

**НАБЛЮДЕНИЕ МИНИМУМА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРА τ
ЗАРЯДОВОГО ВЫХОДА ФРАГМЕНТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
РЕЛЯТИВИСТИСКИХ ЯДЕР ${}^4\text{He}$ С ЯДРАМИ ЗОЛОТА**

B.В.Авдейчиков¹⁾, A.И.Богданов¹⁾, B.А.Будилов, Е.А.Ганза¹⁾,
H.Л.Горшкова, K.Г.Денисенко¹⁾, H.К.Жидков, O.В.Ложкин¹⁾,
Ю.А.Мурин¹⁾, B.А.Никитин, P.В.Номоконов, M.Трайкова

Измерены зарядовые выходы фрагментов ($5 \leq Z \leq 12$) в реакции ${}^4\text{He} + \text{Au}$ в диапазоне кинетических энергий $E_{\text{He}} = 1,3 - 13,5$ ГэВ под углами $35 - 135^\circ$. Сечения выхода параметризованы зависимостью $\sigma(Z) \sim Z^{-\tau}$. Обсуждается природа обнаруженного минимума параметра $\tau(E_{\text{He}})$ при $E_{\text{He}} \approx 6$ ГэВ.

Исследование зависимости характеристик образования фрагментов промежуточной массы (ФПМ) от энергии налетающих частиц имеет большое значение для изучения возможных проявлений нестабильностей и критических явлений в ядерной материи¹. Важнейшим параметром при этом является τ , определяемый по зарядовому выходу фрагментов $\sigma(Z)$ по формуле

$$\sigma(Z) \sim Z^{-\tau}. \quad (1)$$

Модель образования фрагментов промежуточных масс, предполагающая осуществление фазового перехода "газ-жидкость"², статистическая теория мультифрагментации³, модель ядерной решетки⁴ и другие модели, развивающиеся в последнее время, предсказывают определенное поведение зарядового выхода в зависимости от энергии возбуждения системы или других параметров, присущих данной модели. Так теория фазового перехода "газ-жидкость" предсказывает достижение параметром τ минимального значения при критическом значении давления и плотности вещества в системе. В экспериментах, посвященных изучению зависимости τ от энергии падающих частиц, минимум до сих пор не наблюдался, однако анализ имеющихся данных⁵ указывает на возможность его существования.

В предыдущей работе⁵ рассматривается зависимость τ от энергии протонов в реакции ${}^1\text{H} + \text{Au}$. Было обнаружено насыщение τ с ростом энергии пучка. Ниже представлены результаты изучения инклузивных дифференциальных сечений образования ФПМ в реакции ${}^4\text{He} + \text{Au}$ в диапазоне энергии ${}^4\text{He}$ 1,3 – 13,5 ГэВ. Регистрируются фрагменты с зарядами $Z = 5 - 12$ в диапазоне кинетической энергии 1 – 11 МэВ/нуcléon под углами $35 - 135^\circ$. Измеренные сечения опубликованы в⁶. Методика эксперимента описана в⁷.

Анализ спектров фрагментов проведен с помощью диаграмм $(1/p)(d^2\sigma/dE_f d\Omega) = f(v_{||}, v_{\perp})$, $v_{||}$ и v_{\perp} – продольная и поперечная составляющие скорости данного фрагмента. Обнаружено наличие по крайней мере двух источников, определяющих форму энергетического спектра фрагментов. В области малой кинетической энергии фрагмента E_f доминирует вклад источника с продольной скоростью $\beta_1 = 0,008 \cdot c$, в области высокой энергии – источника с продольной скоростью $\beta_2 = 0,02 \cdot c$, где c – скорость света. Указанные значения β_1 и β_2 характерны для всех Z фрагментов и энергий пучка. Экспериментальные данные⁸, а также ряд теоретических моделей^{9, 10} указывают на значительный вклад двухэтапного распада высоковозбужденных ядер в сечение образования ФПМ. Поэтому дифференциальное сечение

¹⁾ Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград.

образования фрагмента под данным углом можно параметризовать в виде

$$d\sigma(Z, T) = d\sigma_1(Z) f_1(\beta_1, T_1, E_f) + d\sigma_2(Z) f_2(\beta_2, T_2, E_f), \quad (2)$$

где f_1 описывает двухтеплый статистический распад по формулам теории асимметричного деления высоковозбужденной ядерной системы 10 со скоростью β_1 и температурой T_1 , а f_2 – вклад источника со скоростью β_2 и температурой T_2 , $d\sigma_1$ и $d\sigma_2$ – веса этих источников. f_2 параметризован нами в виде модифицированного максвелл-больцмановского распределения $^{11}, 5$, имеющего кулоновский барьер, близкий к нулю. Описание экспериментальных данных зависимостью (2) дает $T_1 = 9,6$ МэВ, $T_2 = 20$ МэВ. На рис. 1 изображено описание дифференциальных спектров фрагментов с $Z = 5$ и 9 в реакциях $^1\text{H} + \text{Au}$ и $^4\text{He} + \text{Au}$ в виде (2), представлены также составляющие f_1 и f_2 .

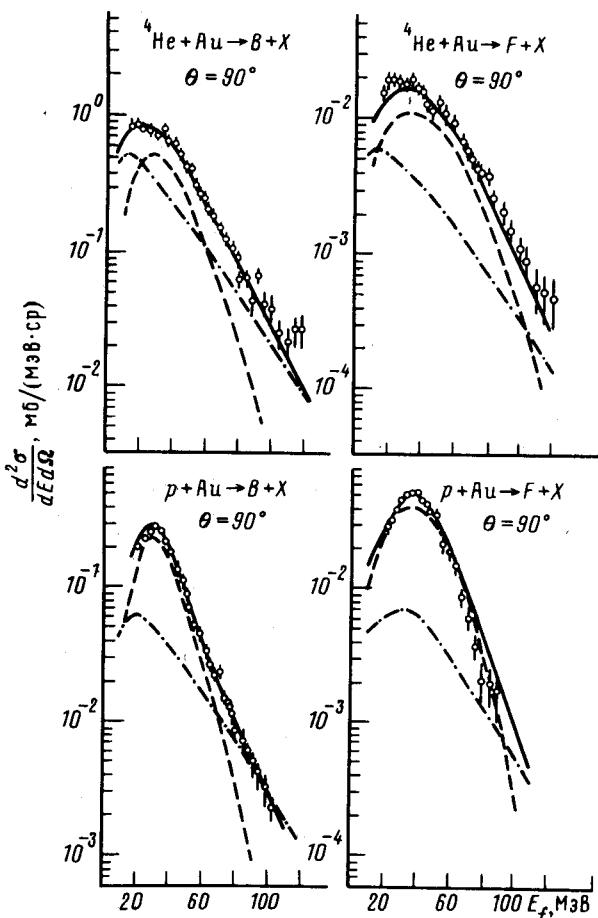


Рис. 1. Энергетические спектры фрагментов B и F , вылетающих под углом 90° в лаб. системе в реакции $p + \text{Au}$ при энергии налетающих протонов 2,55 ГэВ, и для реакции $^4\text{He} + \text{Au}$ при энергии ^4He 13,48 ГэВ. Сплошными линиями представлено описание формулой (2). Пунктирной и штрих-пунктирной линиями показаны составляющие f_1 и f_2

Параметризация (2) хорошо описывает данные под различными углами наблюдения и используется для восстановления ненаблюдаемой нами низкоэнергетической части спектров (ее вклад оценивается нами $\sim 8\%$) и определения полного зарядового выхода фрагментов. На рис. 2 представлена зависимость полных зарядовых выходов σ , σ_1 и σ_2 от энергии пучка ^4He . Наблюдается рост сечения $\sigma(Z = 5 - 7)$ при неизменном сечении $\sigma(Z = 8 - 9)$. При этом рост полного сечения выхода фрагментов определяется компонентой σ_2 .

Анализ зарядового выхода по формуле (1) (рис. 3) приводит к следующим результатам. Параметр $\tau(E_{^4\text{He}})$ имеет минимум при $E_{^4\text{He}} \sim 6$ ГэВ. При этом последующий рост τ обусловлен быстрой компонентой σ_2 .

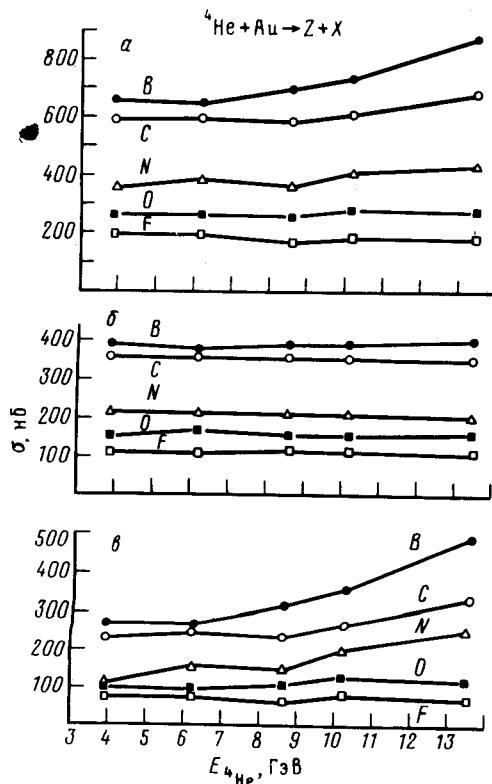


Рис. 2

Рис. 2. Выходы фрагментов с $Z = 5 - 9$ в реакциях ${}^4\text{He} + \text{Au}$, проинтегрированные по углу наблюдения:
 a — полные выходы (2); b — выходы для компоненты f_1 ; c — выходы для компоненты f_2

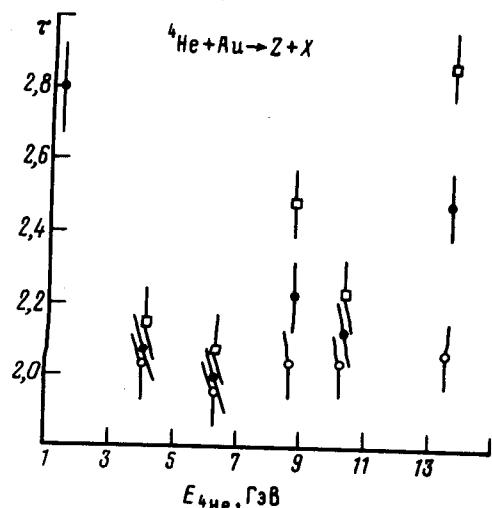


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость τ от энергии пучка ${}^4\text{He}$ для реакции ${}^4\text{He} + \text{Au}$. (●) — параметр τ , определенный по полным выходам (2), (○) — параметр τ , определенный по выходам компоненты f_1 , (□) — параметр τ , определенный по выходам компоненты f_2

Полученный результат не может быть однозначно связан с фазовым переходом типа "газ—жидкость" в ядерной материи из-за отсутствия данных по множественности образования фрагментов. Не вполне ясна и физическая природа быстрой компоненты сечения, характеристики которой можно однако рассматривать как проявление мультифрагментационного механизма 3 (близкий к нулю барьер взаимодействия и температура $T \sim 20$ МэВ, возможно отражающая импульсное распределение нуклонов в ядре).

Литература

1. Finn J.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, **49**, 1321.
2. Minich R.W. et al. Phys. Lett., 1982, **B118**, 458.
3. Mishustin I.N. Nucl. Phys., 1985, **A447**, 67.
4. Bauer W. et al. Nucl. Phys., 1986, **A452**, 699.
5. Авдеичиков В.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 141.
6. Авдеичиков В.В. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-87-609, Р1-87-709, Дубна, 1987.
7. Авдеичиков В.В. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-87-509, Дубна, 1987.
8. Bougault R. et al. Phys. Rev., 1987, **C36**, 830.
9. Friedman W.A., Lynch W.G. Phys. Rev., 1983, **C28**, 16.
10. Moretto L.G. Nucl. Phys., 1975, **A247**, 211.
11. Poskanzer A.M., Butler G.W., Hyde E.K. Phys. Rev., 1971, **C3**, 882.