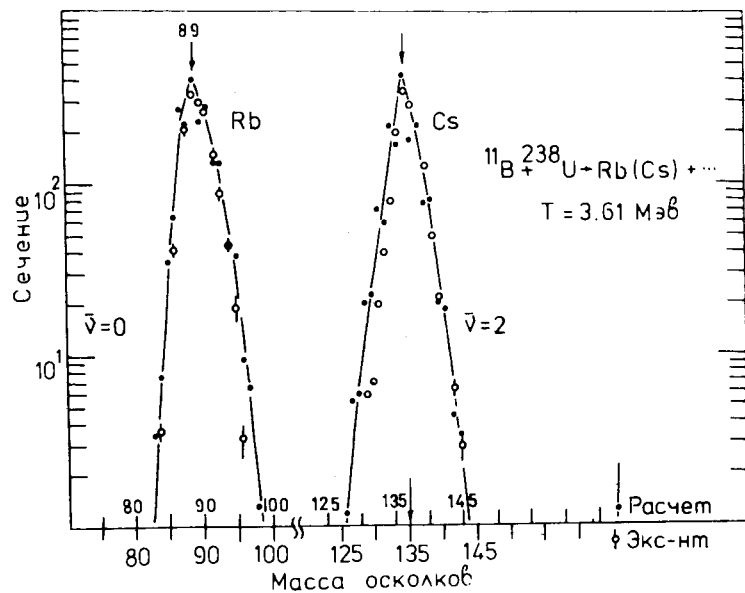


Рис. 5. Изотопные распределения рубидия и цезия, образованных в реакции деления урана ионами  $^{11}\text{B}$ .

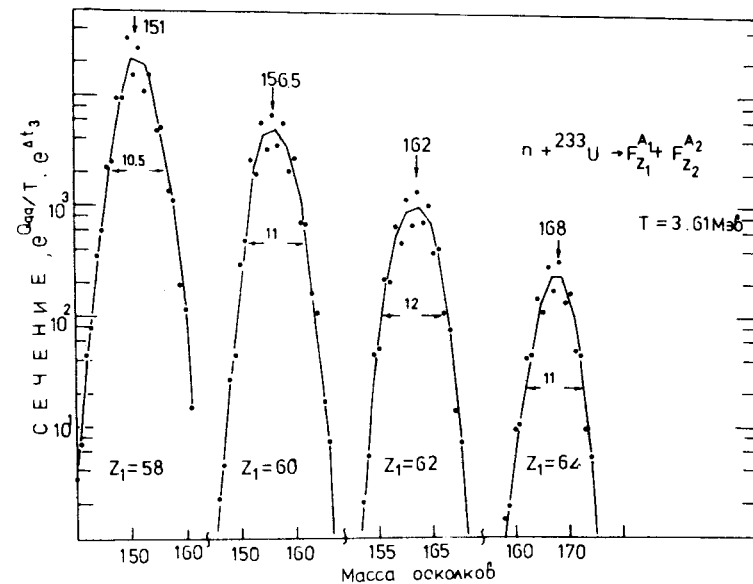
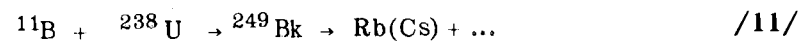


Рис. 6. Абсолютные распределения осколков деления, образованных в реакции деления урана тепловыми нейтронами.

Рассмотрим реакцию деления /20/



Отметим, что Rb и Cs не являются осколками. Единственным неизвестным параметром в формуле /10/ является T. Поскольку  $T \sim \sigma_0^2$ , с хорошим приближением можно принять  $T = 3,61 \text{ МэВ}$ . Это значение следует из описания реакции образования изотопов гелия при тройном делении урана /рис. 4/ на основе  $Q_{gg} - t_3$  - систематики. Величина  $\Delta t_3 = \Delta t_3(A)$  определяется по формуле /8/.

На рис. 5 показаны изотопные распределения Rb и Cs, образующихся в реакции /11/. Расчет по формуле /10/ приведен точками и сплошной линией. Как видно из рисунка, существует полное совпадение между экспериментальными точками и расчетными значениями для

изотопов Rb и очень незначительное расхождение в случае изотопов Cs. Следует подчеркнуть, что в расчете не использовались свободные параметры. Через экспериментальные и расчетные точки можно провести гауссовскую кривую только в очень грубом приближении. Расчет хорошо воспроизводит особенности экспериментальных изотопных распределений. Из анализа рис. 5 следует, что среднее число нейтронов, испаряемых из осколка Rb, равно 0, а испаряемых из осколка Cs /не дополнительного!/ - 2. Расчетное значение  $A_s$  для Cs равно 137, экспериментальное -  $\approx 135$ . В то же время наиболее вероятная масса осколка, вычисленная на основе гипотезы равного смещения зарядов, согласуется с экспериментальными значениями для изотопов Rb и Cs при условии, что из осколков испаряется полное число нейтронов  $\bar{\nu} = 11$ .

Если предположить, что  $(Z) = \text{const}(Z)$ , то можно построить абсолютные изотопные и массовые распределения осколков деления. На рис. 6 приведены абсолютные изотопные распределения осколков деления  $^{233}\text{U}$  под действием тепловых нейтронов. Из рисунка видно, что в данном случае гауссовская кривая является неплохим приближением для описания изотопных распределений.

## §7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель неравновесного КДЧ распада <sup>7/</sup> непротиворечиво описывает основную особенность реакций фрагментации при взаимодействии частиц высоких энергий с тяжелыми ядрами, а именно, отношение выходов фрагментов из двух изотопов-мишеней. Понятие "квази" введено, чтобы подчеркнуть роль первичной частицы как фактора, формирующего кластерные конфигурации, но не меняющего в процессе взаимодействия с ядром адронный состав ядра. Существующие экспериментальные данные по ГНП на средних и тяжелых ядрах-мишенях укладываются в рамки модели КДЧ процесса и  $Q_{gg} - t_3$ -систематики сечений. Изотопные распределения осколков деления могут быть описаны в рамках  $Q_{gg} - t_3$ -систе-

матики без привлечения дополнительных параметров. Анализ всего экспериментального материала приводит к убеждению, что  $Q_{gg} - t_3$ -закономерность является универсальной закономерностью квазидвухчастичных процессов, теоретические основы которой еще предстоит понять.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
2. Яковлев Ю.П. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып. 2, с.225.
3. Богатин В.И. и др. ОИЯИ, 1-8393, Дубна, 1974.
4. Богатин В.И. и др. ОИЯИ, 1-8715, Дубна, 1975.
5. Богатин В.И., Ложкин О.В., Яковлев Ю.П. Сообщение Радиевского института им. В.Г. Хлопина, РИ-45, Л., 1976.
6. Авдейчиков В.В. ОИЯИ, 1-11263, Дубна, 1978.
7. Авдейчиков В.В., Ложкин О.В., Перфилов Н.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т. XXXVII, №1, с.143.
8. Богатин В.И. и др. ЯФ, 1974, 19, в.1, с.32.
9. Artukh A.G. e.a. Nucl.Phys., 1971, A160, p.511.
10. Artukh A.G. e.a. Phys.Lett., 1970, 33B, p.407.
11. Volkov V.V. Int. Symp. on Classical and Quantum Mech. Aspects of H.I. Collisions, Heidelberg, 1974, ed. Springer-Verlag, Berlin.
12. Volkov V.V. Proc. Int. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Nashville, 1974, ed. by R.L. Robinson e.a., vol. 2 (North-Holland Publ.Co., 1974), p.373.
13. Artukh A.G. e.a. JINR, E7-9974, Dubna, 1976.
14. Артюх А.Г. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, 39, с.2.
15. Bondorf J.P. e.a. Phys.Rev., 1975, C11, p.1265.
16. Artukh A.G. e.a. Phys. Lett., 1970, 33B, p.407.
17. Artukh A.G. e.a. JINR, E7-8298, Dubna, 1974.
18. Базь А.И., Демин В.Ф., Жуков М.В. ЯФ, 1969, 9, с.1184.
19. Vorobiev A.A. e.a. Phys.Lett., 1969, 30B, no. 5, p.332.
20. Клануш Р. и др. ОИЯИ, Р7-9994, Дубна, 1976.
21. Artukh A.G. e.a. Nucl.Phys., 1971, A168, p.321.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 января 1978 года.