

С 343 е 1  
0-361

3730/2-73

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



P7 - 7391

Ю.Ц. Оганесян, Д.М. Надкарни, Нгуен Так Ань,  
Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ  
СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ  
И ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  $^{232}\text{Tl}$   
С УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ  $^{74}\text{Ge}$

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P7 - 7391

Ю.Ц. Оганесян, Д.М. Наджари\*, Нгуен Так Ань,  
Ю.Э. Пенюнккевич, Б.И. Пустыльник

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ  
СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ  
И ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  $^{232}\text{Tl}$   
С УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ  $^{74}\text{Ge}$

Направлено в ЯФ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

---

\* Атомный исследовательский центр  
им. Баба, Тромбей, Индия.

Оганесян Ю.Ц., Надкарни Д.М., Пенюшкевич Ю.Э.,  
Пустыльник Б.И., Нгуен Так Ань

P7-7391

Энергетические зависимости сечений реакций деления  
и передачи нуклонов при взаимодействии с ускоренными  
ионами

В работе проведено изучение энергетической зависимости сечений  
реакций деления и передачи нуклонов при взаимодействии  $^{232}\text{Th}$  с уско-  
ренными ионами  $^{74}\text{Ge}$ . Показано, что кулоновский барьер реакции деления  
превышает передачи 1-5 нуклонов на 30 Мэв.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1973

Oganesyan Yu.Ts., Nadkarni D.M.,  
Nguyen Thak An, Penionshkevich Yu.E., P7-7391  
Pustyl'nik B.I.

Energy Dependences of the Fission  
Reaction and Nucleon Transfer Cross  
Sections at Interaction of  $^{232}\text{Th}$  with  
Accelerated  $^{74}\text{Ge}$  Ions

The investigation has been carried out of the energy  
dependence of cross sections for fission reactions  
and nucleon transfer at interaction of  $^{232}\text{Th}$  with accele-  
rated  $^{74}\text{Ge}$  ions. It is shown that the Coulomb barrier of  
the fission reaction exceeds that of reaction of transfer  
of 1-5 nucleons to 30 MeV.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1973

I

Существование "острова стабильности" для элементов с  $Z \sim 114$  и  $N \sim 184$  было предсказано теоретически в работах [1-5]. Расчетные значения для высоты барьеров деления ядер этой области составляют от 7 до 15 Мэв, при этом результаты устойчивы ко всевозможным модификациям методов расчета. [6,7]

Вместе с тем на пути синтеза сверхтяжелых элементов стоят серьезные трудности, связанные с необходимостью синтезировать эти ядра в слабо возбужденном состоянии. Острота вопроса выбора оптимального интервала энергии ионов в реакции обусловлена тем, что все расчеты "стабильности" сверхтяжелых элементов проведены для "холодных" ядер. Имеются теоретические указания на то, что при энергии возбуждения  $\sim 40-50$  Мэв роль оболочечных эффектов, стабилизирующих ядра в этой области, может существенно уменьшиться, что приведет к значительному увеличению величины отношения  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$  и понижению сечения образования сверхтяжелых ядер в основном состоянии [8,9]. С другой стороны, при уменьшении энергии ионов до пороговых значений для реакции слияния, сечение образования сверхтяжелых ядер экспоненциально падает.

Наиболее благоприятной реакцией для синтеза ядер в области  $Z \geq 110$  и  $N \sim 184$  при полном слиянии взаимодействующих ядер является реакция  $^{232}\text{Th} + ^{74}\text{Ge}$ , предложенная в работах [10,7]. Оценка минимальной энергии возбужде-

ния ядра  $I22^{308}$ , основанная на предположении, что при переходе к ионам с массой  $A_i > 40$  высота кулоновского барьера меняется пропорционально  $\lambda_1 \lambda_2$  взаимодействующих частиц давала величину  $\sim 15-20$  Мэв. Однако уже в первых работах, выполненных с ионами  $^{84}\text{Kr}$ , было показано, что величина кулоновского барьера в реакциях  $^{84}\text{Kr} + \text{II}6_{\text{сдн}}$  и  $^{84}\text{Kr} + ^{74}\text{Ge}$  выше ожидаемой примерно на 10%. Повышение минимальной энергии возбуждения составных ядер в реакции  $\text{Ge} + \text{Th}$  может существенно понизить сечение образования сверхтяжелых ядер, первоначальные оценки которого составляли  $\sigma \sim 10^{-27} - 10^{-28} \text{ см}^2$ .

Создание тандем-циклотронов в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ позволило получить интенсивные пучки ионов  $^{74,76}\text{Ge}$  с максимальной энергией 600 Мэв и интенсивностью до  $10^{11}$  част/сек и начать эксперименты по синтезу новых элементов в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{74,76}\text{Ge}$ .

В результате экспериментов была получена верхняя граница образования спонтанно делящихся изотопов элементов с  $\lambda \geq \text{II}0$  на уровне  $\sigma \leq 10^{-34} - 10^{-35} \text{ см}^2$  для периодов полураспада изотопов в интервале  $10^{-3} \text{ сек} \leq T_{1/2} \leq 10^{+5} \text{ сек}$ , что на 5-7 порядков ниже границы, указанной в работах [10-13, 18, 19]. Отсутствие эффекта в этих экспериментах может быть обусловлено двумя факторами. Либо стабильность ядер в исследуемой области значительно меньше ожидаемой из теоретических работ, либо при переходе к ионам тяжелее аргона образование составных ядер в слабозвозбужденном состоянии существенно затруднено.

Поэтому представляет большой интерес изучить энергетическую зависимость процесса взаимодействия ионов  $\text{Ge}$  с торием.

Для анализа нами были выбраны два типа реакции:

- деление составной системы  $\text{Ge} + \text{Th}$ ,
- реакции передачи от 1 до 5 нуклонов.

## II

Эксперименты проводились на внутреннем пучке тандем-циклотронов Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ с использованием толстых мишеней из  $^{232}\text{Th}$  со средней интенсивностью ионов  $\text{Ge} \sim 5 \cdot 10^{10}$  част/сек.

Максимальная энергия ионов  $^{74}\text{Ge}$  была измерена по упругому рассеянию и составляла  $E_{\text{max}} = 600 \pm 15$  Мэв. В качестве мишени использовалась металлическая фольга тория толщиной 30 мкм, разделенная на шесть частей, каждая из которых закрывалась алюминиевыми фольгами толщиной 4.06, 5.45, 6.30, 7.16 и 7.90  $\text{мг}/\text{см}^2$  соответственно, выполняющими роль поглотителя энергии.

Энергия ионов  $^{74}\text{Ge}$  для каждого участка мишени  $^{232}\text{Th}$  рассчитывалась по таблицам пробег-энергии, опубликованными в работе [20] и составляла 600, 500, 470, 450, 420 и 405 Мэв соответственно. Мишень укреплялась на боковой поверхности цилиндрической массивной подложки, охлаждаемой водой, которая в процессе облучения вращалась, что обеспечивало одновременное равномерное облучение шести мишеней  $\text{Th}$  в одном опыте. Измерение полного потока ионов  $^{74}\text{Ge}$  и контроль энергии в процессе облучения проводились по выходу и пробегу продуктов реакции  $^{12}\text{C}(^{74}\text{Ge}, 3n)^{83}\text{Sr}$ . После конца облучения производилось радиохимическое выделение из каждой мишени изотопов золота и актинидных элементов. Хими-

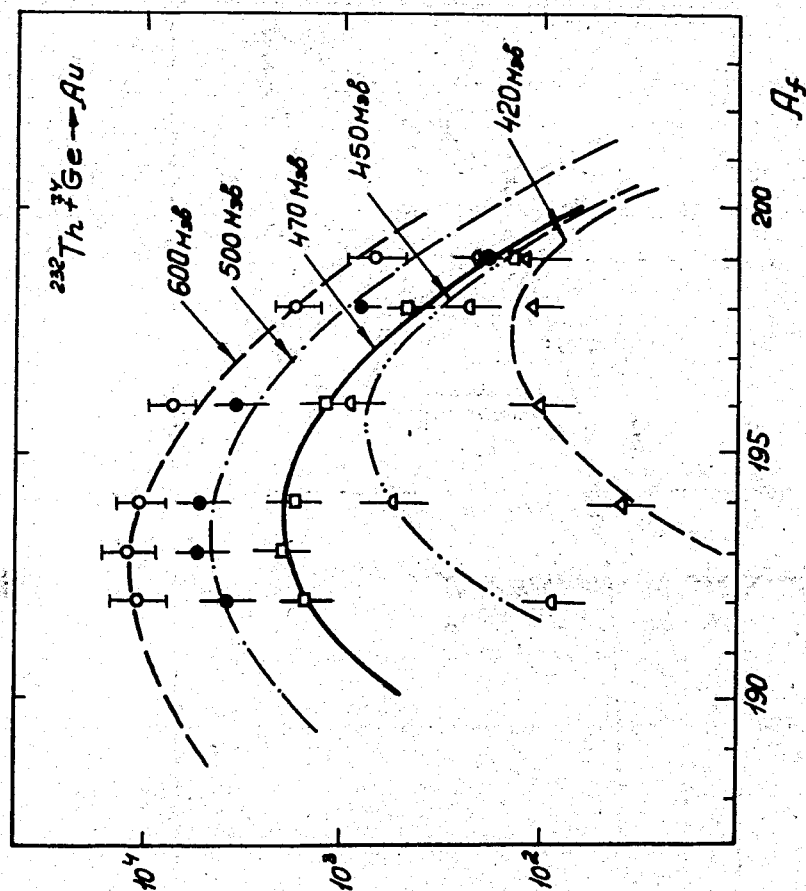
ческий выход определялся с точностью не хуже 5% по контрольной активности в случае золота -  $^{195}\text{Au}$ , для актинидных элементов -  $^{243}\text{Am}$ , которые вносились перед радиохимическим разделением. Идентификация изотопов и определение их выхода в реакции  $^{74}\text{Ge} + ^{232}\text{Th}$  осуществлялось путем измерения энергии, периодов полураспада и интенсивностей известных  $\gamma$ -переходов этих изотопов с помощью  $\text{Ge}(\text{Li})\gamma$ -спектрометра, имеющего для линии  $E_\gamma \sim 250$  Кэв энергетическое разрешение - 2,0 Кэв и эффективность - 6,5%. Относительная погрешность определения выхода отдельных изотопов не превышает 15%.

Выбор изотопов золота в качестве основного продукта реакции деления обуславливался с одной стороны тем, что они отстоят от ядра мишени примерно на 40 нуклонов и, как было показано в работе [21], могут быть отнесены к осколкам деления составной системы  $\text{Ge} + \text{Th}$ . С другой стороны, золото химически выделяется с высокой степенью очистки от большого количества побочных продуктов, а его изотопы имеют удобные для регистрации радиоактивные свойства.

Изотопы  $^{227}\text{Th}$ ,  $^{231}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Pa}$ ,  $^{230}\text{U}$  образуются в реакциях передачи от 1 до 5 нуклонов.

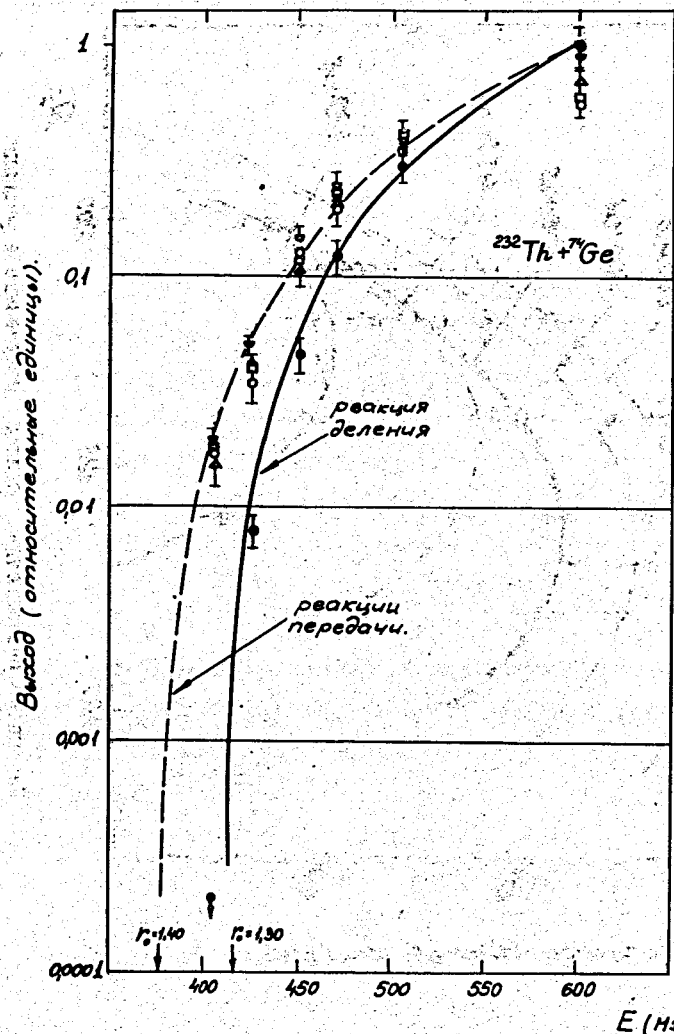
На рис. 1 представлены экспериментальные изотопные распределения золота, полученные в реакции  $^{232}\text{Th} (^{74}\text{Ge}, f)$  при различных энергиях ионов  $^{74}\text{Ge}$ .

На рис. 2 представлены энергетические зависимости суммарного выхода изотопов золота и продуктов реакции передач. (Суммарный выход изотопов золота для каждой энергии находился по кривым, представленным на рис. 1). Видно, что энергетические



Выход (относительные единицы).

1. Изотопные распределения золота, полученные в реакции  $^{232}\text{Th} (^{74}\text{Ge}, f)$ , в интервале энергий 600 - 420 Мэв.



2. Зависимости выхода продуктов реакции деления ( $A_{\text{д}}$ ) и передачи от I-5 нуклонов, полученные в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{74}\text{Ge}$ .

$\bar{I}$  - суммарный выход изотопов золота,

$\bar{I}_1, \bar{I}_2, \bar{I}_3, \bar{I}_4, \bar{I}_5$

- выход продуктов реакции передачи I-5 нуклонов  $^{232}\text{Pa}$ ,  $^{230}\text{U}$ ,  $^{231}\text{Th}$  и  $^{227}\text{Th}$  соответственно.

ческие пороги реакции деления и реакции передач различаются на величину  $\Delta E \approx 30$  Мэв.

Для определения эффективного радиуса взаимодействия для реакции деления  $^{232}\text{Th} (^{74}\text{Ge}, f)$  была рассчитана зависимость выхода изотопов золота от энергии  $Y_{\text{Au}}(E)$  с применением обычного метода перевернутой параболы для определения  $\sigma_{\text{с.д}}(E) \# / [\text{эл}]$

$$Y_{\text{Au}}(E) = \int_{E_c}^E \sigma_{\text{с.д}}(E) \left( \frac{dN}{dE} \right) dE \sum_{A_f} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_A^2(E)}} \exp\left(-\frac{(A_f - A_0)^2}{2\sigma_A^2(E)}\right),$$

где  $\frac{dN}{dE}$  - число ядер мишени, взаимодействующих с ионами германия в интервале энергий  $dE$ , рассчитывается по таблицам пробег-энергии [20]

$A_f$  - масса изотопа золота,

$A_0$  - масса составной системы.

Сечение образования составной системы  $\sigma_{\text{с.д}}(E)$  равно

$$\sigma_{\text{с.д}}(E) = \frac{\pi}{K^2} \sum_{l=0}^{l_{\text{max}}} (2l+1) T_l$$

$$T_l = \left\{ 1 + \exp[2\pi(V_l - E)/\hbar\omega] \right\}^{-1}$$

$$\hbar\omega = \frac{\hbar}{\sqrt{\mu}} \left( \frac{\partial^2 V_l}{\partial R^2} \right)_{R=R_{\text{с.д}}},$$

\*) В работе [23] нами проводилось сравнение  $T_l$ , полученных методом перевернутой параболы со значениями  $T_l$ , полученными из фазового анализа угловых распределений упругого рассеянных ионов. Получено хорошее согласие результатов в широкой области энергий,  $Z$  и  $A$  взаимодействующих частиц.

а радиус сильного поглощения вычисляется из условия

$$\frac{\partial V_e(R)}{\partial R} \Big|_{R=R_{c.n}} = 0$$

$$V_e(R) = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} - V_0 \exp\left(-\frac{R-R_0}{d}\right).$$

На рис. 2 представлена расчетная величина  $Y_{Au}(E)$ , полученная при параметрах  $V_0 = 70$  Мэв  $R_0 = 2.0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  с  $Z_0 = 1.24 f$   $d = 0.42 f$ . Видно, что расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментальными данными. Необходимо заметить, что для изотопов золота, полученных в реакции  $^{232}\text{Th}$  ( $^{74}\text{Ge}$ , f), функция  $\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_A^2(E)} e^{-\frac{(A_1 - A_2)^2}{2\sigma_A^2}}$  практически не зависит от энергии, при изменении ширины массового распределения в 1,5 раза она меняется не более чем на 10%.

Если считать, что кулоновский барьер определяется как

$$B_{кул} = E_0 = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{Z_{эфф} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})},$$

то для  $Z_{эфф}$  при указанных выше параметрах ядерного потенциала взаимодействия получается величина  $Z_{эфф} = 1.3 f$ . Аналогично для реакций передач можно получить  $Z_{эфф} = 1.4 f$ .

Мы не указываем абсолютных ошибок  $Z_{эфф}$ , так как энергетические зависимости были рассчитаны с использованием таблиц пробег-энергий / 20 /, а  $E_{max}$  определена с точностью ~ 15 Мэв.

Таким образом мы показали, что при взаимодействии  $^{74}\text{Ge} + ^{232}\text{Th}$  наблюдается различие порогов реакций деления и передачи на величину  $\Delta E \approx 30$  Мэв. Подобной зависимости не наблюдалось в реакциях с ионами  $A_i < 40$ , где экспериментально показано, что величина  $Z_{эфф}$  для основных неупругих каналов реакции примерно постоянна /24-25/. С чем связано уменьшение  $Z_{эфф}$  для глубоконеупругих каналов реакции при переходе к все более тяжелым взаимодействующим частицам. На первый взгляд кажется, что увеличение кулоновского барьера на величину ~ 10% может быть связано с возникновением в процессе взаимодействия динамических деформаций ядер под действием сильных кулоновских полей, как это предсказывалось в ряде теоретических работ. [26, 27] Однако более простое объяснение уменьшения  $Z_{эфф}$  предложено в работе [28], где показано, что при переходе к все более тяжелым взаимодействующим ядрам из-за наличия сильного кулоновского потенциала эффективный радиус взаимодействия приближается к радиусу сильного ядерного поглощения, определенному из условия

$$\frac{\partial (V_{кул} + V_{ч.с} + V_{эг})}{\partial R} \Big|_{R=R_{c.n}} = 0.$$

Иными словами, глубоконеупругие процессы (слияние, деление) происходят при практически полном перекрытии ядерных поверхностей, в то время как для ионов с массой  $A_i < 40$  эффективный радиус больше радиуса сильного поглощения на величину  $\Delta r \approx 0.15 f$ . В то же время для реакций передачи нескольких нуклонов вблизи кулоновского барьера основной вклад в сечение по-прежнему дает

краевые соударения и эффективный радиус при переходе к более тяжелым взаимодействующим частицам меняется слабо  $\neq$ . Однако, если при переходе к ионам тяжелее  $A_1$  каждому неупругому каналу соответствует свой кулоновский барьер, то и подход к определению  $\sigma_{\text{эфф}}$  для реакций полного слияния должен быть другой. Нельзя использовать обычный метод определения  $\sigma_{\text{эфф}}$  из упругого рассеяния, т.к. в этой области  $\sigma_{\text{с.д}} \ll \sigma_{\text{р}}$ , а следовательно, полученное  $\sigma_{\text{эфф}}$  будет определяться энергетической зависимостью для неупругого канала, дающего основной вклад в сечение  $\sigma_{\text{р}}$ . Нельзя также судить о величине  $\sigma_{\text{эфф}}$  для реакций полного слияния по энергетической зависимости сечения реакций передач, как это было сделано в работе <sup>129</sup>. Поэтому представляет большой интерес детальное изучение изменения  $\sigma_{\text{эфф}}$  для различных неупругих каналов с тем, чтобы более глубоко понять механизм этих изменений.

В заключение отметим, что смещение кулоновского барьера реакции деления  $^{232}\text{Th}$  ( $^{74}\text{Ge}, f$ ) на величину  $\sim 30$  Мэв приводит к тому, что вместо 15–20 Мэв минимальная энергия возбуждения на барьере оказывается  $\approx 50$  Мэв. Если при этих энергиях возбуждения ослабляется влияние оболочечных эффектов, стабилизирующих ядра в этой области, то вероятность образования сверхтяжелых ядер в основном состоянии после испарения 4–6 нуклонов может оказаться чрезвычайно малой и не исключено, что полученной верхней границы  $\sigma \leq 10^{-34}$  см<sup>2</sup> недостаточно для синтеза сверхтяжелых элементов.

В заключение авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за постоянное внимание и ценные замечания в процессе выполнения данной работы. Авторы также благодарны К.А.Гаврилову и Ким Де Ену за проведение химического выделения изотопов, Г.М.Тер-Акопяну и А.Г.Демину за помощь в проведении опытов, И.А.Шелаеву и Ю.П.Третьякову за получение интенсивных пучков ионов  $^{74}\text{Ge}$ .

Д.М.Надзарни признателен дирекции ОИЯИ и Лаборатории ядерных реакций за гостеприимство и предоставленную возможность проведения данных экспериментов.



ЛИТЕРАТУРА

1. W.D.Myers and W.J.Swiatecki. Nucl.Phys. 81, 1(1966)
2. В.М.Струтинский и Ю.А.Музычка. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов. Дубна (1966). ОИЯИ Д7-3548 в.2, стр. 51.
3. Ю.А.Музычка, В.В.Пашкевич, В.М.Струтинский. Я.Ф. 8, 716 (1968).
4. Yu.A.Muzychka, Phys.Lett. B28, 539(1969)  
Yad.Fiz. 11, 105(1970)
5. M.Bolsterli, E.O.Fiset, J.R.Nix and J.L.Norton. Preprint LA-DC 12817, Oct.1(1971)
6. M.Brack, J.Damgaard, A.S.Jensen, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, and C.Y.Wong. Rev.Mod.Phys. 44, 320(1972)
7. E.O.Fiset and J.R.Nix. Nucl.Phys. A193, 647(1972)
8. L.G.Moretto. Nucl.Phys. A180, 337(1971)
9. G.D.Adeev and P.A.Cherdantsev, Phys.Lett. 39B, 485(1972)
10. W.J.Swiatecki. Intern.Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, North Holland, 729, 1971.
11. T.Sikkeland. Arkiv Fysik 36, 539(1967)
12. C.Y.Wong. Nucl.Phys. A103, 625(1967)
13. H.Gauvin, Y.Le Beyec, M.Lefort, C.Deprun. Phys.Rev.Lett. 28, 697(1972)

14. Г.Н.Флеров. Труды 4-ой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, 1972, 7, стр. 471.
15. G.N.Flerov, Yu.Ts.Oganessian. Preprint JINR E7-6838(1972)
16. Ю.П.Третьяков, Б.А.Загер, И.А.Шелаев. Препринт ОИЯИ P7-7092 (1973).
17. Ю.Ц.Оганесян. Труды Международной конференции по ядерной физике. Мюнхен, 1973.
18. А.Г.Демин, В.Куш, М.Б.Миллер, А.А.Плеве, А.С.Паски и Ю.П.Третьяков. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов. ОИЯИ Д7-5769, 169, Дубна (1971).
19. P.Colombani, B.Gatty, J.C.Jacmart, M.Lefort, J.Peter, M.Riou, C.Stephan and X.Tarrago. Phys.Lett. 42B, 208(1972)
20. L.C.Northcliffe and R.F.Schilling. Nucl.Data Tables A7, 233(1970)
21. Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Нгуен Так Ань, Д.М.Надкарни, К.А.Гаврилов, Ким Де Ен, М.Юссонуа. Препринт ОИЯИ P7-7168, Дубна (1973).
22. D.L.Hill and J.A.Wheeler. Phys.Rev. 89, 1102(1952)
23. С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник. Препринт ОИЯИ P7-5834, Дубна (1971).
24. R.Bimbot, D.Cardes and M.F.Rivet. Nucl.Phys. A189,193(1972)
25. R.Anni and L.Taffara. Rev.del Nuovo Cimento v.II No.1

26. A.S.Jensen and C.Y.Wong. Nucl.Phys. A171, 1(1971)
27. В.П.Пермяков. Препринт ОИЯИ Р4-6886, Дубна, 1973.
28. C.Y.Wong. Phys.Lett. 42B, 187(1972)
29. M.Lefort, C.Ngo, J.Peter, B.Tamain. Preprint IRNO-RO  
73-06(1973)

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 августа 1973 года.