

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ИМ. Г.Н.ФЛЁРОВА

На правах рукописи

Чернышева Елена Владимировна

**Экспериментальное исследование процессов слияния-  
деления и квазиделения в реакциях ионов  $^{48}\text{Ca}$  с  
мишенями  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях  
вблизи кулоновского барьера**

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
к. ф.-м. н. Э.М.Козулин

Дубна 2018 г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. Образование сверхтяжелых ядер. Механизмы ядерных реакций с тяжелыми ионами.....	14
Свойства процесса слияния-деления.....	19
Свойства процесса квазиделения.....	23
Глава 2. Методика эксперимента.....	29
2.1. Основные методы регистрации бинарных фрагментов в реакциях с тяжелыми ионами.....	29
2.2. Двухплечевой времяпролетный спектрометр CORSET.....	35
2.2.1. Стоповый детектор .....	36
2.2.2. Стартовый детектор.....	37
2.2.3. Калибровка спектрометрических трактов и настройка детекторов...40	
2.2.4. Основные характеристики спектрометра CORSET.....	44
Глава 3. Обработка и анализ экспериментальных данных.....	45
3.1. Сортировка экспериментальных данных.....	45
3.2. Вычисление масс, энергий и углов вылета фрагментов.....	46
3.3. Выделение бинарного канала реакции.....	50
3.4. Расчет геометрической эффективности регистрации спектрометра.....	52
3.5. Определение дифференциального сечения реакции.....	54
3.6. Оценка массового и энергетического разрешения спектрометра.....	55
3.7. Ковариация и коэффициент корреляции параметров (ТКЕ, М).....	62

Глава 4. Массово-энергетические распределения фрагментов и сечения захвата реакции $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{256}\text{No}$ .....	65
4.1. Проведение эксперимента.....	66
4.2. Результаты эксперимента .....	67
4.3. Симметричное деление $^{256}\text{No}$ .....	70
4.4. Низкоэнергетическое деление $^{256}\text{No}$ .....	76
4.5. Квазиделение в реакции $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ .....	81
4.6. Сечения захвата .....	86
Глава 5. Реакции ионов $^{48}\text{Ca}$ с актинидными мишенями $^{232}\text{Th}$ , $^{238}\text{U}$ , $^{244}\text{Pu}$ , $^{248}\text{Cm}$ .....	89
5.1. Постановка и проведение эксперимента.....	90
5.2. Результаты эксперимента.....	91
5.3. Массовые распределения продуктов реакции .....	94
5.4. Энергетические распределения продуктов реакции .....	100
Анализ энергетических распределений фрагментов в области масс $A_{\text{CS}}/2 \pm 20$ а.е.м.....	105
5.3. Сечения захвата, деления и квазиделения.....	109
5.6. Применимость критериев появления процесса квазиделения к реакциям с ионами $^{48}\text{Ca}$ .....	113
Заключение.....	117
Благодарности.....	119
Литература.....	120

## Введение

Исследование конкуренции слияния-деления и квазиделения в области ядер с  $Z > 100$  имеет большое значение для проведения экспериментов по синтезу новых сверхтяжелых ядер. В реакциях слияния дважды магических ионов  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями в ЛЯР ОИЯИ были получены новые сверхтяжелые ядра с атомными номерами  $Z = 114, 115, 116, 117, 118$  [1, 2, 3, 4]. Результаты этих экспериментов подтверждают существование предсказанного теорией [5, 6] острова стабильности сверхтяжелых элементов, обусловленного влиянием замкнутой нейтронной оболочки  $N = 184$  и замкнутой протонной оболочки в области  $Z = 114-126$ . Для получения сверхтяжелых ядер с  $Z > 101$  используются реакции полного слияния ядер с тяжелыми ионами. Однако, как показали исследования, при увеличении массы тяжелых ионов ( $A_i > 27$  а.е.м.) со слиянием начинают конкурировать другие механизмы реакций, такие, как квазиделение [7, 8, 9] или быстрое деление [10, 11]. В процессе квазиделения образовавшаяся на стадии захвата композитная система под действием кулоновских сил разделяется на фрагменты без образования составного ядра. Время протекания процесса квазиделения меньше, чем время слияния, образования составного ядра и его последующего деления. Поэтому наблюдаются различия в таких характеристиках фрагментов слияния-деления и квазиделения, как массово-угловые корреляции, дисперсия массовых распределений, угловая анизотропия, множественность нейтронов и  $\gamma$ -квантов. На конкуренцию каналов квазиделения и слияния-деления сильное влияние оказывают свойства входного канала реакции: кулоновский фактор партнеров реакции  $Z_1 Z_2$ , массовая асимметрия, деформации и взаимная ориентация сталкивающихся ядер, энергия налетающих ионов, вносимый в систему угловой момент, магичность ядер, их отношение  $N/Z$ .

Для разделения процессов деления и квазиделения и определения их вклада в сечение захвата проводится детальный анализ их отличительных

характеристик, проявляющихся в массовых, энергетических и угловых распределениях фрагментов. Поскольку сечения образования сверхтяжелых ядер чрезвычайно малы (порядка нескольких пикобарн) для выбора оптимальных условий для синтеза необходимо исследовать механизмы реакций в этой области ядер. Информация о конкуренции каналов слияния-деления и квазиделения позволяет выбрать наиболее подходящие комбинации ион-мишень и оптимальные энергии возбуждения для образования составных ядер.

Свойства процесса квазиделения широко изучаются в настоящее время, как в экспериментальных, так и в теоретических работах. Теоретические расчеты [12, 13] показали, что на поверхности потенциальной энергии сверхтяжелых ядер существуют две глубокие долины, вызванные влиянием оболочечных эффектов. Эти долины связаны с образованием в выходном канале реакции дважды магических ядер –  $^{208}\text{Pb}$  ( $Z = 82$ ,  $N = 126$ ) и  $^{132}\text{Sn}$  ( $Z = 50$ ,  $N = 82$ ). После контакта двух сталкивающихся ядер может образоваться моноядро, которое либо эволюционирует к составному ядру в процессе слияния, либо может соскользнуть в долины с минимальной потенциальной энергией в процессе квазиделения. Первая долина соответствует асимметричному квазиделению  $\text{QF}_{\text{asym}}$  (или квазиделению первого рода  $\text{QF}_1$ ), где массовая асимметрия составляет  $\eta = (M_1 - M_2)/(M_1 + M_2) \sim 0.45$ , а вторая – симметричному квазиделению  $\text{QF}_{\text{sym}}$  (или квазиделению второго рода  $\text{QF}_2$ ), массовая асимметрия в которой равна  $\sim 0.1$ . Таким образом, для понимания механизмов реакций, ведущих к образованию сверхтяжелых ядер, необходимо изучение отличительных характеристик процессов слияния-деления, симметричного  $\text{QF}_{\text{sym}}$  и асимметричного  $\text{QF}_{\text{asym}}$  квазиделения.

Диссертация посвящена исследованию конкуренции процессов слияния-деления и квазиделения в реакциях взаимодействия налетающих дважды магических ионов  $^{48}\text{Ca}$  как с дважды-магическим сферическим ядром  $^{208}\text{Pb}$ , так

и с деформированными актинидными мишенями  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ . Для изучения структурных особенностей массово-энергетических распределений (МЭР) фрагментов при достаточно низких энергиях возбуждения мы провели измерения при энергиях налетающих ионов выше и ниже кулоновского барьера. Эксперименты были выполнены в ЛЯР ОИЯИ на ускорителе У-400 с использованием двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET (CORrelation SETup) [14].

**Целью работы** являлось исследование характеристик массовых и энергетических распределений делительно-подобных фрагментов в реакциях ионов  $^{48}\text{Ca}$  с мишенями  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях вблизи кулоновского барьера для получения метода разделения процессов деления и квазиделения. Также целью было изучение влияния свойств входного канала реакции (сферические и деформированные ядра, вносимая в систему энергия) на конкуренцию каналов слияния-деления и квазиделения для поиска оптимальных условий входного канала реакций, ведущих к образованию сверхтяжелых ядер.

**На защиту выносятся** следующие положения и результаты:

1. Результаты измерений массово-энергетических распределений бинарных фрагментов и сечений захвата в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях вблизи кулоновского барьера.
2. Результаты анализа энергетических распределений фрагментов реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$ , позволившего разделить каналы слияния-деления, симметричного и асимметричного квазиделения, оценить их вклады в сечение захвата и получить верхние оценки сечений слияния-деления  $\sigma_{\text{FF}}$ .
3. Получены вероятности слияния  $P_{\text{CN}}$ , выживания  $W_{\text{sur}}$ , а также величины барьеров деления образованных в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  составных

ядер  $^{254-256}\text{No}$ ,  $^{283-286}\text{Cn}$ ,  $^{289-292}\text{Fl}$  и  $^{293-296}\text{Lv}$  с использованием найденных сечений слияния-деления  $\sigma_{\text{FF}}$ .

4. Результаты исследования влияния оболочечных эффектов на формирование фрагментов деления и квазиделения в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$ .
5. Впервые обнаружено бимодальное деление ядра  $^{256}\text{No}$ , образованного в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  при энергиях возбуждения  $E^* = 17-35$  МэВ.

### **Практическая значимость работы**

Разработанные методы обработки и анализа экспериментальных данных могут применяться в экспериментах с использованием времяпролетной методики, что позволит повысить надежность и точность измерений массово-энергетических распределений продуктов реакции и выделения различных каналов реакции. Полученные экспериментальные данные для реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  с ядрами  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях возбуждения  $E^* = 13-45$  МэВ, могут быть использованы для тестирования теоретических моделей, описывающих динамику слияния тяжелых ядер. Информация о конкуренции каналов слияния-деления и квазиделения в области сверхтяжелых ядер с  $Z = 102-116$ , образованных в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$ , может быть использована для оценки возможности перехода к реакциям слияния с более тяжелыми ионами, такими, как  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$  или экзотическими ядрами.

### **Апробация работы**

Основные результаты диссертации докладывались на совещаниях и международных конференциях:

- 1) International Conference on Nuclear Physics at Border Lines, May 21-24, 2001 Lipari (Messina), Italy, *Mass-Energy Distributions Of Fission Fragments Of Superheavy Nuclei Produced In The Reactions With  $^{48}\text{Ca}$  Ions.*
- 2) Workshop on forthcoming facilities at LNS: EXCYT and MAGNEX, 20th-22nd March 2003, Catania, Italy, *Competition in capture reactions in the superheavy region.*
- 3) International Symposium on Exotic Nuclei (EXON 2004), July 5-12, 2004, Peterhof, Russia, *Shell effect manifestation in mass-energy distributions of fission and quasi-fission fragments of nuclei with  $Z=102-122$ .*
- 4) Third SANDANSKI Coordination Meeting on Nuclear Science, 26–30 September, 2005, Albena, Bulgaria, *From  $^{48}\text{Ca}$  to  $^{50}\text{Ti}$ -projectiles: the results of the experiment  $^{48}\text{Ca} + ^{246}\text{Cm} \rightarrow ^{294}116$  and  $^{50}\text{Ti} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{294}116$ .*
- 5) International Symposium on Exotic Nuclei (EXON 2016), September 5-10, 2016, Kazan, Russia. *The fusion-fission and quasi-fission processes in the reactions  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ .*
- 6) International Symposium on Exotic Nuclei (EXON 2016), September 5-10, 2016, Kazan, Russia. *The influence of the spectrometer time-angular resolution and physical factors on the mass-energy resolution obtained in 2V-method.*
- 7) Семинар физических секторов Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, 27 апреля 2018. *Исследование процессов слияния-деления и квазиделения в реакциях ионов  $^{48}\text{Ca}$  с мишенями  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ .*

**Основные результаты диссертации опубликованы в работах:**

1. Э. М. Козулин, А. А. Богачев, М. Г. Иткис, Ю. М. Иткис, Г. Н. Княжева, Н. А. Кондратьев, Л. Крупа, И. В. Покровский, Е. В. Прохорова; Время-пролетный спектрометр CORSET для измерения бинарных продуктов



- ядерных реакций // *Приборы и Техника Эксперимента*. – 2008. –Т.51, №.1. – С.44-58.
2. E. V. Prokhorova, A. A. Bogachev, M. G. Itkis, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, V. V. Pashkevich, A. Ya. Rusanov; The fusion-fission and quasi-fission processes in the reaction  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  at energies near the Coulomb barrier // *Nuclear Physics A*. –2008.–Vol.802.– Pp.45-66.
  3. E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, A. A. Bogachev, E. V. Chernysheva, L. Krupa, F. Hanappe, O. Dorvaux, L. Stuttgé, W. H. Trzaska, C. Schmitt, G. Chubarian; Fusion-fission and quasifission of superheavy systems with  $Z = 110-116$  formed in  $^{48}\text{Ca}$ -induced reactions // *Phys. Rev. C*.–2014. –Vol.90.– P. 054608.
  4. E. V. Chernysheva, E. M. Kozulin, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, L. Krupa; The study of fusion-fission and quasifission processes in the reactions  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ // Int.Symposium on Exotic Nuclei, Kazan, Russia, 2016.– Singapore: World Scientific, 2017. Pp.143-154.
  5. E. V. Chernysheva, E. M. Kozulin, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva; Mass and energy resolutions in 2V-method// Int.Symposium on Exotic Nuclei, Kazan, Russia, 2016. – Singapore: World Scientific, 2017. –Pp.309-314.
  6. M. G. Itkis, A. A. Bogachev, E. V. Chernysheva, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, E. M. Kozulin; Fission and Quasifission in the “Warm” Fusion Reactions// *AIP Conf. Proc.* – 2010.– Vol. 1238. – Pp. 52-59.
  7. M. G. Itkis, A. A. Bogachev, I. M. Itkis, J. Kliman, G. N. Knyazheva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, E. V. Prokhorova, A. Ya. Rusanov; The processes of fusion-fission and quasi-fission of superheavy nuclei// *Nuclear Physics A*. –2007. –Vol.787. –Pp. 150-159.

8. E. V. Prokhorova, A. A. Bogachev, I. M. Itkis, M. G. Itkis, J. Kliman, G. N. Knyazheva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, A. Ya. Rusanov, V. M. Voskresensky, V. Bouchat, F. Hanappe, T. Materna, O. Dorvaux, N. Rowley, C. Schmitt, L. Stuttge; Shell effect manifestation in mass-energy distributions of fission and quasi-fission fragments of nuclei with  $Z=102-122$  // *Int.Symposium on Exotic Nuclei*, Peterhof, Russia, 2004. Singapore: World Scientific, 2005. –Pp.325-332.
9. M. G. Itkis, A. A. Bogachev, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, E. V. Prokhorova, A. Ya. Rusanov; The Process of Fusion-Fission of Superheavy Nuclei // *Int. Journ. of Modern Physics E* –2007. –Vol.16. –Pp.957-968.
10. M. G. Itkis, J. Äystö, S. Beghini, A. A. Bogachev, L. Corradi, O. Dorvaux, A. Gadea, G. Giardina, F. Hanappe, I. M. Itkis, M. Jandel, J. Kliman, S. V. Khlebnikov, G. N. Kniajeva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, A. Latina, T. Materna, G. Montagnoli, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, E. V. Prokhorova, N. Rowley, V. A. Rubchenya, A. Ya. Rusanov, R. N. Saggaidak, F. Scarlassara, A. M. Stefanini, L. Stuttge, S. Szilner, M. Trotta, W. H. Trzaska, D. N. Vakhtin, A. M. Vinodkumar, V. M. Voskressenski, V. I. Zagrebaev; Fusion-fission and quasi-fission of heavy and superheavy nuclei // *Nuclear Physics A* –2004.–Vol.734. –Pp. 136-147
11. M. G. Itkis, B. Benoit, A. A. Bogachev, D. M. Gorodisskiy, F. Hanappe, I. M. Itkis, M. Jandel, J. Kliman, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, T. Materna, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, E. V. Prokhorova, A. Ya. Rusanov, L. Stuttge, V. M. Voskressenski; Energy balance in fission and quasifission of  $^{256}\text{No}$  // *Nuclear Physics A*. –2004.–Vol. 734, Suppl. 1. –Pp. E29-E32.
12. M. G. Itkis, A. A. Bogatchev, I. M. Itkis, M. Jandel, J. Kliman, G. N. Kniajeva, N. A. Kondratiev, I. V. Korzyukov, E. M. Kozulin, L. Krupa,

- Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, V. A. Ponomarenko, E. V. Prokhorova and V. M. Voskresenski, A. Ya. Rusanov, A. A. Goverdovski, L. Corradi, A. Gadea, L. Latina, A. M. Stefanini, S. Szilner, M. Trotta, A. M. Vinodkumar, S. Beghini, G. Montagnoli and F. Scarlassara, F. Hanappe and T. Materna, O. Dorvaux, N. Rowley and L. Stuttge, G. Giardina, K. J. Moody; Fusion-Fission of Heavy and Superheavy Nuclei // VII Int. School-Seminar "Heavy Ion Physics", Dubna 2002 / Eds. Yu.Ts.Oganessian & R.Kalpakchieva; *Ядерная Физика*,–2003. –Т.66, №.6. –С.1154-1160.
13. M. G. Itkis, A. A. Bogatchev, I. M. Itkis, M. Jandel, J. Kliman G. N. Kniajeva, N. A. Kondratiev, I. V. Korzyukov, E. M. Kozulin, L. Krupa, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, V. A. Ponomarenko, E. V. Prokhorova, A. Ya. Rusanov, V. M. Voskresenski, A. A. Goverdovski, F. Hanappe, T. Materna, C. Shmitt, N. Rowley, L. Stuttge, G. Giardina, K. J. Moody; Fusion-Fission of Superheavy Nuclei // *Journ. of Nucl. and Radiochem. Science.* –2002.–Vol.3,№1.–Pp.57-61.
14. E. V. Prokhorova, M. G. Itkis, Yu. Ts. Oganessian, E. M. Kozulin, A. A. Bogatchev, I. M. Itkis, M. Jandel, J. Kliman, G. N. Kniajeva, N. A. Kondratiev, I. V. Korzyukov, L. Krupa, I. V. Pokrovsky, A. Ya. Rusanov, V. M. Voskresenski, F. Hanappe, B. Benoit, T. Materna, N. Rowley, L. Stuttge, G. Giardina; Mass-Energy Distributions of Fission Fragments of Superheavy Nuclei Produced in The Reactions With  $^{48}\text{Ca}$  Ions // Intern. Conf. on Nuclear Physics at Border Lines, Lipari (Messina), Italy, 2001. – Singapore: World Scientific, 2002. – Pp.275-279.

**Диссертация** состоит из пяти глав. **В первой главе** приведен обзор литературы по теме диссертации. Представлена классификация процессов, протекающих в реакциях с тяжелыми ионами. Рассмотрены реакции горячего и холодного слияния, ведущие к образованию трансфермиевых ядер, показана

конкуренция между каналами слияния-деления и квазиделения в данной области ядер.

**Во второй главе** описаны основные методы регистрации осколков деления/квазиделения и получения их массово-энергетических и угловых распределений. Представлен двухплечевой времяпролетный спектрометр CORSET (CORrelation SETup), на котором были проведены измерения массово-энергетических распределений фрагментов и функций возбуждения процессов слияния-деления и квазиделения для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ . Приведены конструкции стартовых и стоповых детекторов спектрометра, описаны калибровки временных трактов и координатной системы детекторов. Рассчитано массовое и энергетическое разрешение спектрометра в зависимости от временного и пространственного разрешения детекторов, углового и энергетического разброса частиц в фольгах стартовых детекторов и мишени, а также эмиссии нейтронов из фрагментов.

**В третьей главе** изложен алгоритм обработки экспериментальных данных, включающий в себя сортировку событий от случайных совпадений, получение массово-энергетических распределений фрагментов, выделение бинарного канала реакции, нормировку полученных распределений (ТКЕ,  $M$ ) на геометрическую эффективность регистрации спектрометра, получение сечений захвата.

**В четвертой главе** приведены результаты измерений МЭР фрагментов и сечений захвата реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  при энергиях  $E_{\text{lab}} = 206\text{-}242$  МэВ. Доминирующим каналом данной реакции является слияние-деление, квазиделение проявляется в виде повышенных массовых выходов в области  $M_L = 60\text{-}90$  а.е.м. и дополнительных им масс тяжелых осколков. Детально исследовались свойства симметричного деления  $^{256}\text{No}$  и свойства фрагментов асимметричного квазиделения. При энергиях возбуждения  $E^* = 17\text{-}35$  МэВ впервые обнаружено проявление бимодального деления  $^{256}\text{No}$ .

В пятой главе описаны результаты измерений массово-энергетических распределений продуктов реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  на актинидных мишенях  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ . Основным процессом для данного класса реакций является асимметричное квазиделение ( $\text{QF}_{\text{asym}}$ ), в то время как в области  $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  а.е.м. присутствуют фрагменты как слияния-деления, так и симметричного квазиделения ( $\text{QF}_{\text{sym}}$ ). Анализ энергетических распределений показал, что значительная часть событий в области  $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  а.е.м. может принадлежать процессу слияния-деления и позволил оценить сечения слияния-деления  $\sigma_{\text{FF}}$ , вероятности слияния  $P_{\text{CN}}$  и выживания  $W_{\text{sur}}$ , а также нижние пределы барьеров деления ядер  $^{254-256}\text{No}$ ,  $^{283-286}\text{Cn}$ ,  $^{289-292}\text{Fl}$  и  $^{293-296}\text{Lv}$ .

## Глава 1. Образование сверхтяжелых ядер. Механизмы ядерных реакций с тяжелыми ионами.

В настоящее время существует большой интерес к исследованию механизмов ядерных реакций с тяжелыми ионами. Эта информация является крайне важной для проводимых в ведущих лабораториях мира экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер. В Дубне в Лаборатории Ядерных Реакций им. Г. Н. Флерова в реакциях полного слияния ионов  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями впервые были синтезированы новые сверхтяжелые ядра с атомными номерами  $Z = 114, 115, 116, 117, 118$ , а также более 50 новых изотопов сверхтяжелых ядер [1, 2, 3]. В реакциях тяжелых ионов с мишенями  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  в GSI в Дармштадте (Германия) были открыты нейтронно-дефицитные изотопы элементов с  $Z=106-112$  [15, 16], и  $Z = 113$  в RIKEN (Япония) [17].

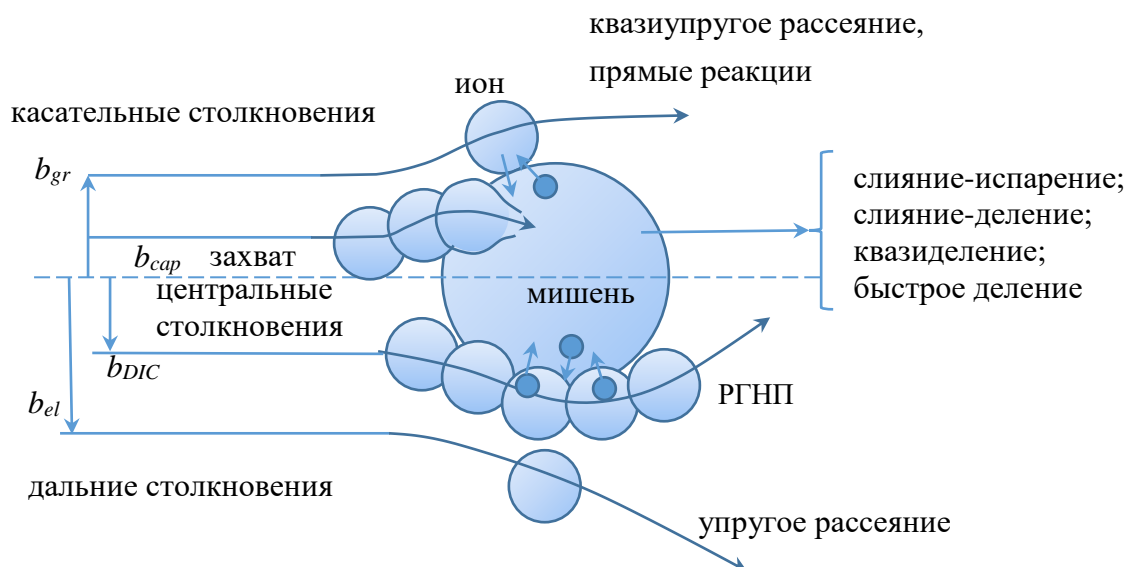
Эксперименты по синтезу сверхтяжелых элементов позволяют ответить на фундаментальный вопрос о границе Периодической системы элементов, за которой уже невозможно существование более тяжелых ядер [18]. Законы квантовой электродинамики предсказывают, что для ядер с  $Z > 170$  электронная оболочка атома становится нестабильной, и такие ядра не могут существовать. Однако значительно раньше само атомное ядро становится нестабильным. Самые тяжелые радиоактивные элементы, встречающиеся на Земле, – это уран и торий. Период полураспада  $^{238}\text{U}$  составляет  $4.47 \cdot 10^9$  лет,  $^{232}\text{Th}$  –  $1.4 \cdot 10^{10}$  лет, что сравнимо с возрастом Земли ( $4.5 \cdot 10^9$  лет). Ядра тяжелее урана, образованные в процессе нуклеосинтеза, имели более короткие периоды полураспада и к настоящему времени распались. Все трансурановые элементы ( $Z > 92$ ) получены искусственными способами [19]: в непрерывном потоке нейтронов в реакторах или в импульсном потоке нейтронов в ядерном взрыве с последующей цепочкой  $\beta$ -распадов, а также в реакциях слияния с тяжелыми ионами [20]. Реакторным способом были созданы элементы до фермия Fm ( $Z = 100$ ), однако ограничением этого метода является наличие

других видов распада, например, спонтанного деления, которое прерывает цепочку  $\beta$ -распадов. Времена жизни элементов уменьшаются с возрастанием их атомного номера, поэтому становится невозможным накопить достаточное количество вещества мишени для дальнейшего облучения нейтронами. Полученный реакторным способом изотоп  $^{258}\text{Fm}$  имеет время жизни 370 мкс [21]. В импульсных потоках нейтронов (ядерных взрывах) также не удалось получить ядра тяжелее  $^{257}\text{Fm}$ . Все сверхтяжелые элементы, начиная с nobелия ( $Z = 102$ ), получены в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами, которые позволяют значительно увеличить атомный номер образующегося составного ядра.

В реакциях слияния с тяжелыми ионами энергия налетающего иона должна быть достаточной, чтобы преодолеть входной кулоновский барьер, [22], высота которого вычисляется по формуле  $V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2}$ , где  $Z_1, Z_2$  – заряды налетающего иона и ядра мишени,  $R_1, R_2$  – их радиусы. После того, как ион и ядро мишени сближаются, в действие вступают ядерные силы, и начинается эволюция композитной ядерной системы к составному ядру, либо развал ее на фрагменты в процессе квазиделения.

Де-бройлевская длина волны  $\lambda$  тяжелого иона низких энергий (меньше 5 МэВ/нуклон в с.ц.м.) значительно меньше размеров иона и ядра мишени, а также толщины поверхностного слоя ядра (1.5-2 фм) и амплитуды колебаний ядерной поверхности (1-2 фм) [23, 24]. Это условие позволяет использовать классические представления для описания движения иона под действием электромагнитных и ядерных сил. Де-бройлевская длина волны вычисляется по формуле  $\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{4.55}{A\sqrt{E}}$  (фм), где  $A$  – массовое число иона, а  $E$  – его энергия (МэВ/нуклон), и для  $^{48}\text{Ca}$  с энергией 240 МэВ  $\lambda = 0.042$  фм. Таким образом,  $\lambda$  значительно меньше радиуса иона  $^{48}\text{Ca}$  (3.48 фм) и радиуса ядра мишени  $^{208}\text{Pb}$  (5.5 фм). В классическом представлении вводится понятие прицельного параметра столкновения  $b$  (наименьшего расстояния от прямой, соответству-

ющей неискаженной траектории иона, до центра ядра). Каждому значению прицельного параметра  $b$  соответствует своя траектория движения, поэтому можно построить классификацию механизмов реакции [22, 25] в зависимости от параметра  $b$  (Рис. 1.1):



**Рис. 1.1.** Классификация реакций с тяжелыми ионами в зависимости от прицельного параметра  $b$ .

При дальних столкновениях с большими прицельными параметрами  $b > b_{el}$ , когда действуют только силы кулоновского отталкивания, происходит *упругое рассеяние* или *кулоновское возбуждение ядерных уровней*. Наиболее вероятно возбуждение уровней, связанных с вращением ядра, или колебанием его поверхности.

Для касательных столкновений  $b_{gr}$  характерно *квазиупругое рассеяние*. В этом случае начинают действовать ядерные силы, происходит передача одного-двух нуклонов и небольшой энергии возбуждения (до 10 МэВ). Также при энергиях налетающего иона  $\sim 15-25$  МэВ/нуклон происходят *прямые реакции*.

При уменьшении прицельного параметра до  $b_{DIC}$ , происходят *реакции глубоко-неупругих передач* (РГНП) [26]. В РГНП сталкивающиеся ядра обмениваются нуклонами, при этом происходит передача большого количества кинетической энергии и углового момента относительного



движения во внутреннее возбуждение сталкивающихся ядер. Время взаимодействия для этого класса реакций составляет  $10^{-22}$ - $10^{-21}$  с. В РГНП сохраняется память о входном канале реакции, и максимумы массовых и зарядовых выходов продуктов находятся вблизи массовых чисел и атомных номеров сталкивающихся ядер. Угловое распределение легких продуктов РГНП имеет максимум вблизи угла рассеяния при касательных столкновениях. С увеличением числа переданных нуклонов ширина углового распределения возрастает, а его максимум смещается в сторону меньших углов.

При центральных столкновениях, когда  $b < b_{cap}$ , происходит процесс захвата (*capture*), в котором образуется *композитная двухядерная система* (*composite system, CS*). Композитная система может либо эволюционировать к составному ядру (*compound nucleus, CN*) в процессе слияния (*Fusion*), либо распасться на фрагменты в процессе *квазиделения* (*QuasiFission*) или *быстрого деления* (*Fast Fission*). Таким образом, сечение захвата  $\sigma_{cap}$  определяется как  $\sigma_{cap} = \sigma_{Fus} + \sigma_{QF} + \sigma_{FastFis}$ . В отличие от реакций слияния с легкими ядрами, которое происходит за время  $\sim 10^{-22}$  с, слияние с тяжелыми ядрами происходит за время  $\sim 10^{-21}$ - $10^{-20}$  с [22]. Образовавшееся возбужденное составное ядро может либо разделиться на осколки в процессе деления (*слияние-деление, Fusion-Fission*), либо возбуждение ядра снимается посредством эмиссии легких частиц и  $\gamma$ -квантов, и образуются испарительные остатки (*слияние-испарение, ER*). Поэтому сечение слияния можно записать как:  $\sigma_{Fus} = \sigma_{FF} + \sigma_{ER}$ . Для возбужденных тяжелых ядер вероятность деления в  $\sim 100$  раз выше вероятности испарения нейтрона, поэтому для выживания сверхтяжелого составного ядра в процессе девозбуждения важным становится выбор минимальной энергии возбуждения на кулоновском барьере. В зависимости от величины энергии возбуждения на кулоновском барьере реакции образования сверхтяжелых ядер подразделяются на реакции *холодного* ( $E^* \approx 15$ - $20$  МэВ) и *горячего* ( $E^* \geq 40$  МэВ) слияния [27].

*Быстрое деление* [10, 11] происходит, если в систему вносится большой угловой момент, при котором под действием центробежных сил исчезает барьер деления ядра  $V_f$ , и образованное ядро не может существовать. Тогда при угловых моментах  $l > l_{Bf=0}$  быстро вращающаяся композитная система делится на фрагменты, не достигая равновесной компактной формы.

Реакции квазиделения занимают промежуточное положение между реакциями глубоко-неупругих передач и реакциями слияния [7]. Квазиделение было обнаружено в реакциях между массивными тяжелыми ядрами [7, 8, 9], когда под действием сил кулоновского отталкивания композитная система распадалась на осколки, не образуя составного ядра. В реакциях, ведущих к образованию сверхтяжелых элементов, квазиделение является основным процессом, конкурирующим со слиянием.

Как мы уже упоминали, в реакциях синтеза сверхтяжелых ядер используются реакции горячего и холодного слияния, отличающиеся энергией возбуждения ядра на кулоновском барьере. В реакциях горячего слияния актинидные мишени от U до Cf облучаются ионами от C до Ne, при этом энергия возбуждения образованного ядра на кулоновском барьере составляет  $\geq 40$  МэВ, и для девозбуждения ядра необходимо испускание 4-5 нейтронов. В реакциях холодного слияния тяжелые ионы от Ti до Zn взаимодействуют с магическими ядрами-мишенями  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ . Поскольку эти ядра имеют замкнутые протонные и нейтронные оболочки, энергия возбуждения на кулоновском барьере в этих реакциях составляет 15-20 МэВ, и для девозбуждения ядра достаточно эмиссии одного-двух нейтронов. В реакциях холодного слияния были синтезированы элементы с  $Z = 106-112$  [13, 14], однако дальше продвинуться не удавалось и, как было показано Святецким [28], вероятность слияния в этих реакциях сильно падала из-за динамических запретов на слияние с возрастанием кулоновских сил отталкивания взаимодействующих ядер.

Следует отметить, что реакции с ионами  $^{48}\text{Ca}$  играют особую роль среди реакций синтеза сверхтяжелых элементов. Дважды-магическая структура иона  $^{48}\text{Ca}$  позволяет достичь умеренной энергии возбуждения (30-40 МэВ) на кулоновском барьере в реакциях с актинидными мишенями, что  $\sim$  на 10 МэВ меньше, чем в реакциях горячего слияния, что снижает число ступеней в нейтронном испарительном каскаде и повышает вероятность выживания испарительного остатка. В то же время, кулоновский фактор для реакций с ионами  $^{48}\text{Ca}$  для образования ядер с  $Z = 112-118$  меньше ( $Z_1 Z_2 \leq 2000$ ), чем в реакциях холодного слияния ( $Z_1 Z_2 = 2460 - 2952$ ). Избыток нейтронов в изотопе  $^{48}\text{Ca}$  приводит к образованию в реакциях с актинидными мишенями составных ядер, содержащих 174-180 нейтронов, что на 10 нейтронов больше, чем достигается в реакциях холодного слияния. Это позволяет приблизиться к замкнутой нейтронной оболочке  $N=184$  острова стабильности сверхтяжелых ядер.

### **Свойства процесса слияния-деления**

Согласно концепции составного ядра Н. Бора [29] процесс слияния-деления состоит из двух последовательных этапов. На первом этапе происходит слияние налетающего иона и ядра мишени и образуется возбужденное составное ядро. Внесенная налетающим ионом энергия равномерно распределяется между всеми нуклонами составного ядра, так что ни один из них не обладает достаточной энергией для вылета из ядра. В результате столкновений нуклонов в составном ядре между ними происходит перераспределение энергии. На втором этапе происходит девозбуждение компаунд-ядра посредством эмиссии частиц, когда за время  $\sim (10^7-10^8) \times \tau_{яд}$  ( $\tau_{яд} = 10^{-22}$  с) на какой-либо из частиц может сконцентрироваться достаточная энергия для ее вылета из ядра, либо произойдет деление ядра.

Уже через год после открытия процесса деления ядра О. Ганом и Ф. Штрассманом, Л. Майтнер и О. Фришем [30] была создана теоретическая

модель, описывающее это ядерное явление. Модель жидкой капли (МЖК) была разработана Я. И. Френкелем [31], а также независимо Н. Бором и Д. Уиллером [32]. В то время было известно о несжимаемости ядерной материи (плотность ядерного вещества не зависит от числа нуклонов в ядре), и о почти постоянной энергии отделения нуклона от ядра. Это позволило провести аналогию ядра с каплей заряженной несжимаемой жидкости. Кулоновские силы отталкивания стремятся разорвать ядро, в то время как ядерные силы, подобно силам поверхностного натяжения в капле, стремятся сохранить ядро и придать ему сферическую форму. Для того чтобы произошло деление, форма ядра должна последовательно измениться – от сферической или слабодеформированной формы до гантелеобразной, после чего происходит разрыв ядра на осколки. Зависимость потенциальной энергии ядра, включающей в себя кулоновские и ядерные силы, от параметра деформации имеет максимум (потенциальный барьер деления), который препятствует мгновенному делению ядер на осколки. Для того чтобы произошло деление, в ядро необходимо внести энергию возбуждения  $E^*$ , которая должна быть больше высоты барьера деления. Модель жидкой капли [33, 34] хорошо описывает деление нагретых ядер ( $E^* > 40\text{-}50$  МэВ), для которых влияние оболочечных эффектов становится несущественным. Согласно жидкокапельной модели массовое и энергетическое распределения фрагментов деления имеют симметричную гауссо-подобную форму, дисперсия  $\sigma_M^2$  и дисперсия  $\sigma_{ТКЕ}^2$  которой возрастают пропорционально температуре делящегося ядра  $T$ . Вносимый в ядро в реакциях с тяжелыми ионами большой угловой момент приводит к снижению барьера деления под действием центробежных сил. Для учета влияния углового момента была разработана модель вращающейся жидкой капли [35]. В обзоре [36] на основе анализа большого количества экспериментальных данных было обнаружено, что увеличение углового момента ядра приводит к дополнительному увеличению дисперсии для тяжелых ядер с параметром делимости  $Z_{CN}^2/A_{CN} > 30$  и уменьшению дисперсии для легких ядер с  $Z_{CN}^2/A_{CN} < 30$ . Здесь

$Z_{CN}$  – зарядовое число и  $A_{CN}$  – массовое число составного ядра. Средняя полная кинетическая энергия  $\langle TKE \rangle$  фрагментов деления соответствует систематикам [37, 38] и не зависит от энергии возбуждения и углового момента ядра. Зависимость  $\langle TKE \rangle(M)$  имеет параболическую форму. Дисперсия энергетических распределений  $\sigma_{TKE}^2$  связана с динамикой переходного состояния от седловой точки к точке разрыва и почти не изменяется для ядер с  $Z_{CN}^2/A_{CN}^{1/3}$  от 300 до 1000 и линейно возрастает для более тяжелых ядер [36].

Однако жидкокапельная модель, хорошо описывающая деление нагретых ядер, не позволяет объяснить свойства спонтанного и низкоэнергетического деления ядер, например, асимметричное деление актинидов. Для решения этой проблемы Струтинским был разработан метод оболочечной поправки [39, 40], учитывающий влияние ядерных оболочек. Расчеты по методу оболочечных поправок показали, что барьер деления имеет двугорбую форму. Понятие о двугорбой форме барьера деления позволило объяснить такие явления, как подбарьерные резонансы в сечении деления, спонтанно делящиеся изомеры в области  $Np - Bk$ .

Свойства спонтанного и низкоэнергетического деления ядер до  $Z = 106$  исследованы в многочисленных экспериментах и представлены в обзоре [41]. Для ядер-актинидов с массами  $A = 230-256$  а.е.м. при энергиях возбуждения  $E^* \leq 40$  МэВ в массовых распределениях преобладает асимметричная мода деления. Для ядер в области свинца с массами  $A < 200$  а.е.м. при низких энергиях возбуждения преобладает симметричное деление, и вклад асимметричной компоненты не превышает 0.5 % [42,43]. При измерении массово-энергетических распределений фрагментов деления Ra, Ac и Th [44,45,46] было обнаружено, что для этих ядер характерно наличие и симметричного и асимметричного деления, причем при низких энергиях возбуждения вероятность асимметричного деления возрастает с увеличением массы делящегося ядра.

При исследовании спонтанного и низкоэнергетического деления ядер в области Fm-Rf было открыто явление бимодального деления [41, 47, 48, 49, 50], т.е. одновременного существования в одном ядре двух способов или мод деления. Было установлено, что форма массовых распределений изотопов Fm, Md, No резко менялась при изменении числа нуклонов – от асимметричной формы к узкой симметричной, либо к широкой симметричной. Распределение ТКЕ для этих ядер состоит из двух компонент, высокоэнергетической ( $\approx 233$  МэВ), соответствующей узкому симметричному массовому распределению, и низкоэнергетической ( $\approx 200$  МэВ), соответствующей широкому симметричному массовому распределению. Резкий переход от стандартного двугорбого массового распределения к узкому симметричному происходит с изменением числа нейтронов в делящемся ядре от 157 к 158 в случае изотопов фермия Fm ( $Z = 100$ ) и от 154 к 156 для нобелия No ( $Z = 102$ ). При этом в распределениях ТКЕ для  $^{258}\text{Fm}$  преобладает высокоэнергетическая мода деления, а для  $^{258}\text{No}$  – низкоэнергетическая [48, 49].

Моды деления связаны с долиной структурой поверхности потенциальной энергии делящегося ядра, обусловленной оболочечными эффектами. В модели Брозы [51] было выделено несколько мод – симметричная мода S, соответствующая симметричному делению нагретых ядер, стандарт I (S1), стандарт II (S2) и Super-Short (SS). Мода S1 обусловлена влиянием протонной оболочки  $Z = 50$  и нейтронной оболочки  $N = 82$ ; мода S2 – влиянием деформированных оболочек  $Z \approx 54-56$  и  $N = 86$ . Мода SS (компактное симметричное деление) связана с возможностью для этих ядер иметь в обоих осколках околomagические значения чисел нейтронов и протонов  $N \sim 82, Z \sim 50$ .

С увеличением энергии возбуждения свойства модального деления ядер могут значительно меняться. Например, в случае спонтанного деления  $^{256}\text{Fm}(\text{sf})$  [50, 52] массовое распределение асимметрично, а в реакции  $^{255}\text{Fm}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$  при энергии возбуждения  $E^* = 6.4$  МэВ [50, 53] массовое

распределение становится симметричным. При делении изотопов  $^{258}\text{Fm}(\text{sf})$  [48, 49] и  $^{257}\text{Fm}(\text{n}_{\text{th}},\text{f})$  [54, 55] массовое распределение меняется от очень узкого симметричного также к симметричному, но в несколько раз более широкому. С увеличением энергии возбуждения оболочечные эффекты начинают затухать, но при  $E^*=10\text{-}20$  МэВ модальная структура в МЭР еще наблюдается. Расчеты поверхности потенциальной энергии в многомерном деформационном пространстве делящихся сверхтяжелых ядер показали, что существуют две или даже три долины деления [56, 57, 58, 59, 60]. В недавних экспериментах было обнаружено, что SS-долина сохраняется для сверхтяжелых ядер  $^{270}\text{Sg}$  [61] и  $^{274}\text{Hs}$  [62]. Для исследования проявления оболочечных эффектов в делении трансфермиевых элементов мы провели измерения МЭР фрагментов реакций  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях вблизи кулоновского барьера.

### **Свойства процесса квазиделения**

В реакциях с массивными тяжелыми ионами процесс захвата приводит либо к слиянию и образованию составного ядра, либо к квазиделению. Квазиделение происходит при развале эволюционирующей композитной ядерной системы до установления равновесия по всем степеням свободы. Свойства этого процесса подробно изучались в работах [7, 8, 9], где в реакциях в инверсной кинематике ионов  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{238}\text{U}$  на мишенях от  $^{16}\text{O}$  до  $^{89}\text{Yb}$  были измерены массово-энергетические и массово-угловые распределения фрагментов, определены сечения слияния-деления и квазиделения. Также в экспериментах [63] было обнаружено, что угловая анизотропия фрагментов реакций  $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  выше, чем ожидается из расчетов статистической модели переходного состояния, что было объяснено присутствием неравновесного процесса – квазиделения.

В работе Шена с соавторами [7] были определены основные экспериментальные признаки квазиделения: 1) ширина массового распределения (МР)

фрагментов больше ширины МР при делении компаунд-ядра; 2) в массово-угловых распределениях фрагментов наблюдается асимметрия вперед-назад; 3) угловая анизотропия фрагментов больше, чем при делении компаунд-ядра.

Первые два условия связаны с тем, что за короткое время процесса квазиделения не успевают произойти релаксации масс-асимметричной степени свободы. Третье условие связано тем, что не происходит релаксации углового К-распределения (проекция полного спина  $I$  на ось симметрии) [64, 65, 66].

Временной масштаб процессов квазиделения (QF) и деления составного ядра (*compound nucleus fission*, CNF) значительно отличается:  $\tau_{\text{QF}} < 10^{-20}$  с,  $\tau_{\text{CNF}} \approx 10^{-19} - 10^{-16}$  с. Время квазиделения было оценено в работах [7, 9] по углу поворота композитной системы до ее распада на два фрагмента. Эти результаты оказались в согласии с данными, полученными из измерений анизотропии угловых распределений [63]. Поскольку процесс квазиделения протекает быстрее, чем слияние-деление, можно различить эти процессы по множественности пред-делительных нейтронов  $\nu_{\text{pre}}$ . В работе [67] было найдено, что пред-делительная множественность нейтронов меньше для асимметричного квазиделения.

Важная информация о динамике слияния может быть получена из анализа энергетических характеристик фрагментов. В работах [7, 68, 69] было обнаружено, что полная кинетическая энергия фрагментов  $\text{TKE}_{\text{QF}} > \text{TKE}_{\text{FF}}$  при одинаковой массовой асимметрии, что означает, что разрыв композитной ядерной системы в процессе квазиделения происходит в более компактных конфигурациях, чем при делении составного ядра.

Хотя квазиделение было открыто в реакциях с массивными тяжелыми ядрами, в дальнейшем проявления этого процесса были обнаружены и для более легких составных ядер [68, 69, 70, 71]. Конкуренция каналов слияния и квазиделения зависит от баланса ядерных и кулоновских сил и во многом определяется свойствами входного канала реакции: массовой асимметрией,



формой и ориентацией деформированных ядер, оболочечной структурой ядер, изотопическим отношением иона и мишени  $N/Z$ , энергией столкновения.

Влияние массовой асимметрии входного канала на конкуренцию слияния-деления и квазиделения исследовалось в работе [69], где в реакциях  $^{12}\text{C} + ^{204}\text{Pb}$  и  $^{48}\text{Ca} + ^{168}\text{Er}$  было образовано ядро  $^{216}\text{Ra}$ . В реакции с ионами  $^{12}\text{C}$  вклад асимметричной квазиделительной массовой компоненты не превышал 1.5 %, в то время как в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  он составил 30 %. В работе [72] исследовалось образование составного ядра  $^{250}\text{No}$  в реакциях с ионами  $^{44}\text{Ca}$  и  $^{64}\text{Ni}$ . В реакции с ионами  $^{64}\text{Ni}$  квазиделение доминирует и составляет ~70%, в реакции с ионами  $^{44}\text{Ca}$  квазиделение составляет в зависимости от энергии возбуждения  $E^*$  от 20 % до 40 % от сечения захвата. В работе [62] исследовалось образование изотопов  $^{266-274}\text{Hs}$  в реакциях с ионами  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{36}\text{S}$  и  $^{58}\text{Fe}$ , где массовая асимметрия входного канала изменялась от  $\eta=0.84$  до 0.56. Эти исследования показали, что реакция с ионами  $^{22}\text{Ne}$  приводит к полному слиянию, в реакции с ионами  $^{26}\text{Mg}$  слияние доминирует и вклад квазиделения небольшой, в то время как в реакции с ионами  $^{58}\text{Fe}$  доминирует квазиделение. Реакция с ионами  $^{36}\text{S}$  представляет собой промежуточный случай, в котором вклад слияния составляет при энергиях вблизи кулоновского барьера ~17% от сечения захвата. Таким образом, вклад квазиделения возрастает для более симметричного входного канала реакций.

Влияние ориентации деформированных ядер на динамику слияния изучалось в работах [73,74,75]. В зависимости от ориентации деформированных ядер во входном канале получаются либо компактная, либо вытянутая конфигурации ядер, при этом изменяется расстояние между их центрами, и, следовательно, кулоновский барьер реакции. Компактная конфигурация, в которой ядра соприкасаются «бок-к-боку», повышает вероятность слияния и образования компаунд-ядра, в то время как для вытянутой конфигурации («нос-к-носу») характерно квазиделение. Оболочечные эффекты и изотопический спин во входном канале также оказывают

влияние на конкуренцию слияния и квазиделения [76]. Установлено, что магические ядра во входном канале благоприятствуют слиянию, в то время как в реакциях с немагическими ядрами преобладает квазиделение. Следует отметить, что было обнаружено исключение из этого правила: в реакции  $^{40}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  наблюдался повышенный вклад квазиделения, хотя оба партнера реакции были дважды магическими. Однако расчеты по методу Хартри-Фока [76] предсказывают быстрое выравнивание отношения  $N/Z$  на ранней стадии взаимодействия ядер, что разрушает их оболочечную структуру, и дальнейшее взаимодействие происходит как для немагических ядер.

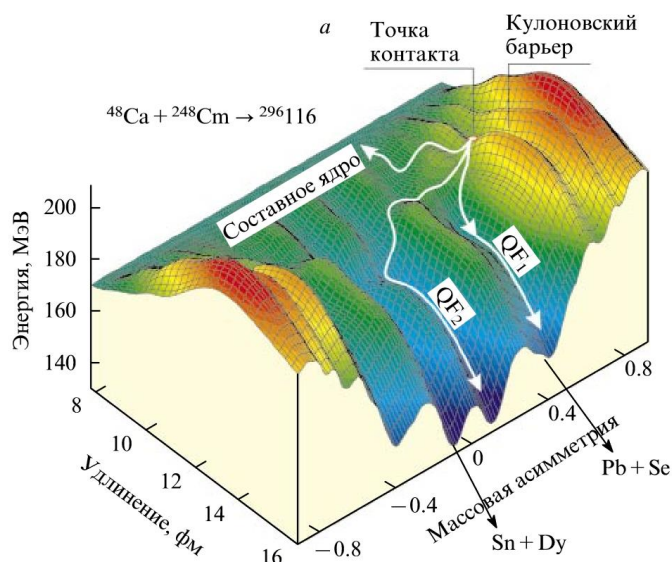
Нейтронный избыток в ядрах позволяет увеличить ядерные силы притяжения, и в целом, благоприятствует процессу слияния [77]. Тем не менее, конкуренция каналов квазиделения и слияния-деления зависит от многих факторов, важную роль играет форма и ориентация ядер в точке контакта. Так, в реакциях ионов  $^{48}\text{Ca}$  на сферическом ядре  $^{144}\text{Sm}$  [68] канал слияния является доминирующим и фрагменты квазиделения не наблюдаются, в то время как в реакции на деформированном нейтронно-избыточном ядре  $^{154}\text{Sm}$  для вытянутой конфигурации сталкивающихся ядер вклад квазиделения в сечение захвата составляет до 20 %.

В настоящее время существуют три полуэмпирических критерия появления в реакции квазиделения, связанные 1) с кулоновским фактором  $Z_1Z_2$ ; 2) с параметром делимости системы  $x_m$  и 3) массовой асимметрией во входном канале. Однако, поскольку конкуренция каналов слияния-деления и квазиделения зависит от многих факторов, существуют исключения из всех этих критериев. Мы рассмотрим применимость этих критериев к реакциям с налетающими ионами  $^{48}\text{Ca}$  и мишенями  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  в Главе 5.

Теоретическое описание процессов квазиделения и слияния-деления было выполнено в микро-макроскопической теории Святецкого [28] и работе Фельдмаера [78]. Теория Святецкого предполагает, что необходима

дополнительная энергия (экстра-пуш и экстра-экстра-пуш) для преодоления барьера слияния тяжелых ядер, для которых вследствие их большого размера силы кулоновского отталкивания становятся больше короткодействующих сил ядерного притяжения. Дальнейшее исследование конкуренции каналов слияния-деления и квазиделения было проведено в моделях двойной ядерной системы [79], коллективизации нуклонов [80], двухцентровой оболочечной модели [12], флуктуационно-диссипативной модели [81].

Расчеты поверхности потенциальной энергии для сверхтяжелых ядер [13] (Рис. 1.2) показывают, что на поверхности потенциальной энергии существуют две глубокие долины – связанная со свинцовой оболочкой долина асимметричного квазиделения  $QF_{\text{asym}}$  (или квазиделения первого рода  $QF_1$ ), и долина дважды магического олова, по которой развивается симметричное квазиделение  $QF_{\text{sym}}$  [82] (или квазиделение второго рода  $QF_2$ ). Таким образом, фрагменты в области массовой симметрии  $M = A_{\text{CS}}/2 \pm 20$  а.е.м. могут быть образованы как в процессе слияния-деления, так и симметричного квазиделения  $QF_{\text{sym}}$ .



**Рис. 1.2.** Поверхность потенциальной энергии ядра как функция удлинения  $R_{12}$  и массовой асимметрии [13]. Стрелками показаны пути эволюции композитной системы в каналы слияния, а также симметричного ( $QF_2$ ) и асимметричного ( $QF_1$ ) квазиделения.

Симметричное квазиделение  $QF_{\text{sym}}$  характеризуется бóльшим временем реакции ( $\sim 10^{-20}$ с), чем асимметричное квазиделение. Для разделения фрагментов асимметричного квазиделения  $QF_{\text{asym}}$  от фрагментов слияния-деления обычно используются такие признаки, как большая дисперсия массового распределения [68, 72, 83, 84], массово-угловые корреляции [70, 85, 86], или большая угловая анизотропия [63-66]. Отметим, что разделение событий симметричного квазиделения  $QF_{\text{sym}}$  и слияния-деления является сложной и не решенной до конца экспериментальной задачей. Так, например, увеличение угловой анизотропии фрагментов показывает присутствие процесса квазиделения, но, к сожалению, не позволяет оценить относительные вклады событий слияния-деления и симметричного квазиделения  $QF_{\text{sym}}$ . В то же время, мы полагаем, что существенная экспериментальная информация об относительных вкладах слияния-деления и квазиделения может быть получена из анализа энергетических распределений фрагментов [62, 87].

Хотя в настоящее время механизмы процессов слияния и квазиделения изучаются в широком диапазоне ядер и при различных условиях входного канала реакций, информация о вкладе квазиделения в сечение захвата в области сверхтяжелых ядер в реакциях горячего слияния отсутствовала. Между тем, подобная информация необходима для планирования сложных и долгосрочных экспериментов по синтезу сверхтяжелых элементов. Чтобы решить эту задачу, мы провели измерения МЭР фрагментов в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях ниже и выше кулоновского барьера. Затем мы применили анализ энергетических распределений фрагментов, позволивший разделить эти процессы и оценить их относительный вклад в сечение захвата.

## Глава 2. Методика эксперимента

### 2.1 Основные методы регистрации бинарных фрагментов в реакциях с тяжелыми ионами.

Как было показано в Главе 1, для разделения фрагментов деления и квазиделения необходимо измерять с достаточной точностью их основные характеристики (такие, как массы, энергии и углы вылета фрагментов), а затем проводить детальный анализ их распределений. Для решения этой задачи исключительно важным становится выбор методики, удовлетворяющей требованиям эксперимента. Для получения информации о фрагментах деления/квазиделения используются радиохимический и физические методы [41]. Преимуществом радиохимического метода является достигаемое в нем массовое и зарядовое разрешение. Однако в радиохимическом методе массовые выходы соответствуют конечным осколкам (после испускания ими нейтронов), и, кроме того, в данном методе невозможно получить такие важные характеристики фрагментов, как их угловые и энергетические распределения.

Основными физическими методами для определения масс и энергий фрагментов являются методы измерения двух энергий (**2E**), двух скоростей (**2V**), скорости и энергии одного фрагмента (**V-E**), а также измерение скоростей и энергий обоих фрагментов (**2E-2V**) [41, 88].

В **2E**-методе в совпадениях измеряются энергии обоих фрагментов. В качестве детекторов обычно используются двойные ионизационные камеры или полупроводниковые детекторы (ппд). Полная кинетическая энергия фрагментов (ТКЕ) вычисляется по формуле  $TKE = E_1 + E_2$ , где  $E_1, E_2$  – энергии обоих фрагментов. Уравнение для масс первичных осколков (до испускания ими нейтронов) можно записать в виде:  $M_1 + M_2 = M_{CN}$ , где  $M_1, M_2$ , – массы фрагментов,  $M_{CN}$  – масса составного ядра. Из закона сохранения импульса в

системе центра масс следует, что  $M_1V_1=M_2V_2$ , (здесь  $V_1, V_2$ , – скорости фрагментов), тогда

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{M_2}{M_1}, \text{ и } M_1 = M_{CN} \frac{E_2}{E_1+E_2} \quad (2.1)$$

Поскольку в эксперименте регистрируются вторичные осколки (после испускания ими нейтронов), измеряемые энергии  $E_1$  и  $E_2$  отличаются от энергий первичных осколков  $E_1^0$  и  $E_2^0$ . Уменьшение кинетической энергии происходит за счет уменьшения массы фрагмента на число испущенных нейтронов:  $M=M^0-\nu(M^0)$ ,  $E = E^0(1 - \frac{\nu}{M^0})$ . Для определения масс первичных осколков необходимо знать зависимость нейтронной множественности от массы  $\nu(M)$ , тогда массы первичных осколков вычисляются по формуле [88]:

$$M_1^0 = M_{CN} \frac{E_2}{E_1(1+\xi_1)+E_2}, \text{ где } \xi_1 = \frac{1+\nu_1/M_1}{1+\nu_2/M_2} \quad (2.2)$$

Поскольку зависимость нейтронной множественности от массы  $\nu(M)$  не всегда известна, особенно для новых синтезированных ядер, в этом случае в 2E-методе невозможно получить массовое распределение первичных осколков с необходимой точностью.

Энергетическое разрешение, достигаемое в 2E-методе в экспериментах по спонтанному или низкоэнергетическому делению, для ионизационных камер составляет 0.5 МэВ [89], что приводит к массовому разрешению 3-4 а.е.м. В экспериментах с использованием полупроводниковых детекторов достигнуто энергетическое разрешение  $\delta E=1-2$  МэВ, что соответствует массовому разрешению 4-5 а.е.м.[90]. Однако ионизационные камеры невозможно использовать в экспериментах на пучках ионов при больших нагрузках. Полупроводниковые детекторы обычно имеют малые размеры, что ведет к низкой геометрической эффективности установок с такими детекторами. Кроме того, из-за радиационных повреждений ппд нельзя использовать в продолжительных экспериментах на пучках тяжелых ионов.

Также при получении масс и энергий в полупроводниковых детекторах нужно учитывать поправку на величину амплитудного дефекта, зависящего от массы осколка.

**E-V**-метод позволяет измерять массы и энергии вторичных фрагментов. В этом методе измеряются скорость и энергия только одного фрагмента. Масса фрагмента вычисляется по формуле: 
$$M = \frac{2E}{v^2} \quad (2.3)$$

На основе этого метода созданы как компактные установки [14, 91], так и магнитные спектрометры и масс-сепараторы [92]. Массовое разрешение, достигаемое на масс-спектрометрах, сопоставимо с радиохимическими методами. В работе [92] на спектрометре Lohengrin было достигнуто разрешение  $\delta M = 0.5$  а.е.м. для легких и 0.6 а.е.м. для тяжелых осколков. В компактных (E-V) телескопах в качестве стопового детектора обычно используются полупроводниковые кремниевые детекторы. Следует отметить, что при использовании ппд должен учитываться амплитудный дефект и поправка на число испущенных нейтронов. Кроме того, главным недостатком данного метода в реакциях с тяжелыми ионами является невозможность выделения одним телескопом бинарного канала реакции.

Более полная информация о делении может быть получена в методе измерения скоростей и энергий парных осколков **2E-2V** [93]. В 2E-2V-спектрометрах в качестве стопового детектора обычно используются сборки из ппд, что определяет массовое и энергетическое разрешение таких систем. Данный метод позволяет измерять первичные ( $M^*$ ) и вторичные ( $M$ ) массы фрагментов, и затем извлекать из этих данных информацию о зависимости нейтронной множественности от массы  $\bar{\nu}(M^*)$  по формуле  $\bar{\nu}(M^*) = \frac{M^* - M}{m_n}$ , где  $m_n$  – масса нейтрона. Однако, поскольку в среднем нейтронная множественность  $\langle \nu \rangle$  составляет около 1% от массы, необходимо, чтобы средние массы были определены с точностью не хуже 0.1 % [93]. Массовое разрешение спектрометра на ппд – детекторах в работе [93] составляло

2.1 а.е.м. (ширина на полувысоте, ШПВ) при длине пролетной базы 37.5 см; разрешение, полученное на спектрометре SPIDER [94] с мкп-детекторами составляет для легких фрагментов 1.2 а.е.м. при длине пролетной базы 70 см и временном разрешении 250 пс (ШПВ). Недавно был создан спектрометр VERDI [95], включающий в себя стартовые детекторы на основе мкп и сборки стоповых ппд-детекторов, позволяющий достичь массового разрешения  $\sim 1$  а.е.м. Временное разрешение данного спектрометра составляло 205 пс при пролетной базе 50 см.

**2E-2V**-спектрометры эффективны при исследовании деления сильно-возбужденных ядер, когда из-за эмиссии пред-делительных частиц неизвестна масса делящегося ядра и невозможно корректно применять методы измерения 2V, 2E, 2E-1V [96]. В качестве стоповых детекторов в 2E-2V экспериментах часто используют ппд, что приводит к малому акцептансу детектирующей системы. Кроме того, ппд невозможно использовать длительное время в экспериментах на пучках ионов из-за радиационных повреждений. Если в конструкцию **2E-2V**-спектрометра в каждое плечо входят по два электростатических зеркала, дающих стартовый и стоповый сигнал, в этом случае ионизационные потери в двух входных фольгах приводят к ухудшению энергетического разрешения спектрометра.

В методе измерения двух скоростей **2V**, или методе кинематических совпадений [41, 88], измеряются скорости парных фрагментов. Для этого проводятся измерения времен пролета фрагментами известной пролетной базы. Из законов сохранения числа нуклонов  $M_1 + M_2 = M_{CN}$  и импульса в системе центра масс  $M_1 V_1 = M_2 V_2$  для бинарных процессов можно получить формулы для массы и энергии фрагмента:

$$M_1 = M_{CN} \frac{V_2}{V_1 + V_2}, E_i = \frac{M_i V_i^2}{2} \quad i=1,2 \quad (2.4)$$



Поскольку испарение нейтронов из осколка изотропно в его системе покоя, это приводит к тому, что средняя скорость осколка не меняется, увеличивается только ее дисперсия. Полученные в данном методе скорости, массы и энергии относятся к первичным фрагментам. Данный метод позволяет получить абсолютное значение полной кинетической энергии ТКЕ.

Наиболее важным параметром  $2V$ -спектрометров является их временное разрешение, которое определяется временным разрешением детекторов стартовой и стоповой отметки. Стартовый детектор должен быть достаточно тонким, чтобы на пути фрагментов было минимальное количество вещества и вносимый в измерения скоростей угловой и энергетический разброс (straggling) был минимальным. Такими качествами обладают детекторы, которые регистрируют эмиссию вторичных электронов, возникающих при прохождении заряженных частиц через тонкие фольги. Вторичные электроны отклоняются электростатическим зеркалом [97] и регистрируются сборкой из микроканальных пластин (мкп) [98]. В данной конструкции спектрометра частицы проходят через одну фольгу стартового детектора в каждом плече. В качестве стопового детектора может использоваться детектор на основе мкп. Также в  $2V$ -спектрометрах используются сцинтилляционные детекторы [99], плоско-параллельные лавинные счетчики (ППЛС) [100, 101] и многопроволочные пропорциональные счетчики (МППС) [74, 102, 103]. Эти детекторы имеют большую площадь ( $\sim 500-1000 \text{ см}^2$ ) и позволяют регистрировать большой угловой диапазон, что дает преимущество при исследовании угловых распределений фрагментов. Массовое разрешение, достигаемое на таких спектрометрах, составляет от 5 до 9 а.е.м. (ШПВ) [77, 102]. Однако детекторы большой площади не могут использоваться в качестве триггера осколков при измерении сопутствующего излучения нейтронов и гамма-квантов, поскольку в этом случае возрастает перерассеяние частиц на конструкциях детекторов. Альтернативой может быть создание компактного спектрометра на основе мкп-детекторов с хорошим временным

разрешением (150-180 пс). Длина пролетной базы спектрометра устанавливается таким образом, чтобы было достигнуто оптимальное соотношение между массовым разрешением и размером спектрометра. Увеличение пролетной базы приводит к улучшению разрешения по скоростям, но вместе с тем уменьшается телесный угол регистрации установки, что затрудняет проведение экспериментов с малыми сечениями реакции, например, при исследовании процессов слияния-деления и квазиделения сверхтяжелых элементов. Для измерения угловых распределений фрагментов и увеличения акцептанса можно использовать либо сборку из мкп-детекторов, либо устанавливать детекторы в ходе эксперимента под заданными углами.

2V-спектрометры могут быть созданы в виде конструкций либо с двумя стартовыми детекторами (метод  $ToF_1-ToF_2$ ), либо с одним стартовым детектором (метод  $ToF_1-LongToF_2$ ), или без стартовых детекторов (метод  $\Delta T$ ). В  $\Delta T$ -спектрометрах обычно применяются два метода обработки данных: абсолютный временной метод с привязкой к банчу пучка [74] и относительный временной метод, когда для вычисления масс и энергий фрагментов используется только разность времен между сигналами со стоповых детекторов [84]. Ограничением относительного временного метода  $\Delta T$  является то, что использовать его можно только при известном массовом числе делящегося ядра, что невозможно в случае реакций неполного слияния или в реакциях на атомах примеси в мишени.

Таким образом, мы полагаем, что наиболее подходящим инструментом для решения стоящей перед нами задачи – исследования свойств фрагментов слияния-деления и квазиделения является двухплечевой времяпролетный спектрометр с детекторами на основе микроканальных пластин, позволяющий определять массы и энергии первичных фрагментов с хорошим массовым и энергетическим разрешением. Компактные размеры спектрометра CORSET позволяют использовать его в качестве триггера осколков для спектрометров нейтронов и гамма-квантов.

## 2.2. Двухплечевой времяпролетный спектрометр CORSET

Для исследования процессов слияния-деления и квазиделения тяжелых ядер в ЛЯР ОИЯИ был сконструирован двухплечевой времяпролетный спектрометр CORSET (CORrelation SETup) [14]. Каждое плечо спектрометра включает в себя стартовый детектор на основе микроканальных пластин с электростатическим зеркалом и сборку стоповых позиционно-чувствительных (X,Y-чувствительность) мкп-детекторов, размером 6x4 см каждый. Для увеличения телесного угла спектрометра в каждую стоповую сборку в экспериментах входило от 2-х до 4-х мкп-детекторов. Стартовые детекторы располагались на расстоянии 4 см от мишени, стоповые – от 18 до 20 см от мишени. Плечи спектрометра устанавливались под оптимальными корреляционными углами, чтобы регистрировать все продукты реакции с массами от налетающего иона до ядер мишени. Схематическое изображение спектрометра CORSET показано на Рис. 2.1. Плечи спектрометра располагаются на отдельных платформах. Благодаря этому при изменении условий эксперимента (смене энергии налетающих ионов или мишеней) можно перемещать плечи спектрометра на оптимальные корреляционные углы без открытия камеры и нарушения вакуума.

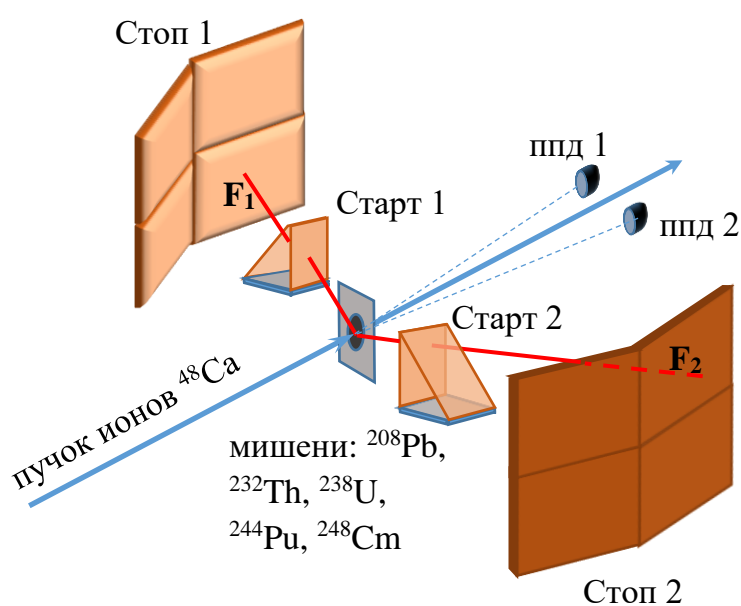


Рис. 2.1. Схема времяпролетного спектрометра CORSET.

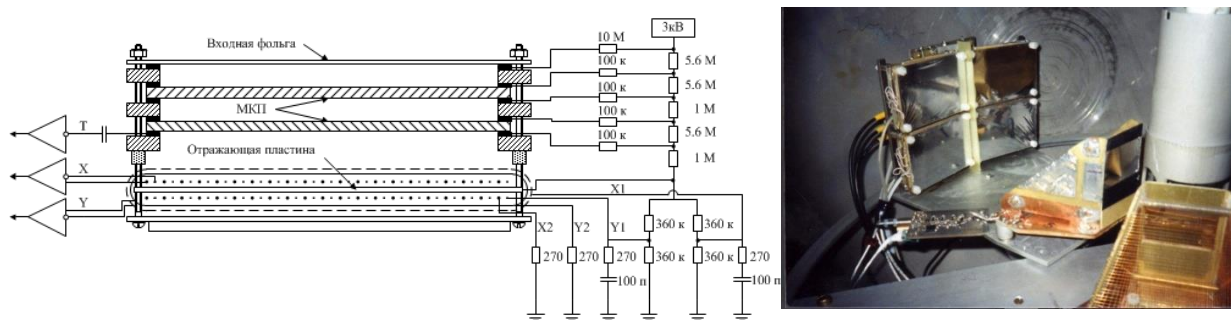
Для корректной работы мкп-детекторов в камере поддерживался вакуум  $10^{-6}$  Торр. Два полупроводниковых монитора, расположенных под углами  $\pm 11^\circ$ , использовались для абсолютной нормировки сечений и контроля положения пучка ионов на мишени. В центре камеры располагался мишенный узел, на котором размещались мишени и сцинтилляторы (можно было разместить до 5 образцов одновременно). Это позволяло проводить мониторинг пучка и смену мишеней в эксперименте без открытия камеры.

Схема совпадений была настроена таким образом, что событие записывалось, если приходили временные и координатные сигналы с обеих сборок стоповых детекторов и временного сигнала с любого из стартовых детекторов. Измерялись времена между сигналами со стопового и стартового детекторов одного плеча ( $ToF_1 = t_{Stop1} - t_{Start1}$ ,  $ToF_2 = t_{Stop2} - t_{Start2}$ ), и сигналом от старта противоположного плеча (long tof,  $LToF_1 = t_{Stop1} - t_{Start2}$ ,  $LToF_2 = t_{Stop2} - t_{Start1}$ ). Использование двух стартовых детекторов и измерение времен пролета  $ToF_{1,2}$  и  $LToF_{1,2}$  позволяет определить методом совпадений [104] эффективности стартовых детекторов. Это необходимо при работе в условиях большой загрузки стартовых детекторов и их возможных просчетов. Кроме того, измерения времен пролета с использованием противоположного старта применялись для селекции от перерассеянных событий либо сбоев в электронном тракте.

Система сбора данных была создана на основе блоков в стандарте КАМАК и компьютеров IBM PC. В качестве программ набора использовались программы Cordhard и Kmax [105]. В настоящее время на спектрометре CORSET используется система сбора данных в стандарте VME.

### **2.2.1. Стоповый детектор**

Стоповый детектор включает в себя входную фольгу, шевронную сборку из двух мкп размером  $6 \times 4$  см<sup>2</sup>, координатную систему и плату с быстрыми усилителями координатных (X,Y) и временного ( $T_{sp}$ ) сигналов (Рис. 2.2).



**Рис. 2.2.** Слева: схема стопового детектора; справа: фотография стартовых детекторов и сборки из четырех стоповых детекторов в реакционной камере.

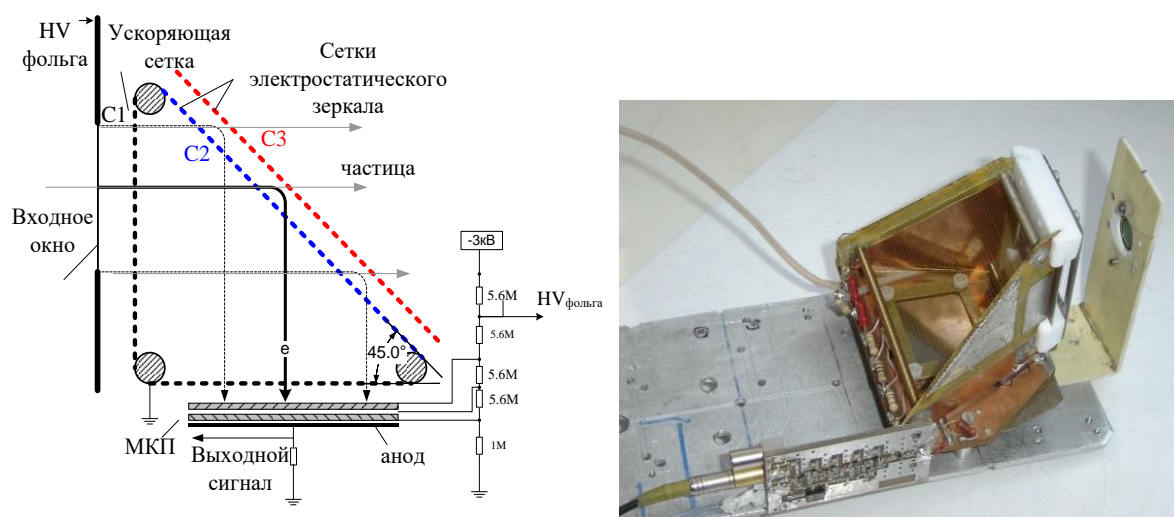
Входная фольга сделана из майларовой пленки толщиной 200-250 мкг/см<sup>2</sup> с напылением алюминия или золота толщиной 20-30 мкг/см<sup>2</sup> для увеличения эмиссии электронов. За микроканальными пластинами расположены отражающая пластина и координатная система, состоящая из двух независимых линий задержки (X- и Y-координаты). Линии задержки выполнены из медно-бериллиевой проволоки диаметром 50 мкм и намотаны параллельно с шагом 1 мм на капролоновые рамки. Координатные сетки расположены перпендикулярно друг другу на отражающей пластине, при этом одна сетка находится над другой. Напряжение на отражающей пластине и сетках выставляется таким образом, чтобы заряд выходной лавины со сборки мкп делится между обеими координатными сетками поровну. Стоповый сигнал временной отметки снимается с выходной поверхности второй микроканальной пластины, координатные сигналы – с X-, Y-линий задержки. Для калибровки координатной системы детектора между входной фольгой и шевронной сборкой мкп устанавливались непрозрачные маски заданного размера. Для увеличения акцептанса спектрометра в каждое его плечо входила сборка из двух или четырех стоповых детекторов.

### 2.2.2. Стартовый детектор

Детектор временной отметки, используемый во время пролетных измерений, должен быть максимально тонким, чтобы изменения скорости и направления пролетающей частицы были минимальны. В таких детекторах

часто используется метод регистрации электронов, выбитых пролетающей частицей с поверхности тонких фольг. Число выбитых электронов изменяется как вторая степень от эффективного заряда налетающего иона [106], поэтому для тяжелых ионов их число достаточно велико и составляет  $\approx 200$  электронов для осколков деления и  $\approx 2-5$  для  $\alpha$ -частиц.

Схема и фотография стартового детектора показаны на Рис. 2.3. Детектор включает в себя расположенную горизонтально шевронную сборку из двух микроканальных пластин размером  $3 \times 4 \text{ см}^2$ , вертикальную входную фольгу и электростатическое зеркало для отклонения выбитых частицей электронов. Входные фольги изготавливались из майларовых пленок толщиной  $70-200 \text{ мкг/см}^2$  с двусторонним напылением золота толщиной  $30 \text{ мкг/см}^2$  для увеличения числа выбитых электронов, либо из углеродных пленок толщиной  $20-40 \text{ мкг/см}^2$ . Выбитые из входной фольги электроны ускоряются в электрическом поле между фольгой и ускоряющей сеткой С1 (Рис. 2.3) до энергии  $\approx 3 \text{ кэВ}$ . Затем с помощью двух сеток С2 и С3 электростатического зеркала они отклоняются на  $90^\circ$ , после чего попадают на шевронную сборку МКП.



**Рис. 2.3.** Слева – схема стартового детектора с электростатическим зеркалом; справа – фотография стартового детектора с установленным перед ним  $\alpha$ -источником  $^{226}\text{Ra}$ .

Электростатическое зеркало обеспечивает изохронность движения выбитых электронов независимо от места их попадания на входную фольгу. Сетки электростатического зеркала сделаны из медно-бериллиевой проволоки толщиной 50 мкм и намотаны с шагом 0.5 мм перпендикулярно друг другу. Прозрачность каждой сетки составляет 95 %. Таким образом, прозрачность стартового детектора из трех сеток составляет  $T=(0.95)^3=86\%$ . Выходной сигнал снимается с анода и затем усиливается с помощью быстрого усилителя.

Поскольку стартовые детекторы расположены близко от мишени, в условиях большой загрузки в экспериментах на пучках тяжелых ионов возможны их просчеты из-за увеличения мертвого времени мкп-пластин. В этом случае целесообразно использовать в конструкции спектрометра два стартовых детектора. С помощью метода совпадений [104] в таких спектрометрах определяются эффективности обоих стартовых детекторов  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ , что позволяет вычислить реальное число событий. Пусть  $N_0$  – реальное число событий,  $N_1$  – число событий, зарегистрированных с использованием первого стартового детектора,  $N_2$  – число событий, зарегистрированных с использованием второго стартового детектора,  $N_{12}$  – число зарегистрированных событий, когда были сигналы с обоих стартов. Тогда

$$N_1 = \varepsilon_1 \cdot N_0; \quad N_2 = \varepsilon_2 \cdot N_0; \quad N_{12} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot N_0$$

Эффективности стартовых детекторов определяются по формуле:

$$\varepsilon_1 = \frac{N_{12}}{N_2}; \quad \varepsilon_2 = \frac{N_{12}}{N_1};$$

Тогда реальное число событий  $N_0$  вычисляется как:

$$N_0 = \frac{N_1}{\varepsilon_1} = \frac{N_2}{\varepsilon_2} = \frac{N_1 N_2}{N_{12}} \quad (2.5)$$

Обычно число просчетов обоих стартов не превышало 10-15%. Прозрачность электростатического зеркала каждого стартового детектора составляет  $\approx 86\%$ .

Поэтому полная эффективность регистрации осколков спектрометром вычисляется по формуле  $\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_{\text{st1}} * \varepsilon_{\text{st2}} * \varepsilon_{\text{misc}} = 0.86 * 0.86 * 0.9 = 0.67$ .

### 2.2.3 Калибровка спектрометрических трактов и настройка детекторов.

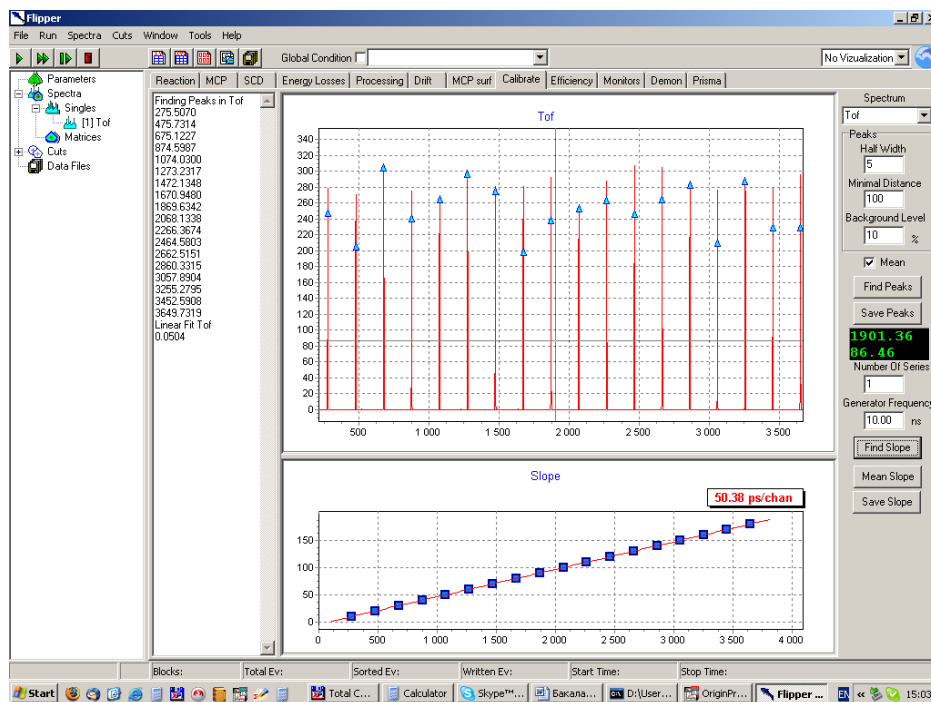
Калибровка спектрометрических трактов и настройка детекторов перед экспериментом проводилась в несколько этапов и включала в себя:

- 1) калибровку амплитудно-цифровых преобразователей (ADC) генератором точной амплитуды и время-цифровых преобразователей (TDC) генератором временных сигналов для определения цены канала преобразователя и выбора оптимального диапазона шкалы;
- 2) калибровку координат стоповых детекторов;
- 3) тестирование работы детекторов и определение временного разрешения плеч спектрометра с помощью источника  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$ ;
- 4) измерение фрагментов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ .

Для определения цены канала время-цифровых преобразователей использовался генератор временных интервалов. Определялась цена канала следующих параметров – времен пролета  $\text{ToF}_1$ ,  $\text{ToF}_2$ ,  $\text{ToFL}_1$ ,  $\text{ToFL}_2$ . На Рис. 2.4 изображено рабочее окно созданной нами программы FLIPPER, в которой с помощью алгоритма автоматического поиска пиков в спектре сигналов с генератора найдены пики и определена цена канала  $a_{\text{tof1}}$ .

Координаты попадания частицы в детектор определяются как разность сигналов с координатных линий задержки и временных сигналов стоповых детекторов:  $X_i = \text{TDC\_}X_i - \text{TDC\_}Sp_i$ ;  $Y_i = \text{TDC\_}Y_i - \text{TDC\_}Sp_i$ ; где  $i = 1, 2$ .

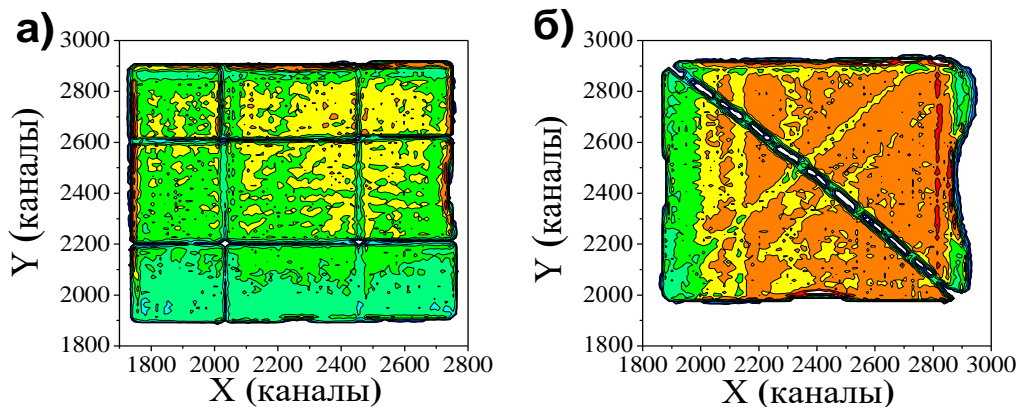




**Рис. 2.4.** Калибровка цены канала ToF<sub>1</sub> с помощью генератора временных интервалов, выполненная в программе Flipper.

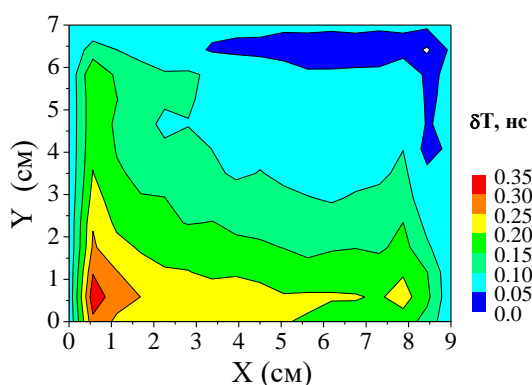
Для калибровки координат  $X_{1,2}$  и  $Y_{1,2}$  использовались координатные маски двух типов. Первая маска состояла из 4 стрипов (двух вертикальных и двух горизонтальных) из стеклотекстолита толщиной 1 мм, установленных на расстоянии  $\pm 1$  см по координате  $Y$  и  $\pm 2$  см по координате  $X$  от центра детектора. Второй тип маски представлял собой диагональный стрип толщиной 2 мм с десятью отверстиями, каждое диаметром 1 мм, находящимися на расстоянии 1 см друг от друга. Маски располагались между входной фольгой и шевронной сборкой стопового детектора. Полученные двумерные спектры координат  $(X, Y)$  для  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$  показаны на Рис. 2.5. По известному положению меток для каждого детектора определялись калибровочные коэффициенты  $a_x, b_x, a_y, b_y$ :

$$\begin{aligned} X_{cm} &= a_x X_{chan} + b_x \\ Y_{cm} &= a_y Y_{chan} + b_y \end{aligned} \quad (2.6)$$



**Рис. 2.5.** Двумерные спектры координат  $X$  $Y$  стоповых детекторов с маской из четырех стрипов (а) и с диагональной маской (б).

С помощью источника  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$  проводились следующие калибровки: определялось временное разрешение плеч спектрометра, вычислялась поправка на время распространения сигнала по поверхности детектора  $\delta T(x,y)$ , а также зависимость временного сигнала от амплитуды импульса  $\delta T_0$ . Временное разрешение плеч спектрометра составляло для различных детекторов от 150 до 200 пс. Поправка на время распространения сигнала  $\delta T(x,y)$  определялась следующим образом: при обработке данных поверхность стопового детектора гипотетически разбивалась на квадраты со стороной 5 мм и для каждого квадрата пособытийно рассчитывалось время

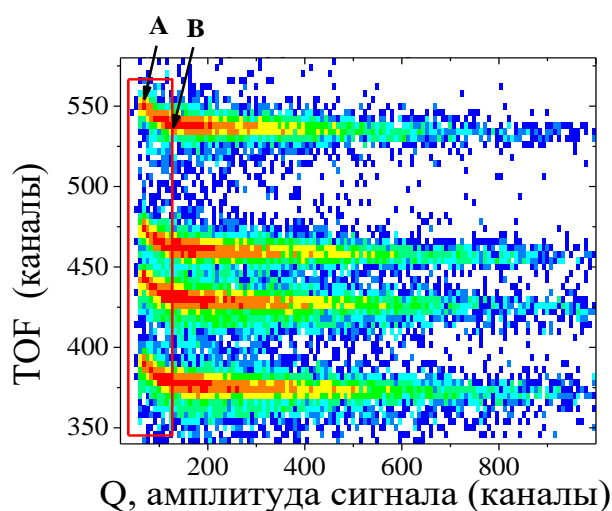


**Рис. 2.6.** Зависимость  $\delta T(x,y)$  времени распространения сигнала по поверхности стопового детектора.

пролета  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$  с энергией  $E_\alpha = 7.69$  МэВ. После этого рассчитанные значения сравнивались с измеренным временем пролета  $\alpha$ -частиц, и определялась разность  $\delta T_i = T_{exp} - T_{calc}$ . Полученные значения  $\delta T_i$  пособытийно усреднялись для каждого квадрата и таким образом была получена матрица поправок  $\delta T(x,y)$  (см. Рис. 2.6). Из рисунка хорошо видно, что величина

$\delta T(x,y)$  минимальна в области, где происходит съём временного сигнала с мкп и максимальна для наиболее удаленной области от места съема сигнала. Учет подобной зависимости наиболее актуален для детекторов большой площади. Тем не менее, применение этой поправки для мкп-детекторов с размерами  $6 \times 4 \text{ см}^2$  или  $7 \times 9 \text{ см}^2$  также позволяет повысить точность измерений времени пролета.

На Рис. 2.7. показана двумерная матрица зависимости времен пролета TOF  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$  от амплитуды сигнала с микро-канальной пластины Q стопового детектора. На рисунке видно четыре локуса, соответствующие четырем энергиям  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$ . Для сигналов с малой амплитудой



**Рис. 2.7.** Двумерная матрица зависимости времени пролета  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$  от амплитуды временного сигнала для стопового детектора.

(показаны в красном контуре) существует значительное смещение временного сигнала – примерно 12 каналов между точками А и В, что составляет 300 пс при цене канала 25 пс/канал. Чтобы устранить данную нелинейность временного сигнала, для энергии  $E_{\alpha}=7.69 \text{ МэВ}$  вычислялась зависимость  $\langle \text{TOF} \rangle(Q)$ , которая затем аппроксимировалась экспонентциальной кривой. Таким образом, определялась зависимость  $\delta T_Q$ , которая затем учитывалась при обработке данных.

Для проверки работы времяпролетной системы перед проведением экспериментов на пучках ионов проводилось измерение осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Измерение фрагментов спонтанного деления позволяет выбрать нужный режим напряжений для стартовых и стоповых мкп-детекторов и подготовить их к проведению измерений в реакциях на пучке тяжелых ионов.

Полученное соотношение пик/провал (P/V) для массового спектра осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  позволяет оценить массовое разрешение спектрометра и качество используемой мишени. В наших измерениях соотношение P/V для  $^{252}\text{Cf}$  составляло 48 [14].

#### 2.2.4. Основные характеристики времяпролетного спектрометра CORSET

Основные характеристики двухплечевого время-пролетного спектрометра CORSET приведены в Таблице 2.1. Стартовые детекторы устанавливались на расстоянии  $\approx 4$  см от мишени, сборки стоповых детекторов – 18-20 см. от мишени. Временное разрешение плеч спектрометра определялось по  $\alpha$ -спектрам источника  $^{226}\text{Ra}$ . Массовое разрешение оценивалось по ширине на полувысоте массовых спектров упруго рассеянных ионов  $^{48}\text{Ca}$  на мишени  $^{208}\text{Pb}$ .

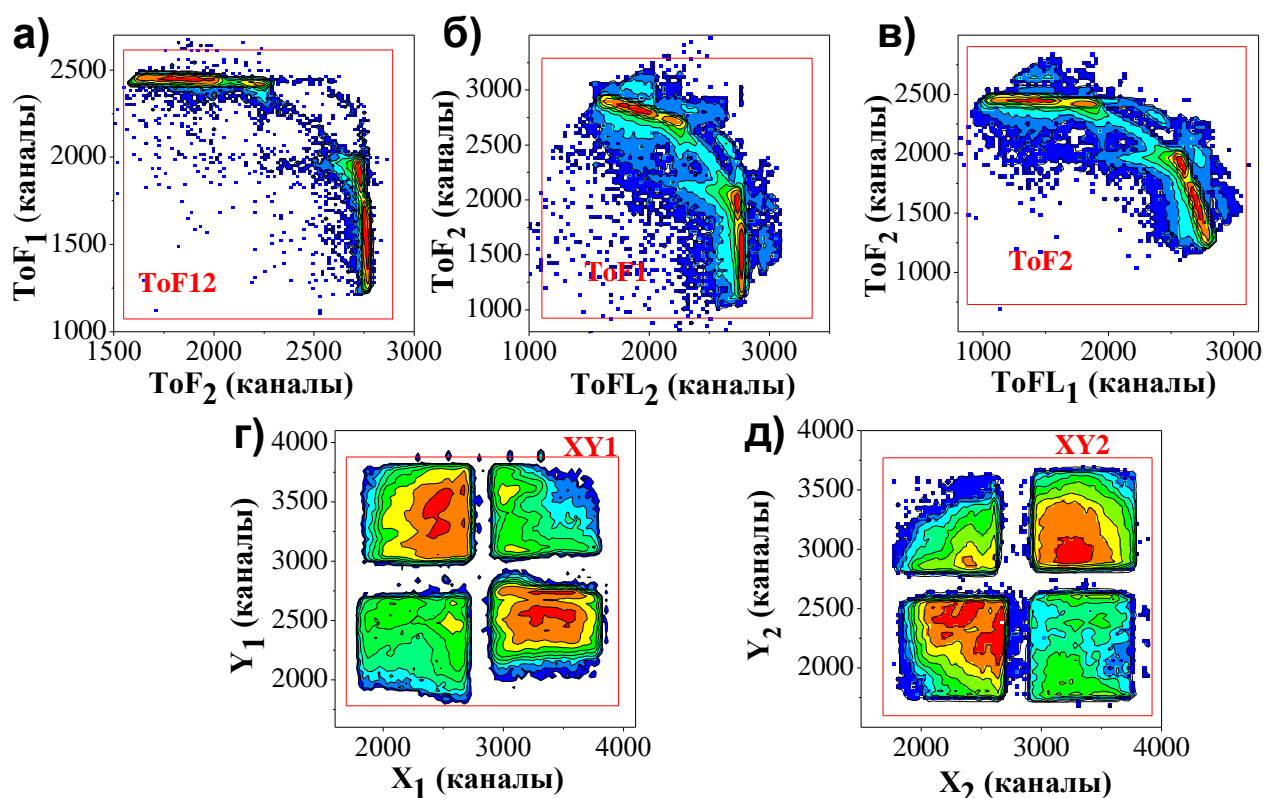
**Таблица 2.1.** Характеристики времяпролетного спектрометра CORSET.

Временное разрешение плеч спектрометра (ШПВ)	150-200 пс	
Угловое разрешение	0.3°	
Массовое разрешение спектрометра (ШПВ)	2-3° а.е.м	
Эффективность регистрации спектрометра	~67%	
	2 детектора в стоповой сборке	4 детектора в стоповой сборке
Акцептанс каждого плеча		
в плоскости реакции	$\pm 18^\circ$	$\pm 18^\circ$
вне плоскости реакции	$\pm 6.3^\circ$	$\pm 12^\circ$
Телесный угол установки	296 мстр	592 мстр

## Глава 3. Обработка и анализ экспериментальных данных

### 3.1. Сортировка экспериментальных данных

Обработка экспериментальных данных выполнялась в off-line режиме. Для очистки от случайных совпадений файл с экспериментальными данными пересортировывался в новый файл с условиями  $(\text{ToF}_1 \text{ or } \text{ToF}_2)+\text{XY}_1+\text{XY}_2$ , т.е. если были зарегистрированы координатные и временные сигналы с обоих стоповых детекторов и временной сигнал хотя бы одного из стартовых детекторов. Контуры  $\text{ToF}_{12}$ ,  $\text{ToF}_1$ ,  $\text{ToF}_2$ ,  $\text{XY}_1$ ,  $\text{XY}_2$  показаны красным цветом на Рис. 3.1.



**Рис. 3.1.** Двумерные матрицы времен пролета: а)  $\text{ToF}_1$ - $\text{ToF}_2$ , б)  $\text{ToF}_1$ - $\text{ToFL}_2$ , в)  $\text{ToF}_1$ - $\text{ToFL}_1$  и координатных спектров: г)  $X_1Y_1$  и д)  $X_2Y_2$ .

Экспериментальные данные пересортировывались в три различных файла в зависимости от метода их регистрации: когда были зарегистрированы сигналы с обоих стартовых детекторов (метод  $\text{ToF}_1$ - $\text{ToF}_2$ , использовался контур  $\text{ToF}_{12}$ ), или только одного из них – метод  $\text{ToF}_1$ - $\text{ToFL}_2$  (контур  $\text{ToF}_1$ ) или метод  $\text{ToFL}_1$ - $\text{ToF}_2$  (контур  $\text{ToF}_2$ ). После этого каждый из трех полученных файлов

обрабатывался отдельно с соответствующим алгоритмом для определения скоростей фрагментов. На Рис. 3.1 представлены двумерные матрицы времен пролета  $ToF_1-ToF_2$  (а),  $ToF_1-ToFL_2$  (б), и  $ToFL_1-ToF_2$ (в) и координатных спектров  $X_1Y_1$  (г) и  $X_2Y_2$  (д) стоповых сборок. Красным цветом показаны контуры, используемые для селекции истинных событий от случайных совпадений. Полученные данные о числе зарегистрированных событий  $N_{12}$  (для метода  $ToF_1-ToF_2$ ),  $N_1$  (для  $ToF_1-ToFL_2$ ) и  $N_2$  (для  $ToFL_1-ToF_2$ ) использовались для оценки эффективности стартовых детекторов и определения реального числа событий  $N_0$  по формуле (2.5).

### 3.2. Вычисление масс, энергий и углов вылета фрагментов

Для каждого события из полученных временных и координатных сигналов  $ToF_1, ToF_2, ToFL_1, ToFL_2, X_{ch_{1,2}}, Y_{ch_{1,2}}$  вычислялись времена пролета  $tof_{ns_{1,2}}$ , координаты попадания частиц в детектор  $X_{1,2}, Y_{1,2}$ , пролетные базы  $l_{1,2}$ , скорости  $V_1, V_2$  и углы вылета частиц  $\Theta_{x_{1,2}}$  – в плоскости и  $\Theta_{y_{1,2}}$  – вне плоскости реакции.

При вычислении времен пролета вводились поправки, связанные с конструкцией детекторов и работой электронных трактов. Учитывалось время распространения сигнала по поверхности стоповых детекторов и зависимость сигнала временной привязки от амплитуды импульса (§ 2.2.3). Проверялась стабильность работы электронной аппаратуры, для чего накопленные экспериментальные данные разбивались в off-line режиме на группы событий с достаточной статистикой. Для каждой группы событий рассчитывались средние значения параметров  $\langle ToF_i \rangle$ , где  $i=1,2$ , которые сравнивались с теми же значениями в начале файла в первой группе событий  $ToF_i^0$ . Полученные значения разностей  $d_i^n = \langle ToF_i^n \rangle - \langle ToF_i^0 \rangle$  записывались в отдельный файл «дрейфа» данных и использовались в последующей обработке. Анализируемый «дрейф» данных вызван изменением рабочих режимов детекторов в течение эксперимента.

Таким образом, время пролета в наносекундах  $ToF\_ns_{1,2}$  вычисляется из измеренных аппаратурных времен пролета  $ToF\_ch_{1,2}$  с помощью преобразования:

$$ToF\_ns_{1,2} = a_{tof_{1,2}} * (ToF\_ch_{1,2} + d_{1,2}^n + \Delta T_{Q1,2}) + \Delta T_{xy_{1,2}} + b_{1,2} \quad (3.1)$$

где  $a_{tof_{1,2}}$  – цена канала [нс/канал],  $ToF\_ch_{1,2}$  – время пролета [каналы],  $d_{1,2}^n$  – поправка на дрейф данных [каналы],  $\Delta T_Q$  – поправка на амплитудную зависимость QDC [каналы],  $\Delta T(x,y)$  – поправка на время распространения сигнала по поверхности стоповых детекторов [нс],  $b$  – калибровочный коэффициент, полученный либо по энергии упруго рассеянных ионов, либо по систематике Виолы для кинетической энергии осколков деления [37].

Углы вылета частиц  $\Theta_{xi}$ ,  $\Theta_{yi}$ , пролетные базы  $L\_tof_i$  и скорости  $V_i^{exp}$  вычислялись из полученных времен пролета частиц и координат их попадания в стоповые детекторы (форм. 3.1 и 2.6):

$$\Theta_{xi} := \text{ArcTan}(X_{cm\_i} / l\_Sp0) \quad (3.2)$$

$$\Theta_{yi} := \text{ArcTan}(Y_{cm\_i} / \sqrt{l_{Sp\ i}^2 + X_{cm\ i}^2})$$

$$L\_Sp_i = l\_Sp0 / (\cos \Theta_{xi} \cos \Theta_{yi})$$

$$L\_St_i = l\_St0 / (\cos \Theta_{xi} \cos \Theta_{yi})$$

$$L\_tof_i = L\_Sp_i - L\_St_i ;$$

$$V_i^{exp} = ToF\_ns_i / L\_tof_i(x,y)$$

здесь  $L\_Sp0$ ,  $L\_St0$  – расстояния от центра мишени до центра стопового и стартового детекторов;  $L\_Sp$ ,  $L\_St$  – расстояния, которые проходит частица, вылетевшая под углами  $\Theta_x$ ,  $\Theta_y$ , до стопового и стартового детекторов.

Вычисление масс и энергий бинарных событий проводилось с использованием законов сохранения числа нуклонов и импульса в с.ц.м.:

$$M_{\text{targ}} + M_{\text{proj}} = M_{\text{tot}} = m_1 + m_2 + \nu_{\text{pre}} \quad , \quad (3.3)$$

где  $M_{\text{targ}}$  – масса мишени,  $M_{\text{proj}}$  – масса иона,  $M_{\text{tot}}$  – масса составного ядра,  $m_1$ ,  $m_2$  – массы фрагментов реакции,  $\nu_{\text{pre}}$  – множественность предравновесных и предделительных нейтронов.

Закон сохранения проекций импульса на ось пучка и на перпендикулярную к ней ось можно записать как:

$$m_1 V_1 \cos \Theta_1 + m_2 V_2 \cos \Theta_2 = m_{pr} V_{pr} \quad (3.4)$$

$$m_1 V_1 \sin \Theta_1 = m_2 V_2 \sin \Theta_2,$$

здесь  $V_{1,2}$  – скорости фрагментов,  $m_{1,2}$  – массы бинарных продуктов реакции,  $\Theta_{1,2}$  – углы вылета фрагментов относительно оси пучка.

Решая уравнения 3.3 и 3.4, получаем для масс  $m_{1,2}$ :

$$m_1 = \frac{M_{\text{tot}}}{1 + \frac{V_1 \sin \Theta_1}{V_2 \sin \Theta_2}} \quad m_2 = M_{\text{tot}} - m_1 \quad (3.5)$$

Отметим, что в эксперименте измеряются скорости фрагментов и между стартовым и стоповым детекторами  $V_{1,2}^{\text{exp}}$ , после прохождения ими вещества мишени, ее подложки, и фольг стартовых детекторов, в которых происходят ионизационные потери частиц, и, следовательно, уменьшение их энергии и скорости. В то же время уравнения (3.3)-(3.5) справедливы в точке реакции, которая, как предполагается, соответствует середине слоя мишени. Поэтому для нахождения скоростей и масс фрагментов необходимо учесть ионизационные потери частиц в мишени и стартовых фольгах  $\Delta E_{1,2}(m_{1,2}, V_{1,2})$ , зависящие от массы и скорости частиц. Для этого применялся итерационный цикл относительно неизвестных масс  $m_{1,2}$  и скоростей  $V_{1,2}$ . Измеренные между



стартовым и стоповым детекторами скорости фрагментов  $V_1^{exp}$  и  $V_2^{exp}$  подставляются в уравнение (3.5) и находятся начальные значения масс фрагментов  $m_{1,2}^{i=0}$ . Затем для полученных масс  $m_{1,2}^i$  и известных скоростей  $V_1^{exp}$  и  $V_2^{exp}$  находятся энергии в лабораторной системе координат на участке между стартовым и стоповым детекторами  $E_{1,2}^i = 0.51832 m_{1,2}^i V_{1,2}^{exp 2}$  и потери энергии согласно работе [107]  $\Delta E_{1,2}^i(m_{1,2}^i, V_{1,2}^i)$  в фольгах стартового детектора и половине слоя мишени. Затем вычисляются энергии осколков в точке реакции:

$$E_{1,2}^{i+1} = E_{1,2}^i + \Delta E_{1,2}^i \quad (3.6)$$

Из полученных значений энергий в точке реакции вычисляются скорости  $V_{1,2}^{i+1}$ , которые снова подставляются в уравнение (3.5), и в следующей итерации вычисляются массы  $m_{1,2}^{i+1}$ , а также разность масс  $\delta m$  в текущем и предыдущем цикле  $\delta m = |m_1^i - m_1^{i+1}|$ . Итерационный цикл продолжается до тех пор, пока величина  $\delta m$  не будет удовлетворять заданной точности определения массы фрагмента  $\delta m \leq 0.01$  а.е.м. Обычно для сходимости было достаточно 5-6 итераций  $i$ .

Кинетическая энергия фрагментов в с.ц.м.  $E_{cm1,2}$  и полная кинетическая энергия  $TKE$  вычислялись по формуле:

$$E_{cm1,2} = 0.51832 m_{1,2} V_{cm1,2}^2; \quad TKE = E_{cm1} + E_{cm2} \quad (3.7)$$

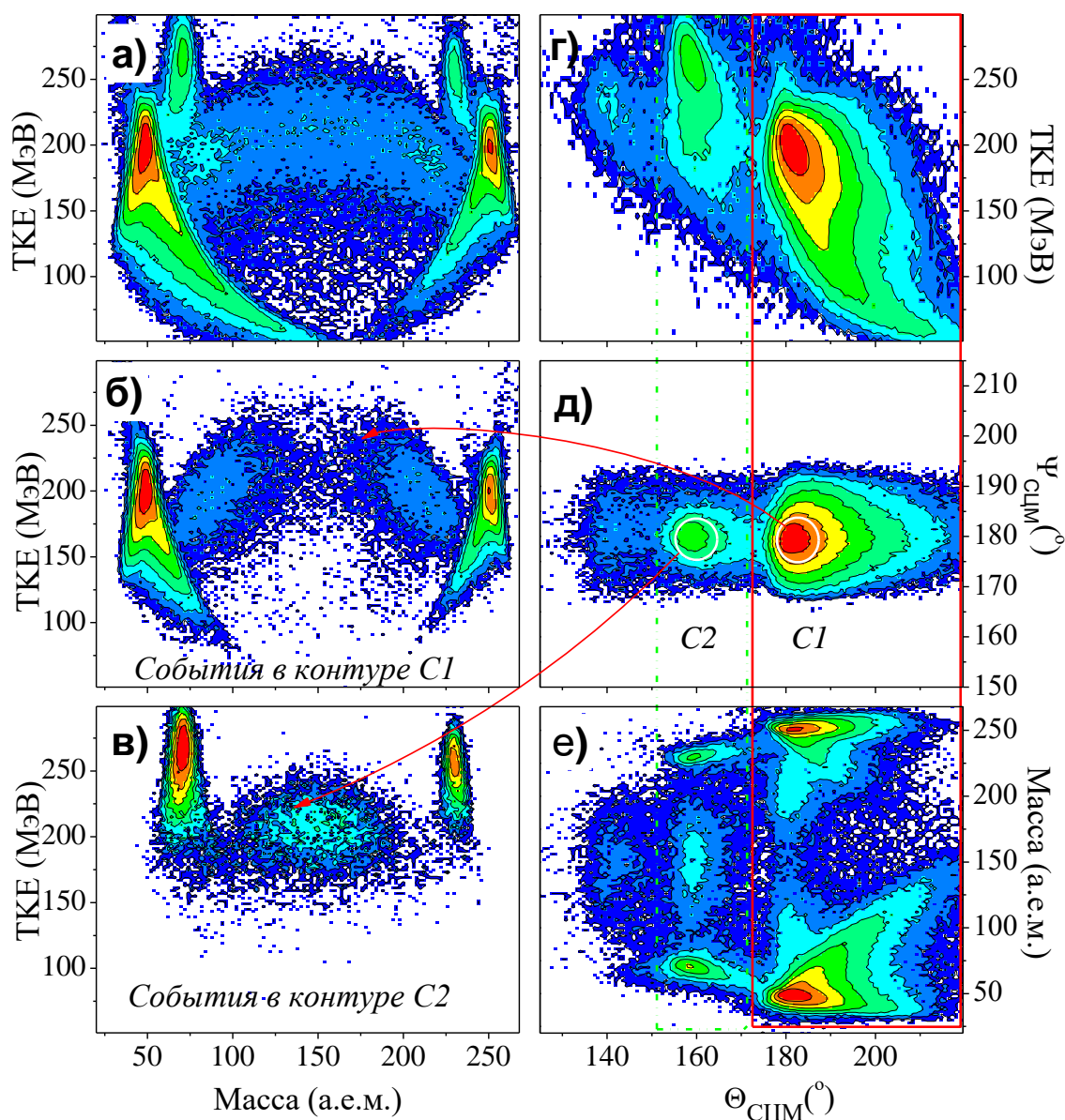
где массы  $m_{1,2}$  измеряются в а.е.м., скорости  $V_{cm1,2}$  – в см/нс, энергии  $E_{cm1,2}$  – в МэВ.

В результате обработки из файла экспериментальных данных после вычислений создавался выходной файл данных, каждое событие которого наряду с экспериментальными параметрами содержало и физические параметры: вычисленные массы, энергии, скорости и углы фрагментов в лабораторной системе и системе центра масс.

### 3.3. Выделение бинарного канала реакции.

При исследовании массово-энергетических характеристик процессов слияния-деления и квазиделения, бинарный канал реакции должен быть отделен от продуктов реакций неполного слияния или реакций на примесных атомах в мишени. Выделение бинарного канала реакции осуществлялось на основе анализа кинематической диаграммы (векторов скоростей двух зарегистрированных продуктов реакции) в системе центра масс. Для бинарных процессов векторы скорости обоих продуктов коллинеарны, и суммарный угол разлета фрагментов (фолдинг-угол) в с.ц.м, а также его проекции в ( $\Theta_{cm}$ ) и вне ( $\Psi_{cm}$ ) плоскости реакции составляют  $180^\circ$ . Эмиссия нейтронов из фрагментов, перерасеяние в фольгах электростатических зеркал стартовых детекторов, а также угловое разрешение спектрометра вносят дисперсию в угловое распределение скоростей фрагментов.

Рис. 3.2 показывает пример выделения событий с полной передачей импульса для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  при энергии ионов  $E_{lab}=245$  МэВ. Используемый для анализа метод кинематических совпадений позволяет разделить на экспериментальной матрице (ТКЕ,  $M$ ) несколько классов событий. Экспериментальное массово-энергетическое распределение продуктов реакции (Рис. 3.2а) включает в себя компоненты от реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  (Рис. 3.2б), и продуктов реакции ионов  $^{48}\text{Ca}$  на примесных атомах вольфрама  $^{nat}\text{W}$  (Рис. 3.2в) и молибдена  $^{nat}\text{Mo}$  в мишени. По оси абсцисс на Рис. 3.2(г, д, е) отложен суммарный угол проекций в плоскости реакции в С.Ц.М.  $\Theta_{cm}=\theta_{1cm}+\theta_{2cm}$ , по оси ординат показаны полная кинетическая энергия ТКЕ (Рис. 3.2г), проекция фолдинг-угла вне плоскости реакции  $\Psi_{cm}=\psi_{1cm}+\psi_{2cm}$  (Рис. 3.2д) и масса продукта реакции  $M$  (Рис. 3.2е). Видно, что спектрометр регистрирует три основные группы событий в области  $\langle\Theta_{cm}\rangle \approx 180^\circ, 160^\circ$  и  $140^\circ$ . Процентное соотношение полного числа событий (включая фрагменты деления/квазиделения и упругое рассеяние) в этих группах событий составляет 98.0:1.9:0.1 %.



**Рис. 3.2.** Массово-энергетические и угловые распределения продуктов реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  для энергии пучка ионов  $E_{\text{lab}} = 245$  МэВ. Для всех зарегистрированных в эксперименте событий показаны двумерные матрицы на рисунках а) (ТКЕ,  $M$ ); г) (ТКЕ,  $\Theta_{\text{cm}}$ ); д) ( $\Psi_{\text{cm}}$ ,  $\Theta_{\text{cm}}$ ) и е) ( $M$ ,  $\Theta_{\text{cm}}$ ). б) матрица (ТКЕ,  $M$ ) для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ , события в контуре С1; в) матрица (ТКЕ,  $M$ ) для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{\text{nat}}\text{W}$ , события в контуре С2.

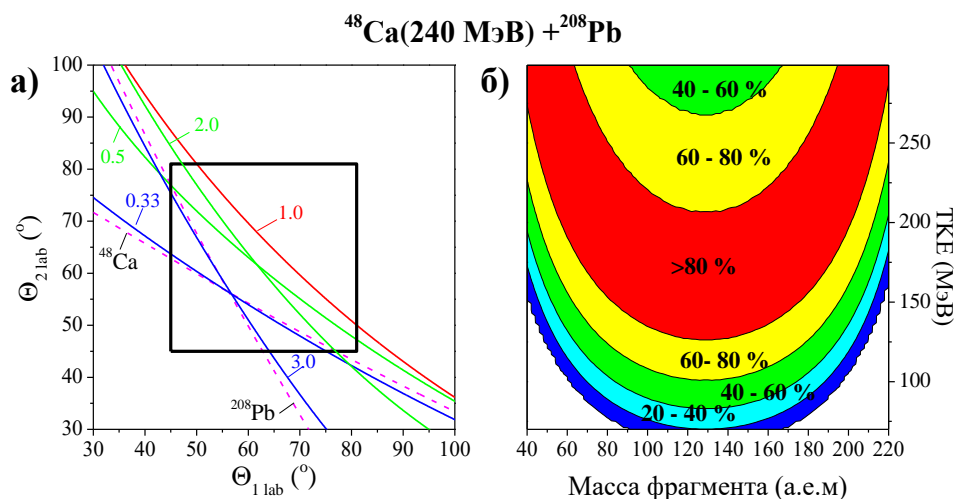
События в контуре С1, для которых средний фолдинг-угол  $\langle \Theta_{\text{cm}} \rangle$  составляет  $180^\circ$ , соответствуют бинарным продуктам реакции  $^{48}\text{Ca}(245 \text{ МэВ}) + ^{248}\text{Cm}$ . События, для которых средний фолдинг-угол  $\langle \Theta_{\text{cm}} \rangle$  отличен от  $180^\circ$ , пересортировывались в отдельные файлы и затем обрабатывались с теми же калибровочными коэффициентами, что и основная реакция  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ .

Масса ядер мишени  $M_{\text{targ}}$  в формуле (3.3), вычислялась таким образом, чтобы средний фолдинг-угол для пересортированных событий в с.ц.м. был равен  $180^\circ$ . Таким образом было установлено, что для группы событий в контуре С2 ядром-мишенью являются примесные атомы  $^{184-186}\text{W}$ , а события в области  $\langle \Theta_{\text{cm}} \rangle \approx 140^\circ$  соответствуют реакции с  $M_{\text{targ}} \approx 100$  а.е.м., т.е. на изотопах  $^{\text{nat}}\text{Mo}$ . Отметим, что сплавы вольфрама и молибдена используются при изготовлении радиоактивных мишеней методом напыления. Таким образом, анализ кинематики продуктов реакции позволяет отделить бинарные события основного канала реакции от реакций с неполной передачей импульса и реакций на примесных атомах мишени.

### 3.4. Расчет геометрической эффективности регистрации спектрометра.

Угловой акцептанс спектрометра CORSET позволяет регистрировать продукты реакции в диапазоне масс от массы налетающего иона  $M_i$  до массы мишени  $M_{\text{tg}}$ . Однако, из-за конечного размера детекторов, каждый выбранный диапазон масс  $\Delta M_i$  и энергий  $\Delta E_i$  регистрируется с различной вероятностью. Поэтому для восстановления истинного МЭР продуктов реакции необходимо учитывать поправки на геометрическую эффективность регистрации спектрометра.

При планировании экспериментов для установки плеч спектрометра под оптимальными углами использовалась программа расчета геометрической эффективности *cor.exe*. Расчеты проводились по алгоритму, аналогичному описанному в работах [8,9] для метода кинематических совпадений. Для заданного отношения масс фрагментов  $R=M_1/M_2$  и их энергии ТКЕ вычисляются углы обоих фрагментов в с.ц.м.  $\theta_{1\text{cm}}$  ( $0 < \theta_{1\text{cm}} < \pi$ ) и  $\theta_{2\text{cm}} = \pi - \theta_{1\text{cm}}$  и затем углы в лабораторной системе координат  $\theta_{1\text{lab}}, \theta_{2\text{lab}}$ . Полная кинетическая энергия фрагментов ТКЕ в с.ц.м. как для симметричной, так и для асимметричной фрагментации вычисляется по систематике Виолы [37].



**Рис. 3.3.** а) корреляционные кривые и б) двумерная матрица геометрической эффективности регистрации установки CORSET для реакции  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  при энергии налетающих ионов  $E_{\text{lab}}=240$  МэВ. Квадратный контур слева соответствует установке плеч спектрометра  $\Theta_{1\text{lab}} = \Theta_{2\text{lab}} = 63^\circ \pm 18^\circ$ .

На Рис. 3.3.а показаны корреляционные зависимости  $\theta_{1\text{lab}}(\theta_{2\text{lab}})$  для реакции  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  для энергии пучка ионов  $E_{\text{lab}} = 240$  МэВ. Положение плеч спектрометра показано квадратом  $\theta_{1\text{lab}} = \theta_{2\text{lab}} = 63^\circ \pm 18^\circ$ , угловые корреляции для упруго рассеянных ионов  $^{48}\text{Ca}$  и ядер мишени  $^{208}\text{Pb}$  показаны пунктиром, для осколков деления с отношением масс  $R=0.2; 0.33; 0.5; 1; 2; 3$  – линиями. Как видно из рисунка, длина корреляционных кривых, захватываемых акцептансом спектрометра, различна для каждого выбранного отношения масс. Чтобы устранить влияние акцептанса спектрометра и получить истинное распределение  $(\text{TKE}, M)$  для бинарных делительно-подобных событий рассчитывается матрица эффективности в координатах  $(\text{TKE}, M)$ . Для каждой выбранной массы  $M_i$  и энергии  $\text{TKE}_i$  рассчитывается корреляционная кривая  $\theta_{1\text{lab}}(\theta_{2\text{lab}})$  и для конкретного положения плеч спектрометра определяется число зарегистрированных событий (см. квадрат акцептанса спектрометра на Рис. 3.3а). Таким образом, рассчитывается двумерная матрица геометрической эффективности регистрации продуктов реакции  $(\text{TKE}, M)_{\text{eff}}$  (Рис. 3.3б), затем экспериментальная матрица  $(\text{TKE}, M)_{\text{exp}}$  нормируется на полученные значения

геометрической эффективности. После нормировки на геометрическую эффективность матрицы (ТКЕ,  $M$ ) симметризовались и нормировались на 200%, т.е. складывались матрицы (ТКЕ,  $M_1$ ) и (ТКЕ,  $M_2$ ), где  $M_2 = M_{tot} - M_1$ .

### 3.5. Определение дифференциального сечения реакции

Дифференциальное сечение реакции вычисляется по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = \frac{\Delta N}{jM\Delta t} \quad (3.8)$$

где  $\Delta N$  – число зарегистрированных в телесном угле  $\Delta\Omega$  под углом  $\Theta$  за время  $\Delta t$  частиц,  $j$  – плотность потока падающих частиц [ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ],  $M$  – полное число ядер мишени. Зная ток ионов  $I$  и толщину мишени  $d$ , формулу (3.8) можно переписать в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = \frac{\Delta N \mu_{targ} Z_{ion} q_e}{I N_A \Delta t \Delta\Omega d} = 0.266 \frac{\Delta N \mu_{targ} Z_{ion}}{I \Delta t \Delta\Omega d} \quad (3.9)$$

где сечение измеряется в [мб/стр],  $I$  – ток пучка ионов [нА],  $d$  – толщина мишени [мкг/см<sup>2</sup>],  $\mu_{targ}$  – молярная масса мишени [г/моль],  $q_e$  – элементарный заряд,  $N_A$  – число Авогадро,  $Z_{ion}$  – зарядность ионов пучка,  $\Delta t$  – время измерения [с],  $\Delta\Omega$  – телесный угол детектора [стр].

Поскольку ток ионов  $I$  может меняться в течение эксперимента, для нормировки сечений используются расположенные под углами  $\pm 11^\circ$  полупроводниковые мониторы, регистрирующие упруго рассеянные ионы. Также для нормировки сечений можно использовать события упругого рассеяния, зарегистрированные в эксперименте мкп-детекторами.

Таким образом, сечение реакции можно рассчитать по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = \frac{\Delta N_{ff} \varepsilon_{mon} \Delta\Omega_{mon}}{\Delta N_{mon} \varepsilon_{ff} \Delta\Omega_{ff}} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{mon} \quad (3.10)$$

где  $\Delta N_{ff}$  – зарегистрированное число фрагментов,  $\Delta \Omega_{ff}$  – телесный угол детектора осколков,  $\varepsilon_{ff}$  – эффективность регистрации детектора осколков,  $\Delta N_{mon}$  – число событий упругого рассеяния, зарегистрированных монитором,  $\Delta \Omega_{mon}$  – телесный угол монитора,  $\varepsilon_{mon}$  – эффективность регистрации монитора,  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{mon}$  – сечение упругого рассеяния Резерфорда.

Формула упругого рассеяния Резерфорда в системе центра масс [108]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \left(\frac{Z_i Z_t q_e^2}{4E_{cm}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\Theta_{cm}/2)} \quad (3.11)$$

Переход от дифференциального сечения в лабораторной системе координат к сечению в системе центра масс осуществляется с помощью Якобиана перехода:

$$\sigma(\Theta_{cm}) = \sigma(\Theta_{lab}) \frac{\sin^2 \Theta_{lab}}{\sin^2 \Theta_{cm}} \cos(\Theta_{cm} - \Theta_{lab}) \quad (3.12)$$

Из дифференциального сечения можно получить интегральное сечение реакции по формуле:

$$\sigma_{tot} = \iint \sigma(\Theta) \sin \Theta d\Theta d\varphi = \pi \int \frac{W(\Theta)}{W(\Theta_0)} \sigma(\Theta_0) \sin \Theta d\Theta, \quad (3.13)$$

где  $\Theta$  – полярный,  $\varphi$  – азимутальный углы в системе центра масс,  $W(\Theta)$  – угловое распределение продуктов реакции.

### 3.6 Оценка массового и энергетического разрешения спектрометра

Для оценки массового или энергетического разрешения, достигнутого в эксперименте, обычно приводится измеренная дисперсия массы для событий упругого рассеяния [102], либо расчетная дисперсия для наиболее вероятных масс осколков, т.е.  $M = A_{CN}/2$  для симметричного деления или средних масс легких и тяжелых осколков в случае асимметричного деления [93]. Однако в экспериментах по исследованию процессов деления и квазиделения

реализуется большой набор выходных каналов реакции, поэтому целесообразно оценить точность определения масс и энергий во всем измеряемом диапазоне (ТКЕ,  $M$ ). Погрешность  $\Delta y$  для косвенных измерений [109] величины  $y=f(x_i)$ , полученной как функция нескольких измеренных величин  $x_i, i=1..n$ , вычисляется по формуле:

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2} \quad (3.14)$$

где  $\Delta x_i$  – погрешности прямых измерений величин  $x_i$ .

В методе измерения двух времен пролета (ТоF<sub>1</sub>-ТоF<sub>2</sub>) скорости обоих фрагментов измеряются независимо. Массы и кинетические энергии фрагментов определяются из закона сохранения числа нуклонов и импульса в процессе деления в предположении бинарности выходного канала реакции. Формулы для вычисления массы  $M_1$  и полной кинетической энергии фрагментов  $TKE$  можно записать как:

$$M_1 = M_{tot} \frac{V_2 \sin \Theta_2}{V_1 \sin \Theta_1 + V_2 \sin \Theta_2} = M_{tot} \frac{t_1 l_2 \sin \Theta_2}{t_2 l_1 \sin \Theta_1 + t_1 l_2 \sin \Theta_2} \quad (3.15)$$

$$TKE = \frac{M_{tot}}{2} \left( V_{CM}^2 + V_1 V_2 \left( \frac{V_1 \sin \Theta_2 + V_2 \sin \Theta_1 - 2V_{CM} \sin(\Theta_1 + \Theta_2)}{V_1 \sin \Theta_1 + V_2 \sin \Theta_2} \right) \right) =$$

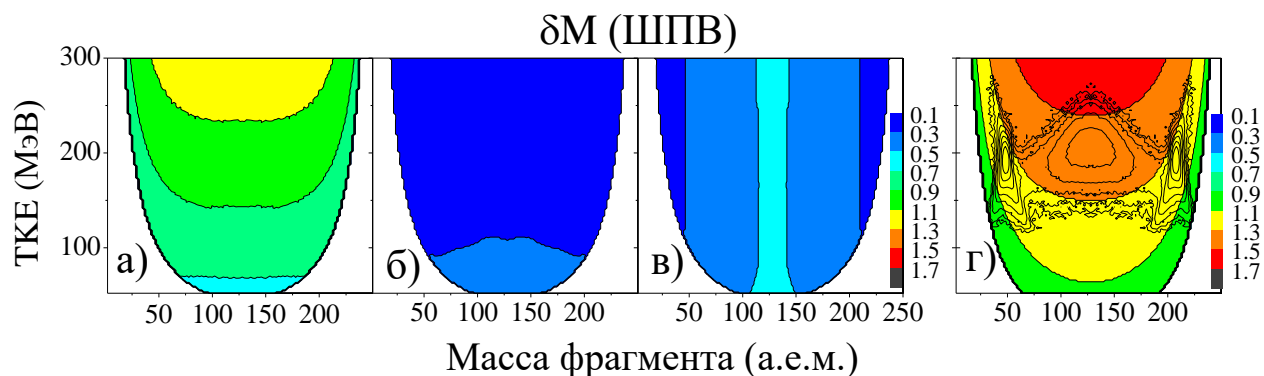
$$\frac{M_{tot}}{2} \left( V_{CM}^2 + \frac{l_1 l_2}{t_1 t_2} \left( \frac{t_2 l_1 \sin \Theta_2 + t_1 l_2 \sin \Theta_1 - 2V_{CM} t_1 t_2 \sin(\Theta_1 + \Theta_2)}{t_2 l_1 \sin \Theta_1 + t_1 l_2 \sin \Theta_2} \right) \right) \quad (3.16)$$

где  $t_{1,2}$  и  $\Theta_{1,2}$  – времена пролета и углы фрагментов,  $l_{1,2}$  – пролетные базы,  $V_{CM}$  – скорость системы центра масс. Ошибки измерения времен  $\delta ToF_{1,2}$ , пролетных баз  $\delta l_{1,2}$  и углов  $\delta \Theta_{1,2}$ , вносят свой вклад в полное массовое ( $\delta M$ ) и энергетическое ( $\delta TKE$ ) разрешения.

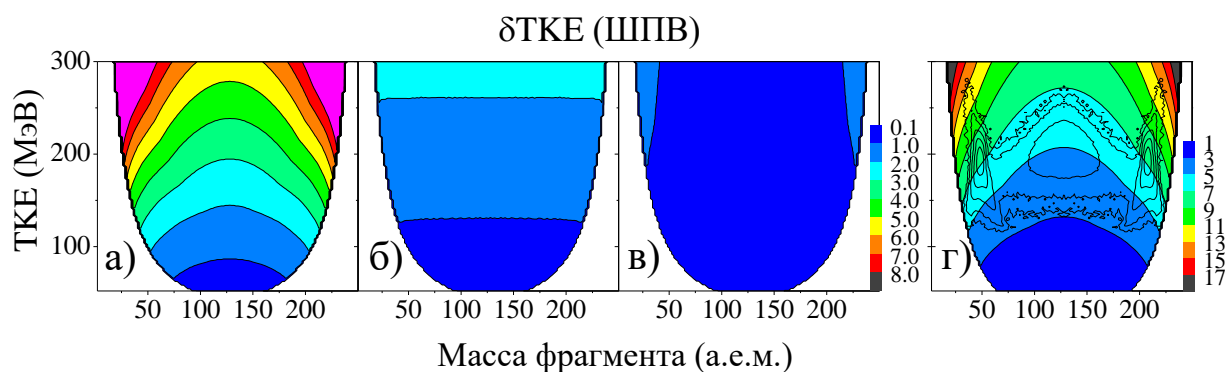
Рисунки 3.4 и 3.5 показывают вычисленные погрешности массы  $\delta M$  и энергии  $\delta TKE$  (ШПВ), возникающие в результате погрешностей определения времени  $\delta t_{1,2}$ , расстояний  $\delta l_{1,2}$  и углов  $\delta \Theta_{1,2}$ . Расчеты выполнены для



измеренной на спектрометре CORSET реакции  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  при энергии ионов  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ. Временное разрешение плеч спектрометра составляло 150 пс, угловое –  $0.3^\circ$ , погрешность определения пролетной базы  $\delta l$  – 0.1 см, пролетная база составляла 14 см.



**Рис. 3.4.** Вклад погрешностей  $\delta ToF_{1,2}$ ,  $\delta l_{1,2}$  и  $\delta \Theta_{1,2}$  в погрешность массы, вычисленной как  $\delta M_x = \sqrt{\left(\frac{\partial M}{\partial x_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial x_2} \Delta x_2\right)^2}$ , где  $x = ToF$  (а), расстояние  $l$  (б) и угол  $\Theta$  (в); г) полное массовое разрешение  $\delta M_{\text{tot}}$  вместе с МЭР продуктов реакции  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  при  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ.



**Рис. 3.5.** Вклад погрешностей  $\delta ToF_{1,2}$ ,  $\delta l_{1,2}$  и  $\delta \Theta_{1,2}$  в погрешность определения энергии  $\delta TKE_x = \sqrt{\left(\frac{\partial E}{\partial x_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial x_2} \Delta x_2\right)^2}$ , где  $x = ToF$  (а),  $l$ (б), и  $\Theta$ (в); г) – полное разрешение по энергии  $\delta TKE_{\text{tot}}$  (ШПВ), контурами показано МЭР продуктов реакции  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  при  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ.

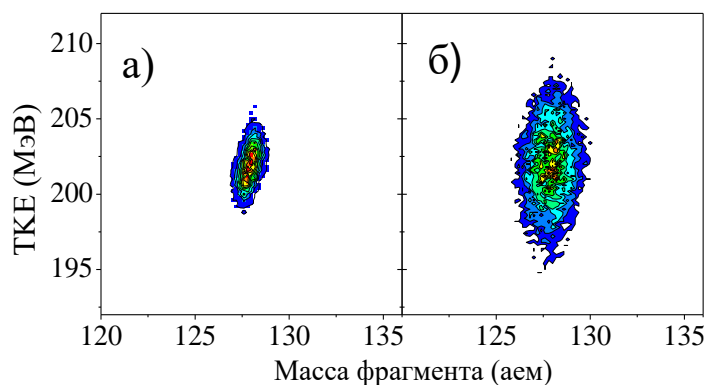
Расчеты показали, что временное разрешение  $\delta tof_{1,2}$  вносит наиболее значительный вклад в разрешение спектрометра по массам и ТКЕ. МЭР

фрагментов реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  показаны контурами на Рис. 3.4г и 3.5г. Массовое разрешение для фрагментов с  $M = A_{\text{CN}}/2$  составляет 1.4 а.е.м. (ШПВ), а энергетическое разрешение – 6 МэВ (ШПВ).

Полное разрешение по массам и энергиям определяется не только временным и пространственным разрешением спектрометра, но и изменением скоростей фрагментов при прохождении стартовых фольг и мишени, а также испусканием нейтронов из осколков. В результате многократного рассеяния в фольгах возрастает угловой и энергетический разброс (страгглинг) фрагментов, который увеличивает дисперсию скорости и, следовательно, ухудшает массовое и энергетическое разрешение.

Рисунок 3.6а показывает результаты моделирования методом Монте-Карло распределения (ТКЕ,  $M$ ) для осколков симметричного деления реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  при энергии пучка  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ, вычисленные с учетом энергетических потерь и углового разброса частиц в мишени и фольгах стартового детектора. В качестве начального распределения рассматривались осколки симметричного деления с массой  $M = A_{\text{CN}}/2$  и энергией ТКЕ = 202 МэВ. Угловой и энергетический разброс частиц вычислялся в коде TRIM [110] для мишени  $^{208}\text{Pb}$  (220 мкг/см<sup>2</sup>) и майларовой входной фольги стартового детектора (170 мкг/см<sup>2</sup>) покрытого слоем золота  $^{197}\text{Au}$  (30 мкг/см<sup>2</sup>). Ширина массового распределения благодаря этому эффекту составила 0.8 а.е.м. (ШПВ), энергетического распределения – 2.2 МэВ (ШПВ).

Эмиссия нейтронов из фрагментов также увеличивает дисперсию скорости фрагментов [111]. Чтобы оценить влияние нейтронной эмиссии на получаемое массовое и энергетическое разрешение мы провели моделирование методом Монте-Карло.



**Рис. 3.6.** а) Моделирование методом Монте-Карло влияния энергетического и углового страгглинга в мишени  $^{208}\text{Pb}$  и фольгах стартовых детекторов на МЭР фрагментов реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  с массой  $M = A_{\text{CN}}/2$  и энергией  $\text{ТКЕ} = 202$  МэВ. б) суммарное влияние энергетического и углового страгглинга и испарения нейтронов на распределение (ТКЕ,  $M$ ) фрагментов.

Рис. 3.6.б показывает массово-энергетическое распределение фрагментов симметричного деления  $^{256}\text{No}$  с массой  $M = A_{\text{CN}}/2$ , вызванное суммарно угловым и энергетическим страгглингом фрагментов в фольгах и испарением нейтронов из фрагментов. Среднее число нейтронов из осколков  $^{256}\text{No}$  мы взяли из работы [112]. Благодаря обоим эффектам ШПВ массового распределения составляет 1.6 а.е.м., энергетического распределения – 5 МэВ.

Как мы уже упоминали в Гл.2, в ряде экспериментов используются конструкции 2V-спектрометров без стартовых детекторов. В этом случае массы и энергии фрагментов вычисляются по разности времен между сигналами стоповых детекторов  $\Delta T$  [74, 77, 84, 85, 102]. Для анализа данных в таких спектрометрах применяются два метода обработки, называемые “абсолютный временной метод” (АВМ) [74] и “относительный временной метод” (ОВМ) [84]. В первом методе (АВМ) времена пролета для обоих фрагментов получаются из временного сигнала со стопового детектора измеренного относительно управляющего сигнала RF пучка. Очевидно, что алгоритм обработки в данном случае совпадает с ToF1-ToF2 методом, но временное разрешение определяется длительностью банча пучка, которая обычно составляет 1-2 нс. В методе ОВМ, массы и энергии осколков

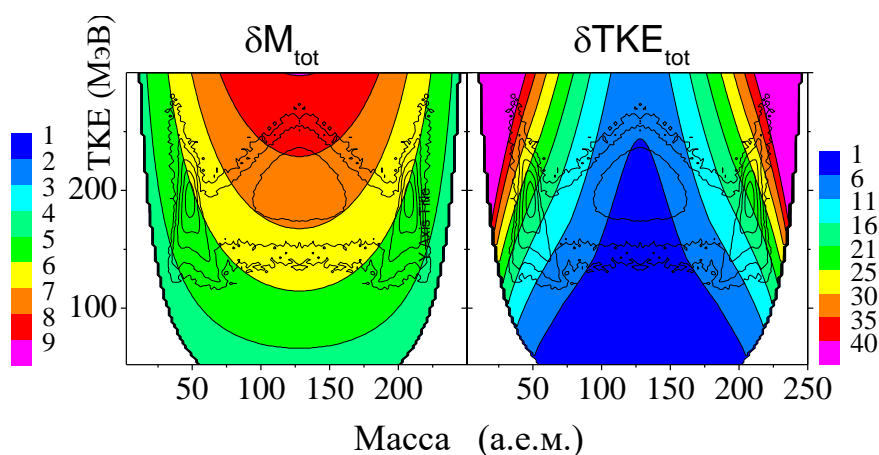
вычисляются из времени  $\Delta T$  с использованием законов сохранения числа нуклонов и импульса, предполагая коллинеарность разлета фрагментов. Однако этот метод можно применять, только если известно массовое число составного ядра, что не всегда возможно в реакциях с тяжелыми ионами, например, при неполной передаче импульса или при наличии примесных атомов в мишени.

Для метода  $\Delta T$  уравнения для массы  $M_1$  и энергии  $TKE$  можно записать как

$$M_1 = M_{tot} \left[ \frac{l_2 \sin \Theta_2}{l_1 \sin \Theta_1 + l_2 \sin \Theta_2} - \frac{\Delta t V_{CM} \sin \Theta_1 \sin \Theta_2}{\sin(\Theta_1 + \Theta_2)(l_1 \sin \Theta_1 + l_2 \sin \Theta_2)} \right], \quad (3.17)$$

$$TKE = \frac{M_{tot} V_{CM}^2}{2} \left( \frac{(l_1 \sin \Theta_1 + l_2 \sin \Theta_2)}{\sin(\Theta_1 + \Theta_2)} \left( \frac{\sin \Theta_2}{(l_2 \sin(\Theta_1 + \Theta_2) - \Delta t V_{CM} \sin \Theta_1)} + \frac{\sin \Theta_1}{(l_1 \sin(\Theta_1 + \Theta_2) + \Delta t V_{CM} \sin \Theta_2)} \right) - 1 \right) \quad (3.18)$$

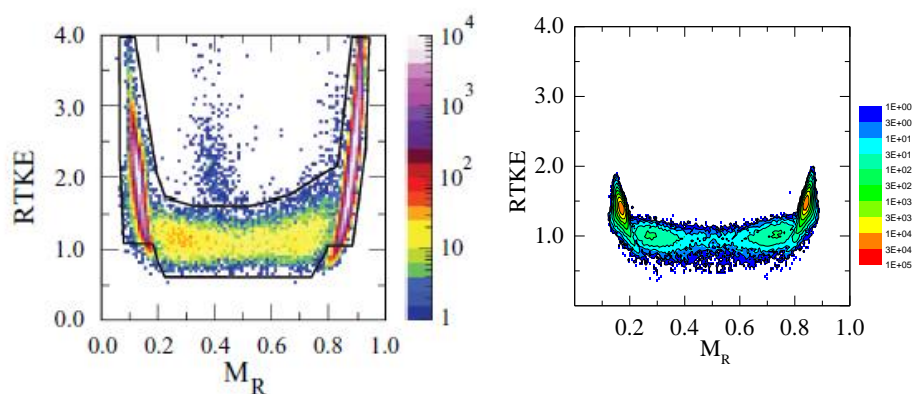
Массовое и энергетическое разрешение для метода  $\Delta T$  рассчитывалось по формулам (3.14), (3.17), (3.18). На Рис. 3.7 показаны расчеты массового и энергетического разрешения для  $\Delta T$  спектрометра [102] с многопролочными пропорциональными счетчиками.



**Рис. 3.7.** Полное массовое (слева) и энергетическое (справа) разрешение (ШПВ) для метода  $\Delta T$  для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  при энергии  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ с параметрами временного и пространственного разрешения спектрометра из работы [102].

Временное разрешение  $\Delta T$ -спектрометра [102] составляло 1.9 нс (ШПВ), а угловое разрешение  $\Delta\Theta = 0.3^\circ$ . Расчеты выполнены для реакции  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  при энергии ионов  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ. Для симметричных фрагментов ( $M=A_{\text{CN}}/2$ ) массовое разрешение равно 6-8 а.е.м. (ШПВ), разрешение по ТКЕ  $\sim 6$  МэВ (ШПВ). При переходе к более асимметричным массам разрешение по ТКЕ заметно ухудшается, что является недостатком относительного временного метода  $\Delta T$  по сравнению с абсолютным временным методом  $\text{ToF}_1\text{-ToF}_2$ .

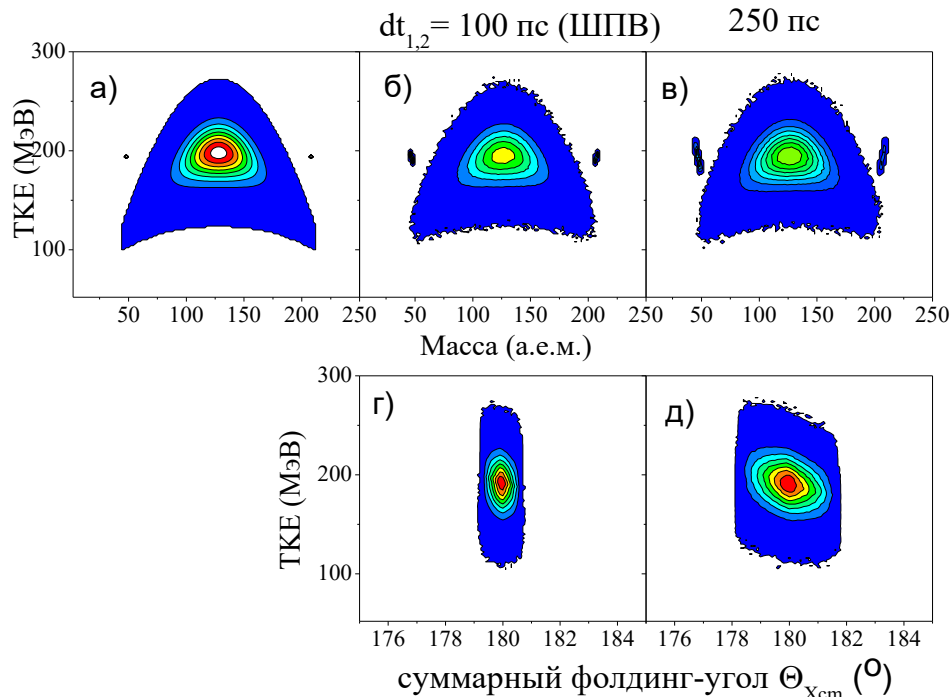
В методе  $\Delta T$  обработка данных ведется в предположении, что известна масса делящегося ядра, что не всегда справедливо, например, при наличии примесей в мишени или при неполной передаче импульса. Поэтому на  $\Delta T$ -спектрометрах обычно сначала используют АВМ для селекции событий с полной передачей импульса, анализируя суммарные проекции скоростей в параметризации ( $v_{\text{par}}\text{-}v_{\text{perp}}$ ) [74], а затем применяют ОВМ, поскольку временное разрешение МППС составляет  $\approx 200\text{-}300$  пс, что значительно лучше, чем измерения с привязкой к банчу пучка ( $\approx 1\text{-}1.5$  нс). Для примера мы приводим на Рис. 3.8 МЭР продуктов реакции  $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ , измеренной на спектрометре CORSET с помощью  $\text{ToF}_1\text{-ToF}_2$  метода и реакции  $^{40}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ , измеренной при энергии  $E_{\text{lab}} = 240.5$  МэВ с помощью  $\Delta T$  метода на спектрометре CUBE [85]. Массово-энергетические распределения показаны в координатах  $M_R = M_1/(M_1+M_2)$  и  $\text{RTKE} = \text{TKE}_{\text{exp}}/\text{TKE}_{\text{Coul.}}$ . Из Рис. 3.8 видно, что лучшее массовое и энергетическое разрешение получено на спектрометре CORSET. Однако спектрометры с детекторами большой площади (например, многопроволочными лавинными счетчиками или плоско-параллельными лавинными счетчиками), на которых обычно проводятся измерения без стартовых детекторов, имеют большой угловой акцептанс. Это позволяет получать массово-угловые распределения фрагментов в широком диапазоне углов и разделять каналы слияния-деления и квазиделения на основе анализа угловых распределений [71, 75, 85, 86, 102].



**Рис. 3.8.** Экспериментальные МЭР продуктов реакции  $^{40}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  ( $E_{\text{lab}} = 240.5$  МэВ) измеренной на спектрометре CUBE (слева) и реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , измеренной на спектрометре CORSET (справа).

### 3.7. Ковариация и коэффициент корреляции параметров (ТКЕ, М)

Поскольку во времяпролетном методе массы фрагментов  $M_{1,2}$  и их кинетическая энергия ТКЕ вычисляются по формулам (3.5), (3.7) из измеренных значений скоростей  $V_1$ ,  $V_2$ , величины ТКЕ и  $M_{1,2}$  являются взаимно зависимыми. Мы оценили ковариацию и корреляцию этих величин для всего измеряемого диапазона масс и энергий. Для этого мы провели моделирование методом Монте-Карло двумерных матриц (ТКЕ,  $M$ ) и (ТКЕ,  $FoldX_{cm}$ ) в зависимости от временного разрешения плеч спектрометра  $\delta t_{1,2}$ . Расчеты проводились для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  при энергии пучка ионов  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ для геометрии спектрометра CORSET, когда стоповые детекторы располагались под углами  $\Theta_{1,2} = 60^\circ$  на расстоянии 18 см от мишени. Слева на рисунке 3.9.а показана исходная матрица фрагментов (ТКЕ,  $M$ ), рассчитанная в соответствии с параметрами модели жидкой капли, также показаны упруго рассеянные ионы  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . На Рис. 3.9б,в показаны двумерные матрицы (ТКЕ,  $M$ ) и на Рис. 3.9г,д – (ТКЕ,  $\Theta_{X_{cm}}$ ) полученные методом Монте-Карло для временного разрешения плеч спектрометра  $\delta t_{1,2} = 100$  пс и 250 пс (ШПВ).



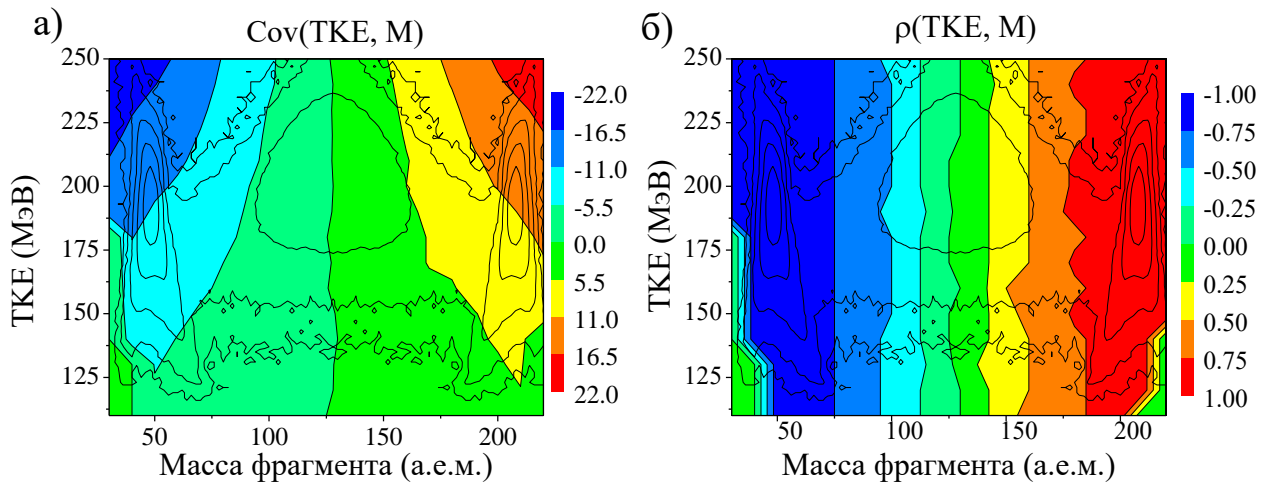
**Рис. 3.9.** а) двумерная матрица (ТКЕ,  $M$ ) осколков деления реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  вычисленная в соответствии с предсказаниями МЖК; расчеты методом Монте-Карло двумерных матриц (ТКЕ,  $M$ ) (б, в) и (ТКЕ,  $\Theta_{\text{с.м.}}$ ) (г, д) для разрешения спектрометра  $\delta t_{1,2} = 100$  пс и 250 пс (ШПВ).

Видно, что при увеличении разрешения  $\delta t_{1,2}$  дисперсия массового распределения фрагментов увеличивается, к тому же изменяется форма упругих пиков (Рис. 3.9б, в). Снизу на Рис. 3.9 показано увеличение дисперсии суммарного угла в с.ц.м.  $\Theta_{\text{с.м.}}$  с ростом  $\delta t_{1,2}$  (Рис. 3.9 г, д).

Для всего диапазона масс и энергий используя метод Монте-Карло мы вычислили ковариации  $\text{cov}(\text{ТКЕ}, M)$  (Рис. 3.10а) и коэффициенты корреляции  $\rho(\text{ТКЕ}, M)$  (Рис. 3.10б). Для каждого значения массы  $M_i$  и энергии  $\text{ТКЕ}_i$  рассчитывались скорости фрагментов  $V_{1i}$ ,  $V_{2i}$ , и времена пролета  $\text{ToF}_{1i}$  и  $\text{ToF}_{2i}$ . Далее, с учетом разрешения плеч спектрометра  $\delta t_{1,2} = 200$  пс. находились новые времена пролета  $\text{ToF}'_{1,2i}$ . Затем по ним вычислялись новые значения скоростей  $V'_{1,2i}$ , а также масс  $M'_{1,2i}$  и энергии  $\text{ТКЕ}'_i$ . Ковариация и коэффициент корреляции рассчитывались по формуле

$$\text{cov}(x,y) \equiv \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle, \quad \rho(\text{TKE}, M) = \frac{\text{cov}(\text{TKE}, M)}{\sigma_{\text{TKE}} \sigma_M} \quad (3.19)$$

где  $x = M'_i$ ,  $y = \text{TKE}'_i$ . Расчеты показывают, что для масс  $M < A_{\text{CN}}/2$  ковариация  $\text{cov}(\text{TKE}, M)$  отрицательна, т.е. величина ТКЕ уменьшается с ростом  $M$ . Для масс  $M > A_{\text{CN}}/2$  ковариация положительна, т.е. ТКЕ растет с  $M$ . Корреляция  $\rho(\text{TKE}, M)$  для упругих пиков близка к -1 и +1 (сильная отрицательная и сильная положительная корреляция) и близка к 0 в области симметричных масс  $A_{\text{CN}}/2$  (слабая корреляция). Отметим, что появление «нефизических хвостов» на матрицах  $(\text{TKE}, M)$ , простирающихся от упругих пиков к массовой симметрии с понижением энергии ТКЕ обсуждалось ранее в теоретической работе [113]. Расчет корреляции  $\rho(\text{TKE}, M)$  позволяет объяснить появление этих наблюдаемых в эксперименте событий.



**Рис. 3.10.** Ковариация  $\text{cov}(\text{TKE}, M)$  (а) и корреляция  $\rho(\text{TKE}, M)$  (б) для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ , для временного разрешения спектрометра  $\delta t_{1,2} = 250$  пс. Контурями показано массово-энергетическое распределение продуктов реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  при энергии  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ.



#### Глава 4. Массово-энергетические распределения фрагментов и сечения захвата реакции $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{256}\text{No}$

Как уже упоминалось в Главе 1, важную роль в конкуренции каналов слияния-деления и квазиделения играют свойства входного канала реакции, такие, как кулоновский фактор  $Z_1Z_2$ , деформации и взаимная ориентация сталкивающихся ядер, их магичность, изотопическое отношение  $N/Z$ . Для реакции  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  фактор  $Z_1Z_2$  составляет 1640, что лишь немного превышает предел 1600 макроскопической динамической модели Святецкого [28], при котором появляется квазиделение. Оба взаимодействующих ядра в данной реакции являются дважды магическими и сферическими, что приводит к компактной конфигурации во входном канале реакции и, следовательно, увеличивает вероятность слияния. Таким образом, изучение данной реакции позволяет исследовать конкуренцию каналов слияния-деления и квазиделения для сферических магических ядер в зависимости от вносимой в систему энергии возбуждения.

Как было отмечено ранее, для ядер в области Fm-Rf в спонтанном делении было открыто бимодальное деление, т.е. одновременное существование двух независимых мод (способов) деления. Для цепочки изотопов нобелия No [114] в массовых распределениях происходит переход от стандартного двугорбого к узкому симметричному распределению при изменении числа нейтронов от 154 к 156. С увеличением энергии возбуждения оболочечные эффекты начинают затухать, но при умеренных энергиях возбуждения  $E^* = 10\text{-}20$  МэВ модальная структура МЭР еще наблюдается. Одна из мод, называемая в классификации Брозы [51] Super-Short (SS), связана с возможностью сверхтяжелых ядер иметь в обоих осколках число нейтронов и протонов, близкое к магическим числам  $N = 82$  и  $Z = 50$ . Теоретические расчеты [56, 57, 58, 59, 60] показывают, что SS-мода может существовать для сверхтяжелых ядер до  $^{270,272}\text{Hs}$  ( $Z = 108$ ) и даже  $^{278}110$  [56] и  $^{290}110$  [60]. Чтобы проверить эти теоретические предсказания, необходимо экспериментально

исследовать массовые и энергетические распределения фрагментов при низких и средних энергиях возбуждения. Благодаря тому, что оба сталкивающиеся ядра в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  дважды магичны, удается достичь достаточно низкой энергии возбуждения при энергии столкновения, соответствующей кулоновскому барьеру реакции. Она составляет  $E_{\text{bc}}^* = 22.3$  МэВ.

Далее мы рассмотрим свойства деления нагретого ядра  $^{256}\text{No}$ , проявление оболочечных эффектов в низкоэнергетическом делении  $^{256}\text{No}$  и свойства квазиделения в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  при энергиях налетающих ионов  $E_{\text{lab}} = 206\text{-}242$  МэВ.

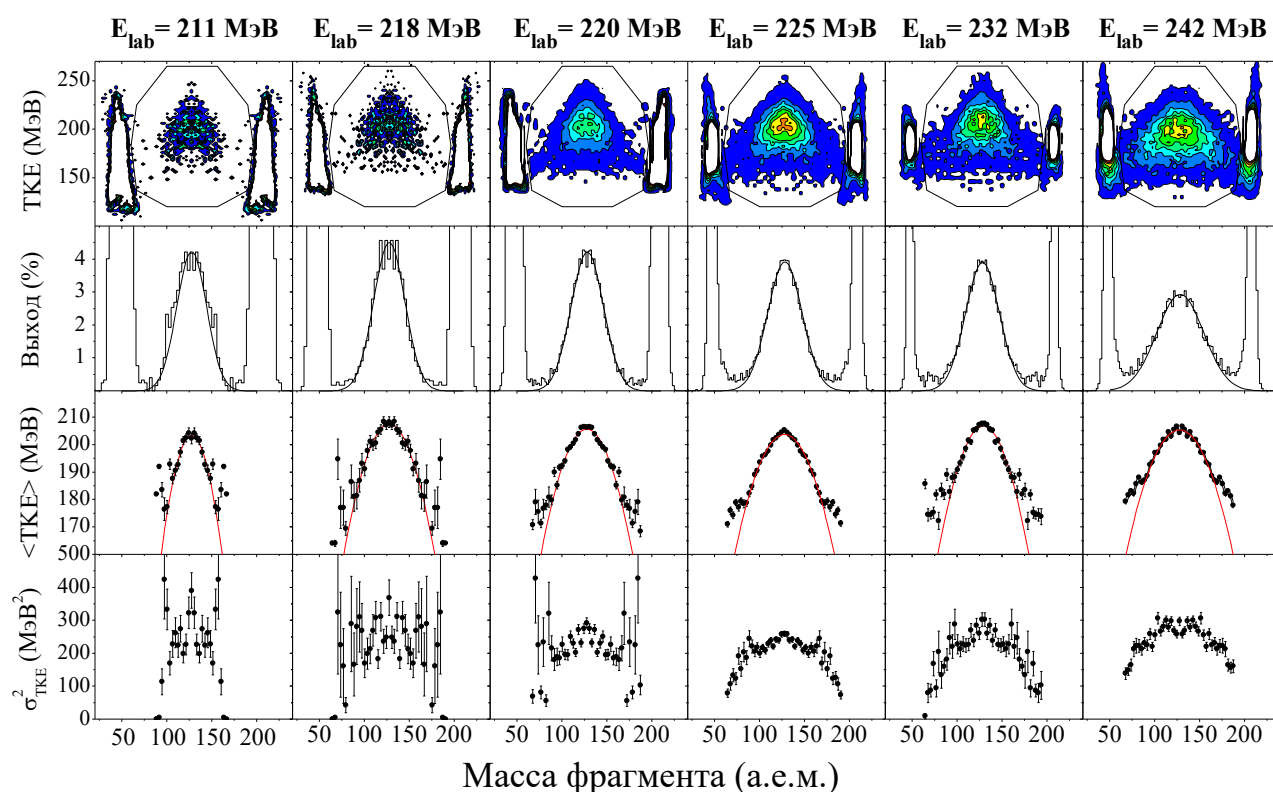
#### 4.1. Проведение эксперимента

Эксперименты проводились в Лаборатории ядерных реакций им. Флерова в Дубне на ускорителе У-400 при энергиях пучка ионов  $^{48}\text{Ca}$   $E_{\text{lab}} = 206, 211, 218, 224, 232$  и  $240$  МэВ. Токи пучка ионов  $^{48}\text{Ca}$  составляли  $2\text{--}3$  рнА. Мишени изготавливались методом напыления изотопов  $^{208}\text{Pb}$  ( $180\text{--}270$  мкг/см<sup>2</sup>) на углеродные пленки толщиной  $50$  мкг/см<sup>2</sup>. Плечи спектрометра располагались под углами  $\theta_{1\text{lab}} = 57^\circ$  и  $\theta_{2\text{lab}} = 78^\circ$  относительно оси пучка. Каждое плечо спектрометра включало в себя два стоповых детектора размером  $6 \times 4$  см<sup>2</sup>. Мишень монтировалась под углом  $45^\circ$  к оси пучка. Асимметричная установка плеч спектрометра была выбрана для того, чтобы обеспечить наиболее благоприятные условия для регистрации фрагментов с массовым отношением  $M_1/M_2 \approx 2.5$ , где ожидался выход квазиделительной компоненты. Два полупроводниковых детектора были размещены под углами  $\pm 11^\circ$  относительно оси пучка для нормализации сечений по упругому рассеянию Резерфорда.

Кроме того была проведена высокостатистическая серия измерений для энергий пучка  $E_{\text{lab}} = 234$  и  $240$  МэВ, в которой в каждое плечо спектрометра входила сборка из четырех стоповых детекторов размером  $6 \times 4$  см<sup>2</sup>. В этом измерении плечи спектрометра устанавливались симметрично под углами

$\Theta_{1\text{lab}} = \Theta_{2\text{lab}} = 60^\circ$ , что позволяло регистрировать с наибольшей геометрической эффективностью фрагменты в области масс  $M = A_{\text{CN}}/2$ . В этом случае мишень монтировалась перпендикулярно к оси пучка, так что ее углеродная подложка была обращена в сторону пучка. Накопленная в этой серии измерений большая статистика позволила провести детальные исследования структурных особенностей МЭР.

## 4.2. Результаты эксперимента



**Рис. 4.1.** МЭР продуктов реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  для энергий  $E_{\text{lab}} = 211\text{-}242$  МэВ. Сверху вниз показаны: двумерные распределения продуктов реакции (ТКЕ,  $M$ ); массовые выходы, нормированные для фрагментов ( $60 \text{ а.е.м.} < M < 196 \text{ а.е.м.}$ ) на 200 %; зависимости  $\langle \text{ТКЕ} \rangle(M)$  и  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M)$  для делительно-подобных осколков, выделенных контурами в верхнем ряду на матрицах (ТКЕ,  $M$ ). Тонкими черными линиями показаны результаты аппроксимации массовых распределений гауссианами (второй ряд сверху), красными линиями (третий ряд сверху) – аппроксимации экспериментальных значений  $\langle \text{ТКЕ} \rangle(M)$  зависимостями согласно жидкокапельной модели (см. текст).

На рисунке 4.1 представлены массово-энергетические распределения продуктов реакции  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  для энергий  $E_{\text{lab}} = 211\text{-}242$  МэВ. Сверху вниз показаны двумерные матрицы бинарных продуктов (ТКЕ, $M$ ), массовые выходы фрагментов, нормированные для масс  $M = 60\text{-}196$  а.е.м. на 200 %, энергетические зависимости от массы  $\langle\text{ТКЕ}\rangle(M)$  и  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M)$ . Продукты реакции с массами близкими к налетающему иону и мишени  $A_{p,t} \pm 10$  а.е.м. представляют собой события упругого, квазиупругого и глубоко-неупругого рассеяния. Делительно-подобные осколки (фрагменты деления и квазиделения) выделены контурами на матрицах (ТКЕ, $M$ ) сверху на Рис.4.1. Как видно из Рис. 4.1, массовые распределения фрагментов при  $E_{\text{lab}} = 225\text{-}242$  МэВ в области симметричного деления ( $M = A_{\text{CN}}/2 \pm 30$  а.е.м) по форме близки к распределениям Гаусса (показаны тонкими черными линиями), а зависимости средней кинетической энергии от массы  $\langle\text{ТКЕ}\rangle(M)$  близки к параболическим (красные линии). Такое поведение вышеуказанных характеристик фрагментов типично для деления нагретых ядер и находится в согласии с предсказаниями модели жидкой капли [34] или диффузионной модели [115, 116], в которых оболочечные свойства делящегося ядра несущественны. В то же время для масс легких фрагментов  $60 \text{ а.е.м.} < M_L < 90 \text{ а.е.м.}$  и дополнительных к ним масс тяжелых фрагментов наблюдается повышенный выход фрагментов по сравнению с ожидаемым для деления составного ядра. В подобной форме массового распределения, когда наряду с доминирующей симметричной компонентой присутствует и менее интенсивная асимметричная компонента, асимметричную компоненту обычно называют «плечами» [51, 68, 69]. Подобная форма массового распределения может наблюдаться как при наличии нескольких мод деления [51], так и при сосуществовании процессов деления и асимметричного квазиделения [68, 69]. Видно, что для всего диапазона исследуемых энергий ионов  $^{48}\text{Ca}$  величина средней полной кинетической энергии  $\langle\text{ТКЕ}\rangle(M)$  больше в области «плеч» ( $60 \text{ а.е.м.} < M_L < 90 \text{ а.е.м.}$ ), чем параболическая зависимость средней

кинетической энергии  $\langle \text{ТКЕ} \rangle (M)$  для деления составного ядра. Эти события соответствуют процессу квазиделения, и их свойства мы рассмотрим подробнее ниже. Интегральные характеристики реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  приведены в Таблице 4.1.

**Таблица 4.1.** Результаты эксперимента  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$ .  $E_{\text{lab}}$  – энергия ионов  $^{48}\text{Ca}$  в лабораторной системе координат;  $E^*$  – энергия возбуждения составного ядра;  $\sigma_{\text{cap}}$  – измеренное сечение захвата;  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  – средняя полная кинетическая энергия;  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  – дисперсия ТКЕ;  $(\sigma_{\text{M}}^2)_G$  – дисперсия гауссиана, описывающего массовый выход;  $\langle \nu_{\text{pre}} \rangle$  – средняя множественность предделительных нейтронов согласно систематике [36] (отмечено звездочками) и измерениям [112, 117];  $T_{\text{sc}}$  – температура ядра в точке разрыва согласно уравнению 4.4 (стр. 72).

$E_{\text{lab}}$	$E^*$	$\sigma_{\text{cap}}$	$\langle \text{ТКЕ} \rangle$	$\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$	$(\sigma_{\text{M}}^2)_G$	$\langle \nu_{\text{pre}} \rangle$	$T_{\text{sc}}$
(МэВ)	(МэВ)	(мб)	(МэВ)	(МэВ <sup>2</sup> )	(а.е.м. <sup>2</sup> )		(МэВ)
206	13.0	0.045± 0.031					
211	17.2	8 ± 2	195 ± 4	304 ± 24	272±40	0	1.75
218	22.8		196 ± 4	291 ± 17	303± 20	0	1.81
220	23.9	84 ± 8	197 ± 4	290 ± 15	344 ± 20	0	1.83
225	28.0	240 ± 22	196 ± 4	310 ± 15	365 ± 22	0	1.88
232	33.7	390 ± 30	198 ± 4	352 ± 18	396 ± 18	0.8±0.4	1.885
234	35.1		196 ± 4	358 ± 10	446 ± 15	0.4*	1.89
240	40.2		198± 4	402± 18	618±22	1.0±0.4	1.92
242	41.8	480 ± 35	195 ± 4	364 ± 17	644 ± 21	0.9*	1.93

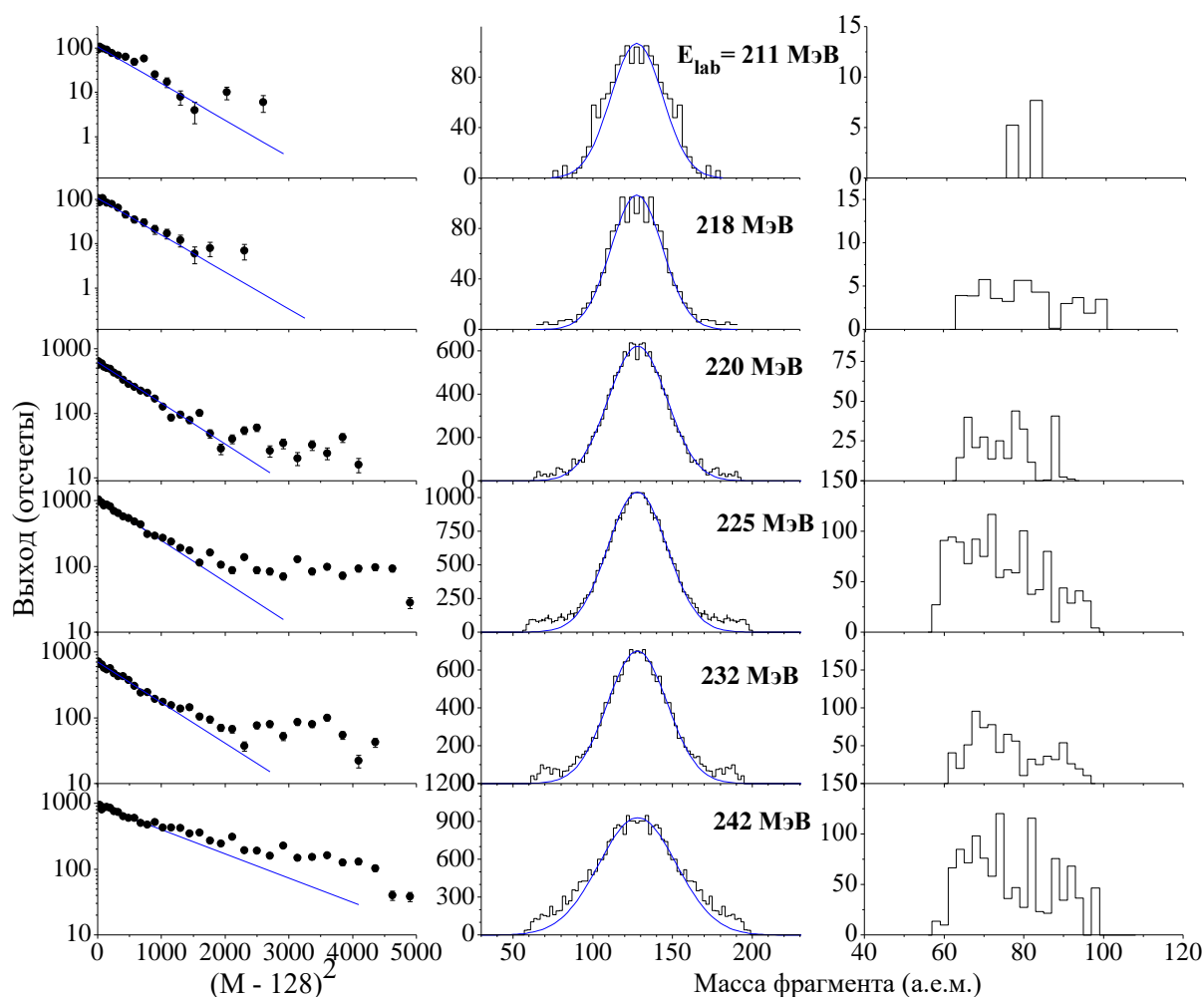
Сечения захвата, средняя полная кинетическая энергия  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$ , дисперсии  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  и  $(\sigma_{\text{М}}^2)_G$  получены для делительно-подобных фрагментов, показанных в контурах сверху на Рис. 4.1. Энергия возбуждения составного ядра  $E^*$  рассчитывалась с использованием таблиц Моллера-Никса [118], при этом учитывались ионизационные потери пучка ионов в подложке мишени и половине слоя мишени. Для энергий ниже кулоновского барьера при расчете энергий возбуждения принималось во внимание резкое падение сечения захвата с понижением энергии налетающих ионов.

### 4.3. Симметричное деление $^{256}\text{No}$

Свойства симметричного деления нагретых ядер второй половины периодической таблицы Менделеева хорошо изучены в реакциях с тяжелыми ионами. Основные закономерности их деления приведены в обзоре [36]. Массовые распределения фрагментов деления имеют одногорбую близкую к Гауссиану форму с дисперсией  $\sigma_{\text{М}}^2$ , которая растет приблизительно пропорционально увеличению температуры делящегося ядра  $\sigma_{\text{М}}^2 \sim T$ , и также  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2 \sim T$ , а средняя кинетическая энергия фрагментов  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  практически не зависит от энергии возбуждения  $E^*$  (или  $T$ ). Эксперименты показали, что для тяжелых ядер с параметром  $Z^2/A > 30$  увеличение углового момента  $l$  делящегося ядра приводит к дополнительному увеличению  $\sigma_{\text{М}}^2$ , а для легких ядер с  $Z^2/A < 30$  – к уменьшению  $\sigma_{\text{М}}^2$  [36, 119]. Для  $^{256}\text{No}$  параметр  $Z^2/A$  составляет 40.6, т.е. увеличение углового момента  $l$  приводит к увеличению дисперсии  $\sigma_{\text{М}}^2$ .

Для того чтобы получить характеристики симметричного деления составного ядра  $^{256}\text{No}$ , мы профитировали экспериментальные массовые распределения фрагментов гауссианами ( $G$ ) (Рис. 4.1, 4.2). На Рис. 4.2. слева показаны массовые распределения в логарифмическом масштабе как функции от параметра  $(M-A_{\text{CN}}/2)^2$ . В выбранных координатах гауссиан является линейной функцией, и, как видно по Рис. 4.2 (слева), начиная приблизительно

с  $(M-128)^2 \approx 900-1000$  ( $M_L \approx 100$  а.е.м.) экспериментальные значения отклоняются от гауссианов, достаточно хорошо описывающих начальную часть шкалы. Подобный метод определения отклонения экспериментальных величин от функции Гаусса применялся ранее для исследования вкладов низкоинтенсивных мод деления в модальном подходе [120]. В центре Рис. 4.2 те же экспериментальные массовые распределения фрагментов и гауссианы показаны в линейном масштабе.



**Рис.4.2.** Слева показаны массовые выходы фрагментов (черные кружки) в логарифмическом масштабе в зависимости от параметра  $(M-A_{CN}/2)^2$  и фитирование их гауссианами (сплошные линии). В центре – массовые выходы в линейном масштабе и их описание теми же гауссианами, что показаны слева. Справа представлен выход квазиделения для легких фрагментов, полученный как разность между экспериментальными выходами и гауссианами согласно Ур. (4.1).

В Таблице 4.1 приведены их дисперсии  $(\sigma_M^2)_G$ . Выходы квазиделительной компоненты для легких фрагментов показаны справа. Они получены как разность между экспериментальными выходами и функциями Гаусса, описывающими симметричное деление:

$$Y_{QF}(M) = Y_{\text{exp}}(M) - Y_G(M). \quad (4.1)$$

Как упоминалось ранее, средняя полная кинетическая энергия  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  в области квазиделения выше, чем  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  для деления составного ядра (Рис. 4.1). Поэтому может быть выполнена процедура разложения МЭР в соответствии с Ур. (4.1) и выражением [69]:

$$\langle \text{TKE}_{QF} \rangle = [\langle \text{TKE}_{\text{exp}} \rangle - \langle \text{TKE}_{FF} \rangle \cdot (Y_{FF}/Y_{\text{exp}})] / (Y_{QF}/Y_{\text{exp}}), \quad (4.2)$$

здесь подразумевается зависимость всех величин от массы,  $Y_{QF}$  – выход фрагментов квазиделения,  $Y_{FF}$  – выход фрагментов деления,  $Y_{\text{exp}}$  – полный экспериментальный выход фрагментов,  $\langle \text{TKE} \rangle$  – средняя полная кинетическая энергия фрагментов. Экспериментальная зависимость  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  на Рис. 4.1. описывалась уравнением из работы [42]:

$$\langle \text{TKE} \rangle(M) = \langle \text{TKE}_{A/2} \rangle (1 - \eta^2)(1 + \rho\eta^2), \quad \eta = (M - A_{CN}/2) / (A_{CN}/2), \quad (4.3)$$

где  $\eta$  – параметр масс-асимметричной деформации,  $\rho$  – эмпирический параметр, описывающий степень отклонения экспериментальных значений  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  от параболической зависимости, полученной в модели жидкой капли [34], где  $\rho = 0$ .

На Рис. 4.3 показаны экспериментальные зависимости  $(\sigma_M^2)_G$ ,  $\langle \text{TKE} \rangle$  и  $\sigma_{\text{TKE}}^2$  от температуры ядра в точке разрыва  $T_{sc}$ , которая рассчитывалась по формулам:

$$T_{sc} = (E_{sc}/a)^{1/2}, \quad E_{sc} = E_{LD}^* + Q_f - \langle \text{TKE} \rangle - \langle v_{pre} \rangle \langle E_v \rangle - E_{rot}^{sc} - E_{def} + E_{diss}, \quad (4.4)$$

$$E_{LD}^* = E_{cm} + (\Delta M_p + \Delta M_t - \Delta M_{CN}^{LD}) \quad (4.5)$$



где  $E_{LD}^*$  – энергия возбуждения ядра, отсчитанная от основного состояния модели жидкой капли,  $\Delta M_p$  и  $\Delta M_t$  – экспериментальные значения дефектов масс ядер,  $\Delta M_{CN}^{LD}$  – жидкокапельное значение дефекта масс составного ядра  $^{256}\text{No}$  из работы [118].  $a = 0.093A_{CN}$  – параметр плотности уровней [121].  $Q_f$  – энергия реакции для симметричного разделения ядра на осколки.  $\langle TKE \rangle$  – измеренная средняя полная кинетическая энергия.  $\langle v_{pre} \rangle \langle E_v \rangle$  – средняя энергия, унесенная предделительными нейтронами  $\langle v_{pre} \rangle$ , вычисленная как предлагается в работе [122]. Значения  $\langle v_{pre} \rangle$  найдено из систематики [36] и экспериментальных работ [112, 117] и приведено в таблице для всех энергий ионов  $^{48}\text{Ca}$ .  $E_{rot}^{sc}$  – энергия вращения ядра в точке разрыва.  $E_{def}$  – энергия, ушедшая на деформацию осколков.  $E_{diss}$  – энергия, диссипированная из коллективных степеней свободы в одночастичные.

Энергия вращения ядра в точке разрыва определялась согласно выражению из [123]:

$$E_{rot}^{sc} = I^2 \hbar^2 / 2J_{\perp}^{sc} + T_{sc}/2,$$

где  $J_{\perp}^{sc}$  – момент инерции ядра относительно оси, перпендикулярной к оси деления. В модели жидкой капли Струтинского [33] место разрыва ядра определяется как критическая точка, соответствующая потере ядром устойчивости по отношению к его развалу на два осколка, и приводится в единицах  $J_0$  – твердотельного момента инерции сферического ядра. Для ядра  $^{256}\text{No}$   $J_{\perp}^{sc} \cong 4,3J_0$  [36], следовательно  $E_{rot}^{sc} \cong E_{rot}^0 / 4,3 + T_{sc}/2$ .

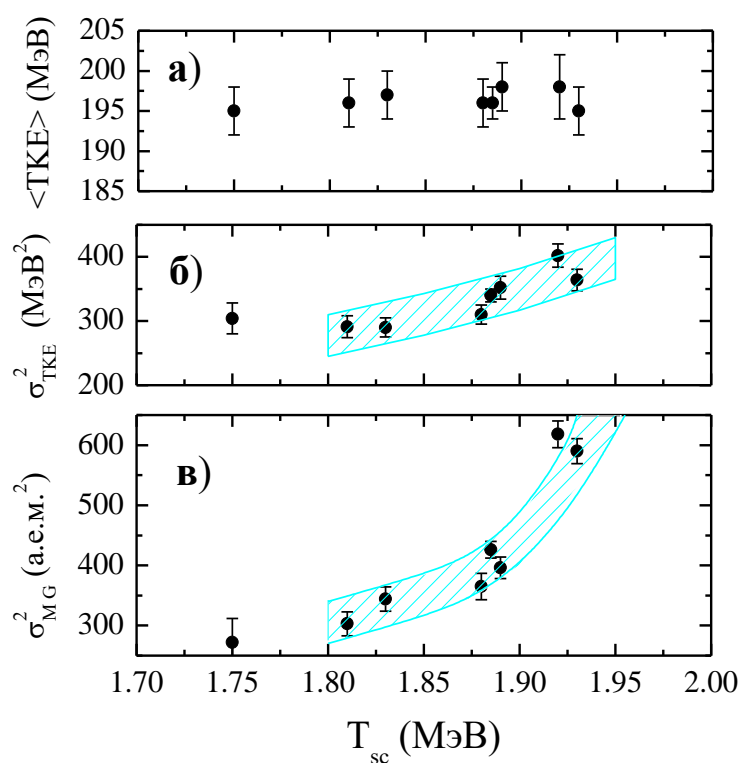
Из модели вращающейся жидкой капли [35] известно, что

$$E_{rot}^0 = 34,540 (I^2 / A^{5/3}).$$

Параметры  $E_{def}$  и  $E_{diss}$  в уравнении (4.4) зависят от определяющей их модели, от характера и величины ядерной вязкости (двухтельной или однотельной), однако  $E_{def}$  и  $E_{diss}$  в какой-то мере компенсируют друг друга.

Поэтому, следуя работам [36,122], мы приняли, что  $E_{\text{diss}} - E_{\text{def}} = 0$ . Температура  $T_{\text{sc}}$ , найденная согласно Ур. (4.4), приведена в Таблице 4.1. Отметим, что  $T_{\text{sc}}$  при высоких энергиях налетающих ионов, когда есть испарение нейтронов  $\nu_{\text{pre}}$ , растет очень медленно. Это свойство делящихся тяжелых ядер приводит к тому, что энергия возбуждения ядра в точке разрыва увеличивается слабо даже при возрастании энергии налетающих ионов.

На Рис. 4.3а показана средняя полная кинетическая энергия  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  фрагментов деления в зависимости  $T_{\text{sc}}$ . Видно, что в пределах экспериментальных ошибок  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  не зависит от  $T_{\text{sc}}$  (возбуждения), что характерно для деления тяжелых и сверхтяжелых ядер.



**Рис. 4.3.**  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$ ,  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  и  $(\sigma_{\text{M}}^2)_{\text{G}}$  как функции температуры ядра в точке разрыва  $T_{\text{sc}}$ . Заштрихованные области показывают диапазоны  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  и  $(\sigma_{\text{M}}^2)_{\text{G}}$ , характерные для деления составного ядра.

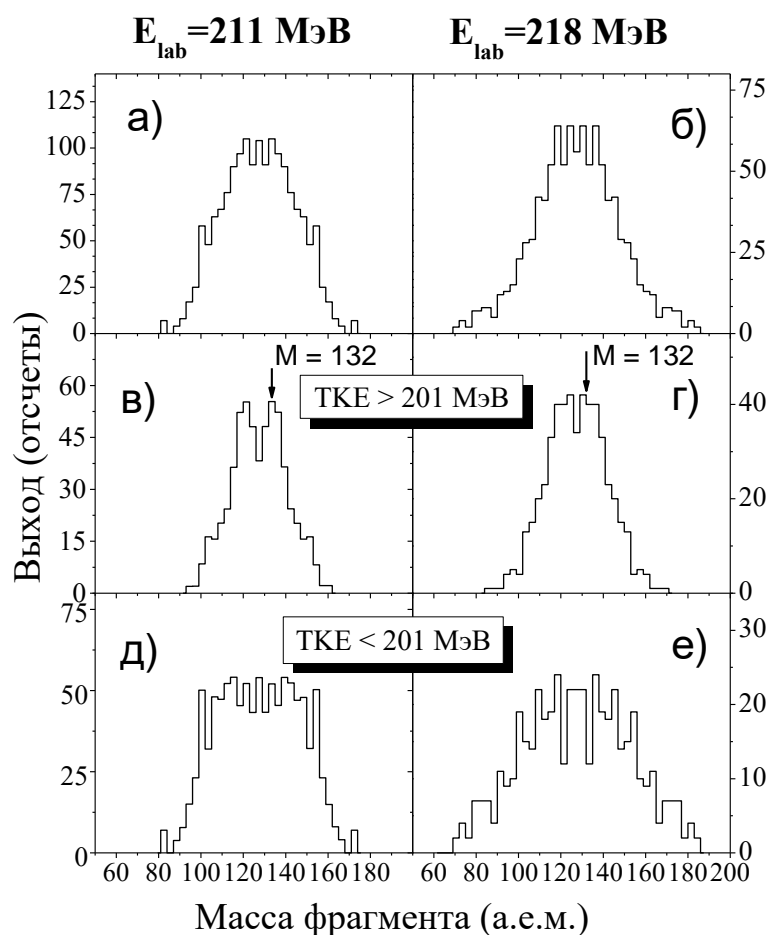
Дисперсия  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  (Рис. 4.3б) для  $T_{\text{sc}} \geq 1.83$  МэВ растет пропорционально  $T_{\text{sc}}$ . Заштрихованная часть значений  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  показывает область изменений дисперсии, присущей делению составного ядра. Эта область была определена в работе [36] для деления тяжелых ядер образованных в реакциях с тяжелыми ионами с массой  $A_i < 26$  с учетом возрастания  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  с увеличением  $l$ . Для температуры  $T_{\text{sc}} = 1.82$  значения  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  не уменьшаются, а для  $T_{\text{sc}} = 1.75$  МэВ ( $E_{\text{lab}} = 211$  МэВ) дисперсия  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  даже возрастает. Такое поведение дисперсии  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  указывает на то, что в низкоэнергетическом делении  $^{256}\text{No}$  в энергетических распределениях появляются структурные особенности, вызванные оболочечными эффектами.

На Рис. 4.3в приведена зависимость дисперсии масс осколков  $(\sigma_{\text{M}}^2)_{\text{G}}$  от температуры ядра в точке разрыва  $T_{\text{sc}}$ . Заштрихованная часть значений  $(\sigma_{\text{M}}^2)_{\text{G}}$  так же, как и на Рис. 4.3б, указывает на область изменений  $(\sigma_{\text{M}}^2)_{\text{G}}$ , характерную для деления составного ядра. Так как  $T_{\text{sc}}$  растет слабо с увеличением энергии ионов, то, как показано в работах [36,122], рост  $(\sigma_{\text{M}}^2)_{\text{G}}$  в значительной степени связан с ростом углового момента делящегося ядра  $l$ , причем  $(\sigma_{\text{M}}^2)_{\text{G}} \sim \langle l^2 \rangle$ , поэтому для температуры  $T_{\text{sc}} = 1.92$  МэВ ( $E_{\text{lab}} = 240$  МэВ) мы видим достаточно резкий рост дисперсии  $(\sigma_{\text{M}}^2)_{\text{G}}$ . Это увеличение дисперсии находится в пределах того, что можно ожидать для деления составного ядра. Таким образом, характеристики МЭР осколков деления  $^{256}\text{No}$  для области симметричных масс  $100 \text{ а.е.м.} < M < 156 \text{ а.е.м.}$  для энергий  $E_{\text{lab}} = 220\text{-}240$  МэВ, в основном близки по свойствам к симметричному делению составного ядра. Тем не менее, некоторые отклонения от характеристик деления в рамках жидкокапельной модели наблюдаются в массовых выходах фрагментов при энергиях  $E_{\text{lab}} = 211\text{-}218$  МэВ. Кроме того в области симметричных масс  $M = 115\text{-}141$  а.е.м. для всех изученных энергий наблюдаются отличия дисперсий  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M)$  от зависимости  $\langle \text{ТКЕ} \rangle^2(M) / \sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M) = \text{const}$  [42].

#### 4.4. Низкоэнергетическое деление $^{256}\text{No}$

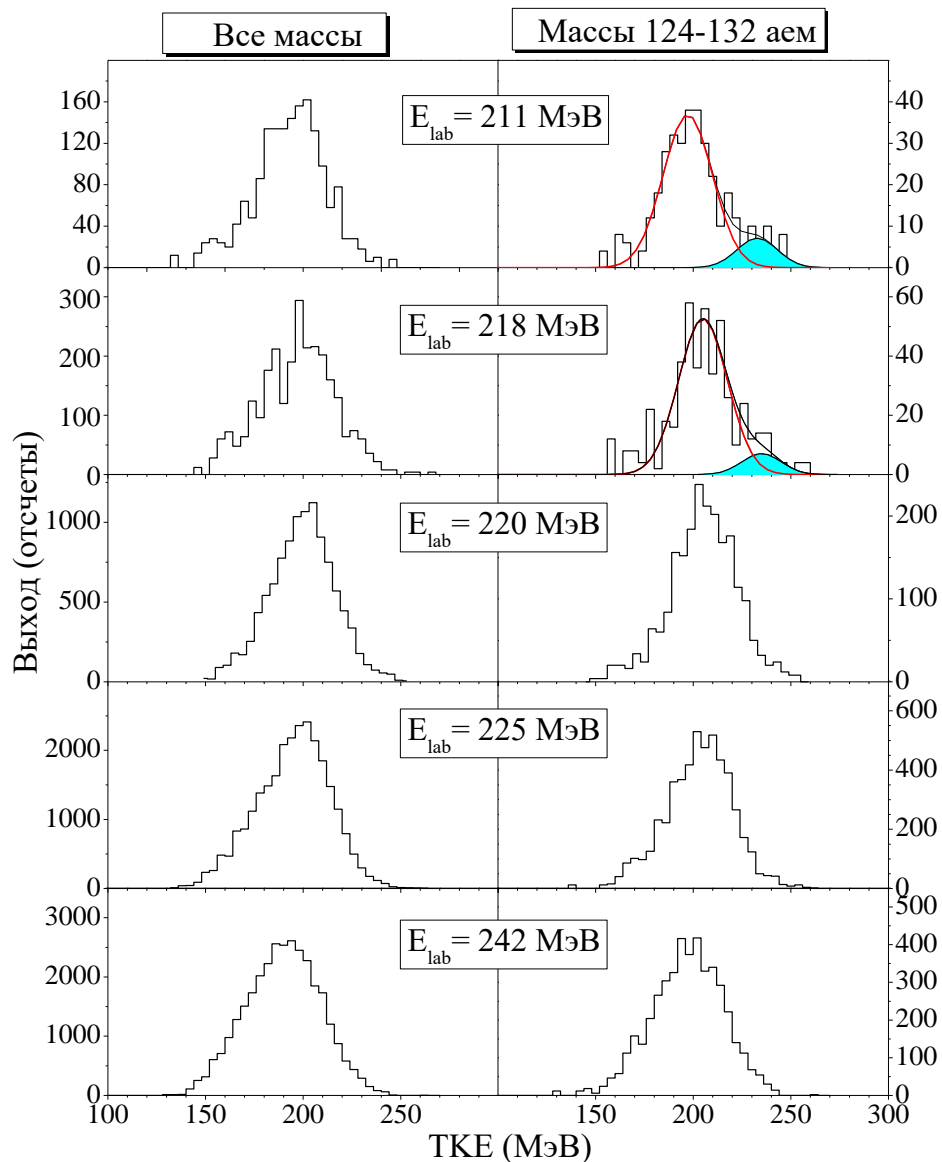
Рассмотрим МЭР осколков деления  $^{256}\text{No}$  при энергии ионов  $^{48}\text{Ca}$   $E_{\text{lab}} = 211$  и  $218$  МэВ. При этих энергиях нет предделительных нейтронов (см. Таблицу 4.1), и, следовательно, реальная энергия возбуждения делящегося ядра не отличается от начальной. Явно видно, что форма массового распределения при этих энергиях отличается от гауссиана (Рис.4.1, 4.2). Плоские структурированные вершины наблюдаются для массы тяжелого фрагмента  $M_{\text{H}} \approx 128-135$  а.е.м. При  $E_{\text{lab}} = 211$  МэВ наблюдается увеличенный выход фрагментов по сравнению с гауссовским распределением в области масс  $M_{\text{H}} = 145-155$  а.е.м. При этой энергии параболическая форма зависимости кинетической энергии  $\langle \text{ТКЕ} \rangle (M)$  становится очень узкой (Рис.4.1), и параметр  $\rho$ , описывающий ширину параболы в Ур. (4.3), равен  $-2.2$ . Таким образом, для  $E_{\text{lab}} = 211$  МэВ наблюдается сильное отличие МЭР фрагментов от жидкокапельной формы, что вызвано оболочечными эффектами в низкоэнергетическом делении  $^{256}\text{No}$ .

Полные и дифференциальные массовые распределения для энергий  $\text{ТКЕ} > 201$  МэВ и  $\text{ТКЕ} < 201$  МэВ показаны на Рис. 4.4 для энергий пучка  $E_{\text{lab}} = 211$  и  $218$  МэВ. В случае  $\text{ТКЕ} > 201$  МэВ (Рис. 4.4в,г) ясно видна узкая двугорбая структура массового распределения с массой  $M_{\text{H}} \approx 131-135$  а.е.м. Похожая форма МР наблюдается в спонтанном делении соседнего ядра  $^{259}\text{Lr}$  ( $Z = 103$ ) [124,125]. Для  $\text{ТКЕ} < 201$  МэВ (снизу на Рис.4.4) массовое распределение становится плоским и широким, с массой тяжелого осколка  $M_{\text{H}} \approx 140-150$  а.е.м. Такое поведение низкоэнергетической компоненты массового распределения также типично для деления сверхтяжелых ядер, например для спонтанного деления  $^{259}\text{Md}$  ( $Z = 101$ ) [49] или  $^{260}\text{Md}$  [48, 126]. Таким образом, можно видеть, что массовое распределение  $^{256}\text{No}$  при  $E^* = 17.2$  и  $22.8$  МэВ состоит, по крайней мере, из двух компонент (мод).



**Рис. 4.4.** Массовые распределения осколков деления  $^{256}\text{No}$  при  $E_{\text{lab}} = 211$  МэВ ( $E^* = 17.2$  МэВ) и 218 МэВ ( $E^* = 22.8$  МэВ): полные МР (а, б) и дифференциальные МР для ТКЕ  $> 201$  МэВ (в, г) и ТКЕ  $< 201$  МэВ (д, е).

На Рис. 4.5 показаны энергетические распределения  $^{256}\text{No}$  для энергий ионов  $^{48}\text{Ca}$   $E_{\text{lab}} = 211\text{-}242$  МэВ, для полного массового диапазона – слева, и для симметричного массового диапазона  $M = 124\text{-}132$  а.е.м. (т.е. того диапазона, где наблюдается двугорбое массовое распределение) – справа. Распределения ТКЕ для выделенных симметричных масс практически не отличаются от интегральных распределений для энергий  $E_{\text{lab}} = 220\text{-}242$  МэВ. Однако при двух наиболее низких энергиях  $E_{\text{lab}} = 218$  и 211 МэВ в области симметричных масс появляются две компоненты ТКЕ, т.е., низкоэнергетическая с  $\langle \text{ТКЕ} \rangle_{\text{low}} \approx 200$  МэВ, и высокоэнергетическая с  $\langle \text{ТКЕ} \rangle_{\text{high}} \approx 233$  МэВ. Эти значения ТКЕ, так же, как и массовые выходы, типичны для стандартной и Super Short (SS) [51] мод в спонтанном делении сверхтяжелых ядер.

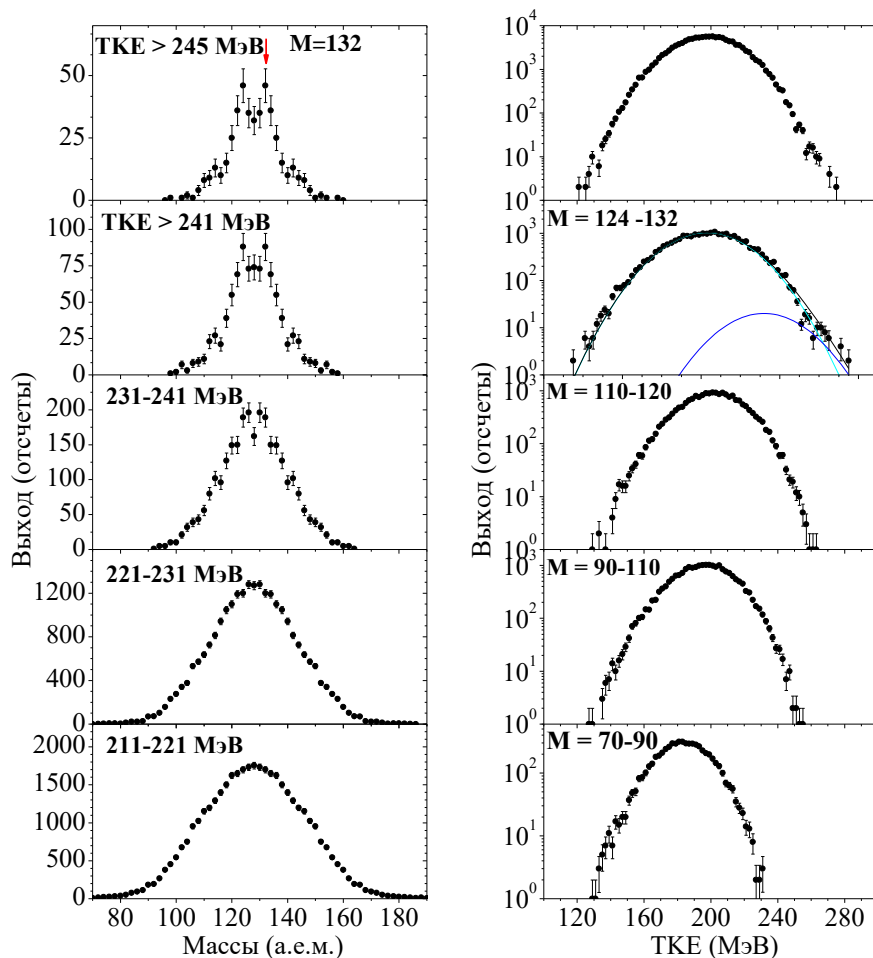


**Рис. 4.5.** Распределения ТКЕ для энергий ионов  $^{48}\text{Ca}$   $E_{\text{lab}}=211-242$  МэВ. Слева показаны распределения для всех масс, справа – для масс  $M = 124-132$  а.е.м. Для энергий  $E_{\text{lab}} = 211$  и  $218$  МэВ для симметричного массового диапазона проведено разложение ТКЕ на две моды.

Таким образом, мы наблюдаем и в массовом, и в энергетическом распределениях фрагментов при энергиях  $E_{\text{lab}} = 211$  и  $218$  МэВ присутствие SS-моды в делении  $^{256}\text{No}$ . При этом вклад SS-моды довольно мал и составляет  $\approx 2.5\%$  при  $E_{\text{lab}} = 211$  МэВ. Мы получили минимальный вклад данной моды как отношение высокоэнергетической компоненты в энергетическом распределении (Рис. 4.5) для масс  $M = 124-132$  а.е.м. (правая колонка) к

полному выходу ТКЕ (левая колонка). Это отношение составляет  $\approx 1.7\%$  для  $E_{\text{lab}} = 218$  МэВ и снижается до  $\approx 0.3\%$  для  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ (см. Рис. 4.6).

Отметим, что для всех изученных энергий зависимость  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M)$  имеет умеренно широкий пик для масс  $M \approx 115-141$  а.е.м. (Рис.4.1. снизу). Наличие нерегулярностей в дисперсии  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M)$  говорит о сложной структуре МЭР фрагментов (это свойство в поведении дисперсии использовалось ранее при изучении мультимодального деления в области Рb и At [119]). Для исследования причины аномального поведения дисперсии  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M)$  мы приводим с правой стороны Рис. 4.6 выходы ТКЕ для различных массовых диапазонов для измерения при  $E_{\text{lab}}=234$  МэВ. Видно, что в полном массовом распределении, и для симметричных масс  $M = 124-132$  а.е.м. в ТКЕ присутствует высокоэнергетическая компонента, подобная той, что наблюдалась при  $E_{\text{lab}} = 211$  и  $218$  МэВ, но с меньшим относительным выходом (Рис. 4.6, два верхних графика справа). Для более асимметричных диапазонов масс ничего подобного не наблюдается. Выход этой моды становится заметным только при высоких энергиях ТКЕ  $> 240$  МэВ (Рис. 4.6, два верхних графика слева), тогда как в остальных случаях эта мода скрыта под доминирующими событиями симметричного деления. Можно заключить, что в целом свойства деления  $^{256}\text{No}$  при  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ ( $E^* = 35.1$  МэВ) близки к жидко-капельному делению для массового диапазона  $M = 100-156$  а.е.м., однако существуют некоторые структурные особенности, связанные с проявлением оболочечных эффектов. Если исходить из предположения о пропорциональности заряда осколка его массе, то для области  $M_{\text{H}} = 131-135$  а.е.м. заряд равен  $Z_{\text{H}} = 52-54$ , при этом число нейтронов составляет  $N_{\text{H}} = 79-81$ . Т. е. заряд  $Z$  тяжелого осколка немного больше магического числа  $Z = 50$ , а число нейтронов немного меньше магического  $N = 82$ . Масса ответного легкого осколка составляет  $M_{\text{L}} = 121-125$  а.е.м., в этом случае его заряд будет  $Z_{\text{L}} = 48-50$ , а число нейтронов  $N_{\text{L}} = 73-75$ .



**Рис. 4.6.** Основные характеристики МЭР фрагментов для энергии пучка  $E_{\text{lab}}=234$  МэВ. Массовые выходы для различных диапазонов ТКЕ показаны слева. Справа представлены выходы ТКЕ для различных диапазонов масс.

Значит, в легком осколке заряд близок к магическому числу, а число нейтронов значительно меньше магического. Таким образом, SS-мода формируется близостью нуклонного состава как по  $N$ , так и по  $Z$  к магическим значениям в тяжелом осколке и только по  $Z$  – в легком. Так как общего числа нейтронов все же не хватает до заполнения сферических оболочек одновременно в обоих осколках, то эта мода для  $^{256}\text{No}$  проявляется довольно слабо.

Наши измерения показывают, что SS-мода проявляется в делении  $^{256}\text{No}$  при энергиях возбуждения до 35 МэВ. Может показаться неожиданным, что оболочечные эффекты все еще проявляются при столь большом возбуждении.

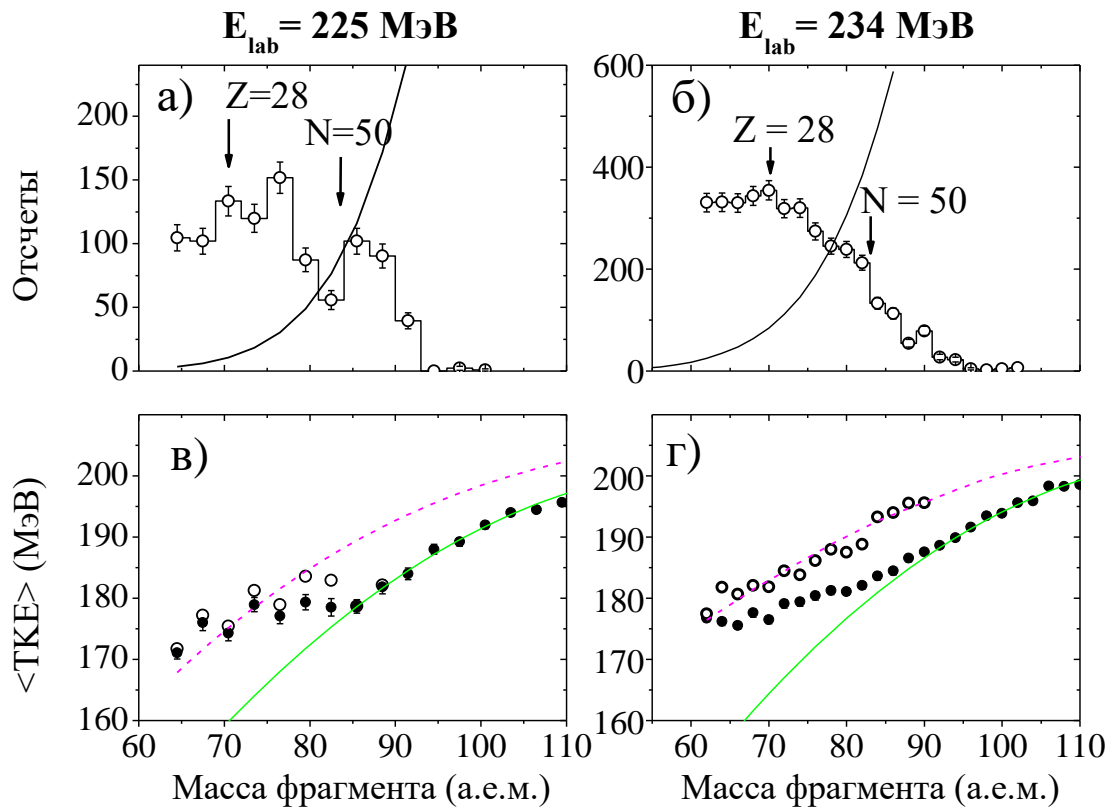


Отметим, что по нашим расчетам в рамках модели Ферми-газа барьер деления  $^{256}\text{No}$   $E_f = 5.9$  МэВ (как будет показано далее в § 4.6). Этот результат в хорошем согласии с экспериментальной [127] и теоретической [128] работами, где было найдено, что для  $^{254}\text{No}$ , образованного в реакции  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$ , при спине ядра от  $12 \hbar$  до  $22 \hbar$  барьер деления  $B_f \geq 5$  МэВ. Таким образом, при делении  $^{256}\text{No}$  энергия возбуждения в седловой точке  $E_{sp}^* = E^* - E_f$  составит  $E_{sp}^* = 10-12$  МэВ для  $E_{lab} = 211$  МэВ и  $E_{sp}^* = 22-24$  МэВ для  $E_{lab} = 232-234$  МэВ с учетом 0.8 предделительных нейтронов. Это достаточно низкое возбуждение и оболочечные эффекты, ответственные за образование долин деления, играют значительную роль в формировании МЭР осколков, что и отражается на их структурных особенностях.

Таким образом, при средних энергиях возбуждения в МЭР фрагментов  $^{256}\text{No}$  наблюдается проявление оболочечных эффектов. Выход моды Super Short падает с увеличением энергии возбуждения от 2.5 % для  $E^* = 17.2$  МэВ до 0.3 % при  $E^* = 35.1$  МэВ.

#### 4.5. Квазиделение в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$

Как мы уже упоминали в Главе 1, в исследованиях [68, 69] для реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  с деформированными мишенями  $^{154}\text{Sm}$  и  $^{168}\text{Er}$  было найдено, что  $\langle \text{TKE} \rangle (M)$  выше для процесса квазиделения, чем для слияния-деления при одной и той же массовой асимметрии. Поэтому, как показано в работе [69], фрагменты слияния-деления и квазиделения могут быть разделены и может быть оценен их относительный выход, поскольку формально они удовлетворяют гипотезе о независимых модах деления [42,129]. Массовые распределения легких квазиделительных фрагментов для энергий  $E_{lab} = 211-242$  МэВ приведены на Рис. 4.2 справа. На Рис. 4.7 показаны массовые распределения фрагментов квазиделения вместе с их энергетическими характеристиками для энергий пучка  $E_{lab} = 225$  МэВ и 234 МэВ.



**Рис. 4.7.** Массовые выходы квазиделительной компоненты для легкого фрагмента при  $E_{lab} = 225$  МэВ (а) и 234 МэВ (б) (показаны открытыми кружками). Линии – гауссианы, описывающие симметричное деление. Стрелки указывают массы фрагментов, соответствующих магическим оболочкам  $Z = 28$  и  $N = 50$ . Экспериментальные значения  $TKE_{exp}(M)$  (черные кружки) и  $TKE_{QF}(M)$  для квазиделительной компоненты (открытые кружки), полученные из Ур. (4.2) показаны для 225 МэВ (в) и 234 МэВ (г). Сплошные линии – описание параболической зависимостью Ур. (4.3) фрагментов симметричного деления, пунктирные линии – квазиделения.

Массовые распределения продуктов квазиделения показаны открытыми кружками на Рис. 4.7 (а, б), зависимости средней кинетической энергии от массы  $\langle TKE \rangle(M)$  – на Рис. 4.7 (в, г). Видно, что полная кинетическая энергия квазиделения ( $TKE_{QF}$ ) выше в области квазиделительной компоненты в МР на 7-15 МэВ, чем  $TKE_{FF}$  для слияния-деления, и также имеет параболическую форму, что формально совпадает с модами в делении [129].

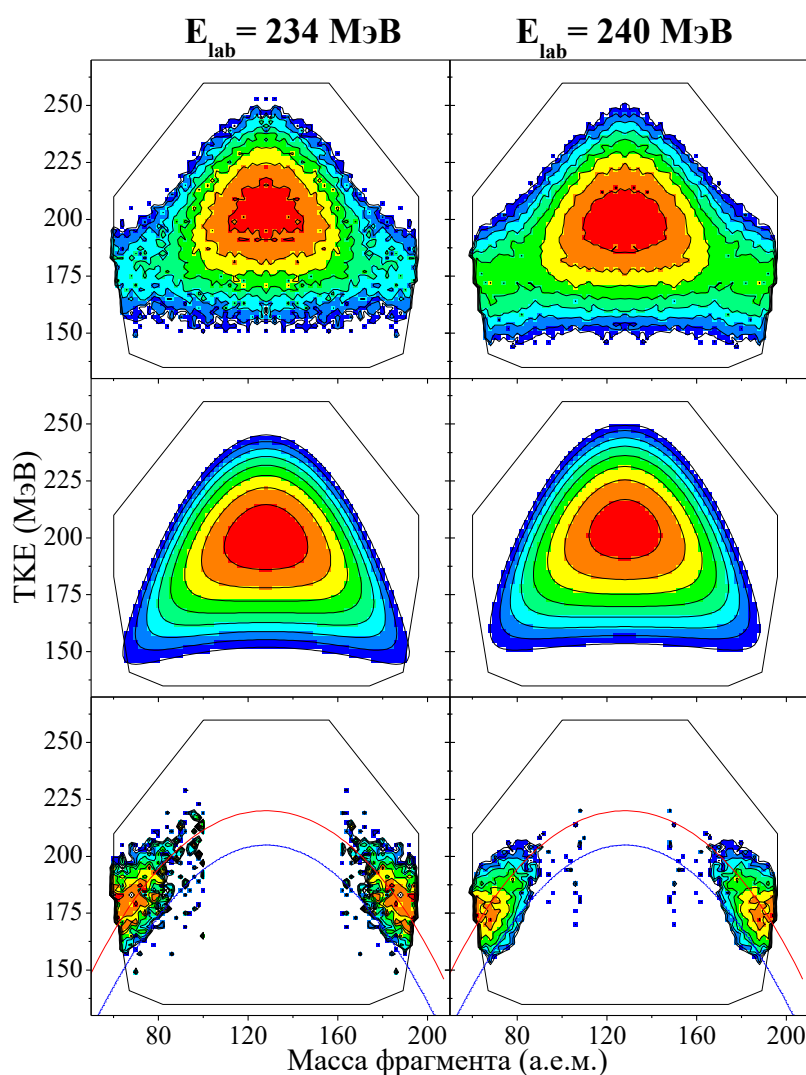
Свойства МЭР квазиделения, а именно: увеличенный массовый выход фрагментов и более высокая кинетическая энергия  $\langle TKE \rangle$  для области масс

60 а.е.м.  $< M_L < 90$  а.е.м., показанные на Рис. 4.1 и 4.7, можно объяснить проявлением оболочечных эффектов. Стрелками на Рис. 4.7а,б показано расположение замкнутых оболочек  $Z = 28$  и  $N = 50$ . Они были найдены исходя из предположения о пропорциональности заряда массе (гипотеза о неизменной зарядовой плотности) [22]. В данном случае только положение легких квазиделительных фрагментов отвечает замкнутым оболочкам. Ответные тяжелые фрагменты имеют массы  $M \sim 160-190$  а.е.м. и не являются магическими. Проявление оболочечных эффектов в квазиделении обсуждалось в работах [130, 131, 132, 133], но в основном рассматривались случаи, когда массивные ионы взаимодействуют с актинидными мишенями (или ионы  $^{238}\text{U}$  с различными мишенями в инверсной кинематике). В подобных реакциях наблюдается двугорбое МЭР с массой тяжелого фрагмента, соответствующей дважды магическому свинцу  $M_H \approx 208$  а.е.м., ( $Z_H \approx 82$ ,  $N_H \approx 126$ ). В этих реакциях оболочечная структура как тяжелого (вблизи  $^{208}\text{Pb}$ ), так и легкого осколков (вблизи  $^{78}\text{Ni}$ ) играет значительную роль в формировании массовых распределений фрагментов, что приводит к двугорбой асимметричной форме массового распределения.

Для получения детальной информации о свойствах квазиделительного процесса мы провели разложение экспериментальных МЭР на различные процессы согласно методу, описанному в работе [129] (Рис. 4.8). Обычно подобный метод применялся для изучения свойств осколков деления в мультимодальном подходе. В данном случае мы применили его для изучения вклада процессов слияния-деления и квазиделения в МЭР  $^{256}\text{No}$ . Поскольку метод двумерного разложения на моды требует высокой статистики, для его реализации мы использовали наиболее высокостатистические измерения при энергиях  $E_{\text{lab}} = 234$  и  $240$  МэВ. В нашем случае МЭР фрагментов рассматривалось как суперпозиция двух независимых процессов – симметричной компоненты S, соответствующей делению в рамках жидкокапельной модели и асимметричной компоненты QF, соответствующей

процессу квазиделения. Для каждой фиксированной массы распределение ТКЕ описывалось для обеих компонент с помощью функций Шарли [129]. При этом зависимость  $\langle \text{ТКЕ} \rangle(M)$  описывалась Ур. (4.3), отношение между  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  и дисперсией  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  подчинялось закону [42,129]:

$$\langle \text{ТКЕ} \rangle^2(M) / \sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M) = \text{const} \quad (4.6)$$



**Рис. 4.8.** Экспериментальные МЭР делительно-подобных осколков (сверху) для энергий ионов  $^{48}\text{Ca}$   $E_{\text{lab}}=234$  и  $240$  МэВ. В центре показаны компоненты, соответствующие симметричному делению S, внизу – квазиделению QF. Снизу показаны зависимости  $\langle \text{ТКЕ} \rangle(M)$  для симметричного деления S (пунктир) и квазиделения QF (линии). Показанные на рисунке контуры отделяли делительно-подобные фрагменты от событий упругого, квазиупругого и глубоконеупругого рассеяния.

Относительный вклад каждой компоненты находился с помощью компьютерного кода MINUIT. Процедура анализа и фитирования описана подробно в работе [129]. Результаты разложения МЭР делительно-подобных осколков показаны на Рис. 4.8. Сверху показаны экспериментальные матрицы  $(TKE, M)$  фрагментов при энергиях  $E_{lab} = 234$  и  $240$  МэВ. В центре показаны компоненты  $S$ , соответствующие симметричному делению; распределения квазиделительных компонент QF (на Рис. 4.8 снизу) получены как разность между экспериментальным распределением и симметричной жидко-капельной модой  $S$ . Также снизу показаны зависимости  $\langle TKE \rangle(M)$  для симметричного деления  $S$  (синие пунктирные линии) и квазиделения QF (красные сплошные линии).

Как одномерный (Рис. 4.7), так и двумерный анализ (Рис. 4.8) показывают, что в области квазиделительных плеч наблюдается более высокая энергия TKE, чем TKE для деления составного ядра при той же массовой асимметрии, а также проявление эффектов замкнутых оболочек  $Z = 28, N = 50$  в массовых выходах фрагментов. Нужно отметить, что двумерный анализ в координатах  $(TKE, M)$  показывает, что в случае реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  форма квазиделительных локусов подобна квазиделительным локусам в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  на актинидных мишенях [133], где процесс квазиделения доминирует.

Отметим, что вклад квазиделения в сечение захвата, оцененный как  $\sigma_{QF}/\sigma_{cap}$ , не превышает в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  15 % для энергий  $E_{lab} = 218$ - $242$  МэВ. Как упоминалось в главе 1, конкуренция каналов квазиделения и слияния-деления сильно зависит от асимметрии входного канала, которая в данной реакции составляет  $\eta = 0.625$ . В реакции с близкой к нашему случаю массовой асимметрией  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$  ( $Z_1 * Z_2 = 1476, \eta = 0.677$ ) при  $E_{lab} = 247$  МэВ из работы [67] в МР также виден выход квазиделительных плеч. Начальная энергия возбуждения компаунд-ядра  $^{248}\text{Fm}$   $E^* \cong 78$  МэВ и в области квазиделительных плеч имеется всего 1.2 предделительных нейтрона [67].

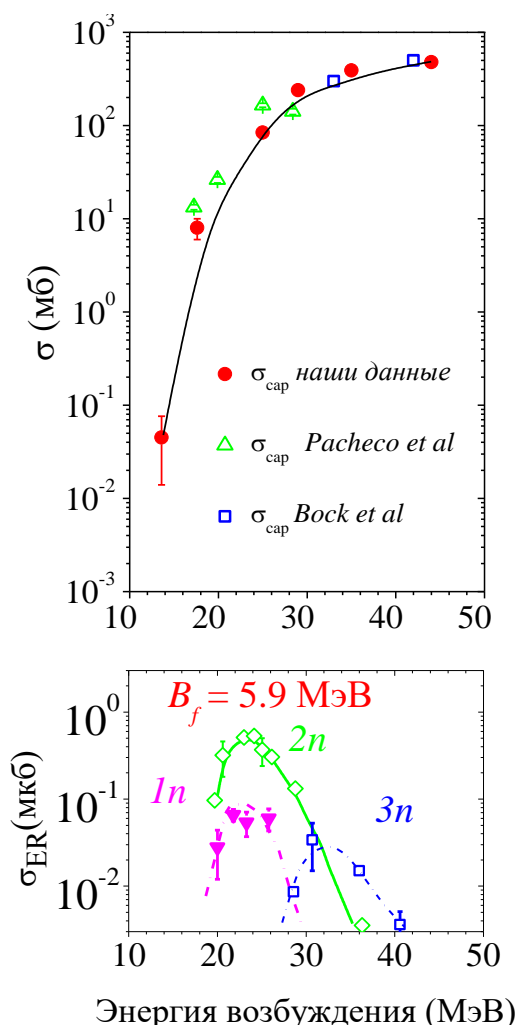
Таким образом, хотя энергия возбуждения ядра  $E^*$  в этой реакции достаточно велика, можно заметить, что оболочечные эффекты в квазиделении играют более сильную роль, чем в делении составного ядра. При этом в МЭР осколков деления компаунд-ядра  $^{255}\text{No}$ , образованного в реакции  $^{16}\text{O} + ^{239}\text{Pu}$  ( $\eta = 0.874$ ), а также для близких к нему делящихся ядер, изученных в реакциях с более легкими ионами, никаких «плеч» в МР не обнаружено и зависимости  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  и  $\sigma_{\text{TKE}}^2(M)$  никаких особенностей не имеют [134].

Следует отметить, что в реакции  $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  ( $Z_1 * Z_2 = 1640$ ,  $\eta = 0.677$ ) [76] дисперсия массового распределения фрагментов  $\sigma_M^2$  возрастает по сравнению с реакцией на ионах  $^{48}\text{Ca}$ , что показывает увеличение вклада квазиделительной компоненты, несмотря на то, что во входном канале данной реакции также участвуют два дважды магических ядра. Авторы работы [76] предположили, что в отличие от реакций с ионами  $^{40}\text{Ca}$  реакции с нейтронно-избыточным  $^{48}\text{Ca}$  имеют малую изоспиновую асимметрию  $\Delta(N/Z)$ , что благоприятствует процессу слияния-деления. Таким образом, изоспиновая асимметрия входного канала также влияет на конкуренцию каналов квазиделения и слияния-деления и должна учитываться в дальнейшем при проведении экспериментов на экзотических ядрах.

#### 4.6. Сечения захвата

Дифференциальные сечения захвата были измерены под углами в лабораторной системе координат  $\Theta_{1\text{lab}} = 57 \pm 18^\circ$  и  $\Theta_{2\text{lab}} = 78 \pm 18^\circ$  в диапазоне энергий налетающих ионов  $E_{\text{lab}} = 206\text{--}242$  МэВ. Для регистрации упруго рассеянных ионов  $^{48}\text{Ca}$  слева и справа от оси пучка под углами  $\pm 11^\circ$  были установлены два полупроводниковых монитора. Мониторы использовались для абсолютной нормализации сечений, контроля качества пучка и его положения на мишени. Поскольку угловое распределение фрагментов в

данном эксперименте не измерялось, для получения интегральных сечений захвата мы использовали результаты работы [135].



**Рис. 4.9.** Сверху: сечения захвата  $\sigma_c$  как функция энергии возбуждения компаунд-ядра  $E^*$ : круги – наши данные, квадраты – данные из работы [8], треугольники – [135]. Снизу показаны сечения образования испарительных остатков в  $1n$ - $3n$  каналах [136].

В этой работе была измерена реакция  $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  и показано, что угловое распределение делительно-подобных осколков не отличается в пределах экспериментальных ошибок от величин, вычисленных для процесса слияния-деления. Рис. 4.9 показывает сечения захвата-деления в зависимости от энергии возбуждения составного ядра  $E^*$ . Для вычисления сечений захвата использовались делительно-подобные события, показанные контурами на Рис. 4.1. Как видно по Рис. 4.9, наши данные находятся в хорошем согласии с результатами измерений [8, 135].

Используя данные настоящей работы по сечениям захвата, квазиделения и слияния-деления, а также данные по сечениям испарительных остатков из работы [136] мы оценили барьер деления  $^{256}\text{No}$  в рамках модели Ферми-газа. Расчеты высоты барьера проводились для  $2n$ -канала реакции, при котором сечение испарительных каналов максимально.

Зная сечение деления составного ядра и сечение образования испарительных

остатков ER, можно оценить вероятность выживания ядра  $W_{\text{sur}}$  по формуле:

$$W_{\text{sur}} = \frac{\sigma_{ER}}{\sigma_{ER} + \sigma_{FF}} \quad (4.7)$$

Также вероятность выживания  $W_{\text{sur}}$  можно записать как

$$W_{\text{sur}} = P_{xn}(E^*) \prod_{i=1}^x \left( \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)_{i,E^*} \quad (4.8)$$

где  $P_{xn}$  – вероятность испускания точно  $x$  нейтронов [137], индекс  $i$  равен числу испускаемых нейтронов,  $E^*$  – энергия возбуждения компаунд-ядра. Испарение каждого нейтрона уменьшает энергию возбуждения компаунд-ядра на энергию связи нейтронов  $B_n$  и кинетическую энергию нейтрона  $2T$ , где  $T = \sqrt{E^*/1.5a_n}$  – средняя ядерная температура, которая, как предполагается, остается приблизительно постоянной в течение всего испарительного процесса. Согласно классическому формализму Ванденбоша [138]:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{4A_{\text{CN}}^{\frac{2}{3}} a_f(E^* - B_n)}{ka_n \left[ 2a_f^{\frac{1}{2}}(E^* - B_f^*)^{1/2} - 1 \right]} \exp \left[ 2a_n^{\frac{1}{2}}(E^* - B_n)^{1/2} - 2a_f^{\frac{1}{2}}(E^* - B_f^*)^{1/2} \right] \quad (4.9)$$

где  $B_f^* = B_f(E^*) = B_f \exp\left(-\frac{E^*}{E_D}\right)$ ;  $a_n = A_{\text{CN}}/10$ ;  $a_f = 1.1a_n$ ;  $E_D = 0.4A_{\text{CN}}^{4/3}/a_n$ , [139],  $A_{\text{CN}}$  – массовое число составного ядра.

Для энергии возбуждения 19.5 МэВ величина вероятности выживания ядра  $W_{\text{sur}}$  составила  $4 \cdot 10^{-5}$ . Барьер деления, вычисленный нами для  $2n$ -канала, оказался равным  $B_f = 5.9$  МэВ. По теоретическим оценкам [140,141,142,143] барьер деления для  $^{256}\text{No}$  составляет  $B_f = 6.4-8$  МэВ. В работах [127,128] показано, что для реакции  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$  барьер деления  $^{254}\text{No}$   $B_f \geq 5$  МэВ. По теоретическим расчетам Моллера [144] высота барьера деления для  $^{256}\text{No}$  равна 5.94 МэВ. Таким образом, наша оценка высоты барьера деления  $^{256}\text{No}$  находится в хорошем согласии и с теоретическими предсказаниями, и с измерениями из работы [128].



## Глава 5. Реакции ионов $^{48}\text{Ca}$ с актинидными мишенями $^{232}\text{Th}$ , $^{238}\text{U}$ , $^{244}\text{Pu}$ и $^{248}\text{Cm}$ .

Исследование механизмов реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями представляет большой интерес, поскольку именно в этих реакциях были синтезированы новые сверхтяжелые ядра с  $Z = 112-118$  [1-4]. Однако, доминирующим каналом этого класса реакций, конкурирующим со слиянием, является квазиделение [7, 133]. Актинидные мишени  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  сильно деформированы – их квадрупольные деформации составляют  $\beta_2 = 0.261-0.297$ . Как было показано в Главе 1, конкуренция каналов слияния и квазиделения зависит от взаимной ориентации деформированных ядер во входном канале реакции [72, 73, 74, 75, 102].

В многочисленных исследованиях конкуренции каналов слияния-деления и квазиделения в области сверхтяжелых ядер оценивалась вероятность слияния [9, 145, 146], изучались свойства слияния-деления и квазиделения, по массово-угловым корреляциям фрагментов оценивался временной масштаб квазиделения [7-9, 64-66, 86]. Однако в настоящее время нет систематических данных по свойствам фрагментов квазиделения, таким как массово-энергетические распределения как функция вносимой в систему энергии и свойств входного канала реакции. Кроме того, сложной экспериментальной задачей является разделение процессов слияния-деления и квазиделения  $QF_{\text{sym}}$  в области масс, соответствующей симметричным фрагментам  $M = A_{\text{CS}}/2$  (где  $A_{\text{CS}}$  – масса композитной системы). Поэтому мы провели детальные исследования массово-энергетических характеристик фрагментов реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  с деформированными актинидными мишенями  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях ниже и выше кулоновского барьера. Основные характеристики входного канала исследуемых реакций приведены в Таблице 5.1.

**Таблица 5.1.** Свойства реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями:  $E_{\text{lab}}$  – энергия ионов  $^{48}\text{Ca}$  в лаб. системе;  $\Theta_{\text{lab}}^{\text{grazing}}$  – угол касательных столкновений в лаб. системе [147];  $\eta_0 = (A_t - A_p)/(A_t + A_p)$  – массовая асимметрия входного канала;  $N_{\text{CN}}/Z_{\text{CN}}$  – отношение числа нейтронов к числу протонов в композитной системе,  $Z_p Z_t$  – кулоновский фактор;  $\beta_{\text{targ}}$  – параметр деформации ядра-мишени [148];  $B_{\text{Bass}}$  – барьер Басса в с.ц.м. [147].

Реакция	$E_{\text{lab}}$ , МэВ	$\Theta_{\text{lab}}^{\text{grazing}}$	$\eta_0$	$N_{\text{CN}}/Z_{\text{CN}}$	$Z_p Z_t$	$\beta_{\text{targ}}$	$B_{\text{Bass}}$
$^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{280}\text{Ds}$	244	106	0.6571	1.5454	1800	0.2608	190.37
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}\text{Cn}$	228- 238	171- 123	0.6643	1.5536	1840	0.2863	193.84
$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{292}\text{Fl}$	226- 244	180- 118	0.6712	1.5614	1880	0.2931	197.29
$^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}\text{Lv}$	233- 245	180- 124	0.6757	1.5517	1920	0.2972	201.08

## 5.1. Постановка и проведение эксперимента

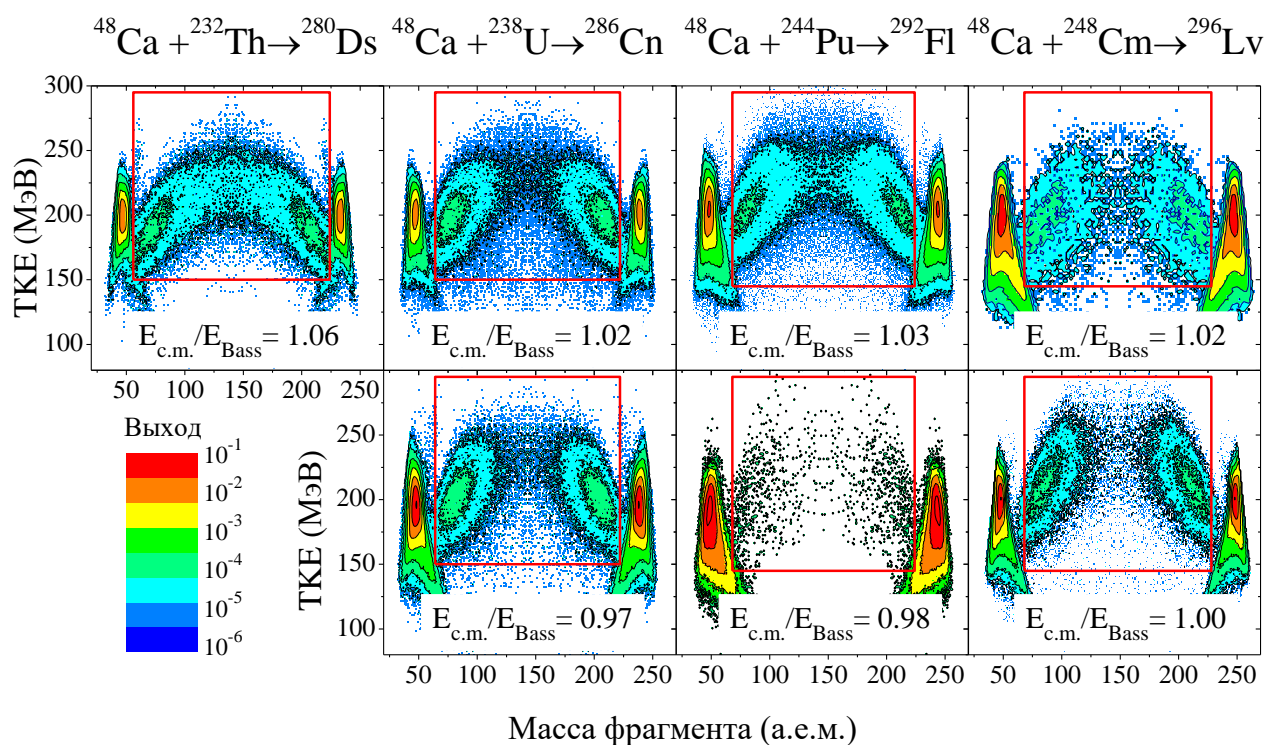
Эксперименты по исследованию процессов слияния-деления и квазиделения ионов  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями были проведены на циклотроне У-400 Лаборатории ядерных реакций им. Флерова при энергии пучка ионов  $E_{\text{lab}} = 226 - 244$  МэВ. Токи пучка на мишени составляли 2–3 пнА, энергетическое разрешение пучка было  $\sim 2\%$ . Мишени из  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ , и  $^{248}\text{Cm}$  толщиной 180 - 220 мкг/см<sup>2</sup> были напылены на углеродные подложки толщиной 40 - 50 мкг/см<sup>2</sup>. Мишень  $^{248}\text{Cm}$  (125 мкг/см<sup>2</sup>) была сделана методом электронапыления на подложке  $^{27}\text{Al}$  толщиной (20 мкг/см<sup>2</sup>) и покрыта с обеих сторон углеродом  $^{12}\text{C}$  (40 мкг/см<sup>2</sup>). Обогащение мишени составляло 99.99%.

Каждое плечо спектрометра включало в себя стартовый детектор с электростатическим зеркалом и сборку из четырех позиционно-

чувствительных стоповых детекторов размером  $6 \times 4 \text{ см}^2$ , сделанных на основе микроканальных пластин. Стартовые детекторы размещались на расстоянии 4 см от мишени, при этом расстояние между стартовым детектором и стоповой сборкой детекторов составляло 14 см. Таким образом, угловой акцептанс обоих плеч составлял  $\pm 18^\circ$  в плоскости реакции и  $\pm 12^\circ$  вне плоскости реакции. Плечи спектрометра размещались симметрично под углом  $60^\circ$  к оси пучка, что обеспечивало максимальную эффективность регистрации фрагментов в области массовой симметрии  $M = A_{CS}/2$ .

## 5.2. Результаты эксперимента

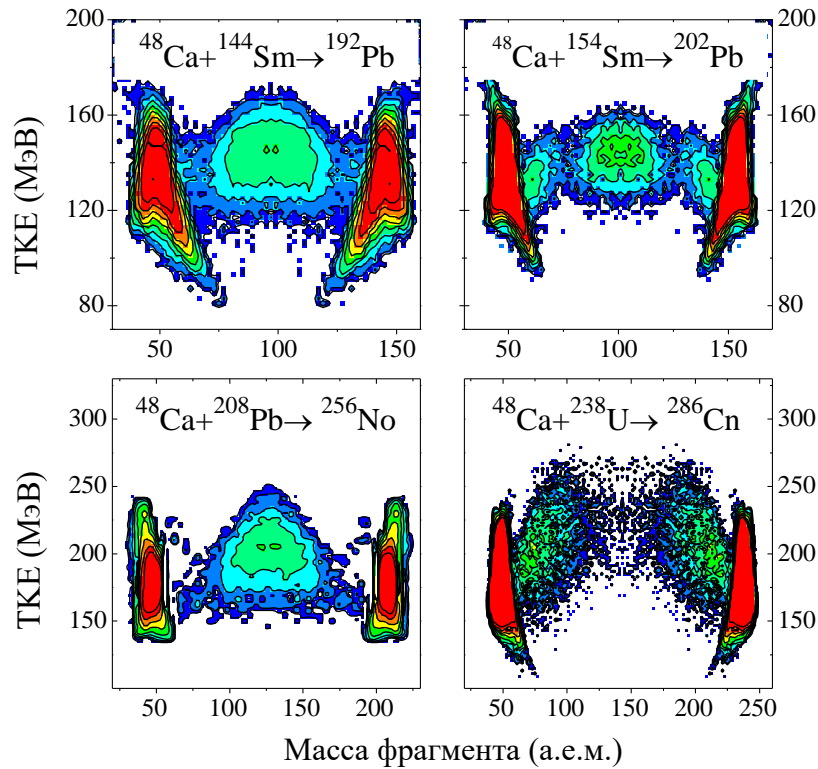
На рисунке 5.1 показаны массово-энергетические распределения бинарных продуктов реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  с мишенями  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях выше (сверху на Рис.5.1) и ниже (снизу) кулоновского барьера.



**Рис. 5.1.** Массово-энергетические распределения фрагментов реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях выше барьера Басса (сверху) и ниже барьера (снизу).

Продукты реакции с массами близкими к массе налетающего иона и мишени  $A_{p,t} \pm 10$  а.е.м. соответствуют событиям упругого, квазиупругого и глубоко-неупругого рассеяния. Как показано в Таблице 5.1, поскольку измерения проводились при энергиях вблизи кулоновского барьера, детектирующая система не захватывала угол касательных столкновений (угол грейзинга), поэтому вклад реакций глубоконеупругих передач в полное сечение реакции был незначительным. Выделенные контурами на Рис. 5.1 делительно-подобные фрагменты, находящиеся между упругими и квазиупругими пиками, соответствуют процессам слияния-деления и квазиделения. Как видно по Рис. 5.1, массово-энергетические распределения для всех исследуемых реакций подобны: доминирующим каналом является квазиделение с характерной структурой в форме двух квазиделительных локусов, соответствующих асимметричному квазиделению  $QF_{\text{asym}}$  с массой тяжелого фрагмента вблизи дважды магического свинца  $M_H = 208$  а.е.м. С ростом вносимой энергии столкновения увеличивается массовый дрейф фрагментов квазиделения к симметрии [7, 9, 130].

Как показано в Таблице 5.1, актинидные мишени сильно деформированы и их квадрупольные деформации составляют  $\beta_2 = 0.261-0.297$ . В настоящее время хорошо известно, что конкуренция каналов слияния и квазиделения для деформированных ядер зависит от их взаимной ориентации. Рассмотрим влияние формы взаимодействующих ядер (сферической или деформированной) во входном канале реакции на конкуренцию каналов слияния-деления и квазиделения для тяжелых и сверхтяжелых ядер. Слева на Рис. 5.2 показаны массово-энергетические распределения для реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  со сферическими ядрами-мишенями  $^{144}\text{Sm}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , справа – с сильно деформированными ядрами  $^{154}\text{Sm}$  и  $^{238}\text{U}$ . Измерения проводились при энергиях вблизи кулоновского барьера [68].



**Рис. 5.2.** Слева показаны массово-энергетические распределения продуктов реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm}$  и  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  (ион и мишени сферические), справа – МЭР реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$  и  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  (ядра-мишени сильно деформированы) при энергиях вблизи кулоновского барьера реакций.

В случае взаимодействия ионов  $^{48}\text{Ca}$  со сферическими ядрами  $^{144}\text{Sm}$  и  $^{208}\text{Pb}$  МЭР фрагментов имеют симметричную треугольно-подобную форму, характерную для деления составного ядра. В то же время в реакциях с деформированными мишенями  $^{154}\text{Sm}$  и  $^{238}\text{U}$  (справа на Рис. 5.2) хорошо видны асимметричные квазиделительные компоненты  $\text{QF}_{\text{asym}}$ , как в реакции, ведущей к образованию сверхтяжелой композитной системы с  $Z = 112$ , так и в реакции образования умеренно делящегося составного ядра  $^{202}\text{Pb}$ , для которого сопоставимы выходы продуктов деления и образования испарительных остатков. Можно предположить, что квазиделительные каналы реакции, характеризующиеся образованием фрагментов с асимметричным массовым распределением  $\text{QF}_{\text{asym}}$ , характерны для ранних стадий коллективного движения, когда композитная система еще сильно деформирована. При этом в асимметричном квазиделении  $\text{QF}_{\text{asym}}$  для тяжелых и сверхтяжелых

композитных систем проявляется действие различных ядерных оболочек: в композитных системах с  $Z \sim 80$  основную роль играют оболочки с  $Z = 28, 50$  и  $N = 50, 82$  [68], в то время как для сверхтяжелых композитных систем с  $Z > 100$  – оболочки с  $Z = 28, 82$  и  $N = 50, 126$  [62, 132, 133].

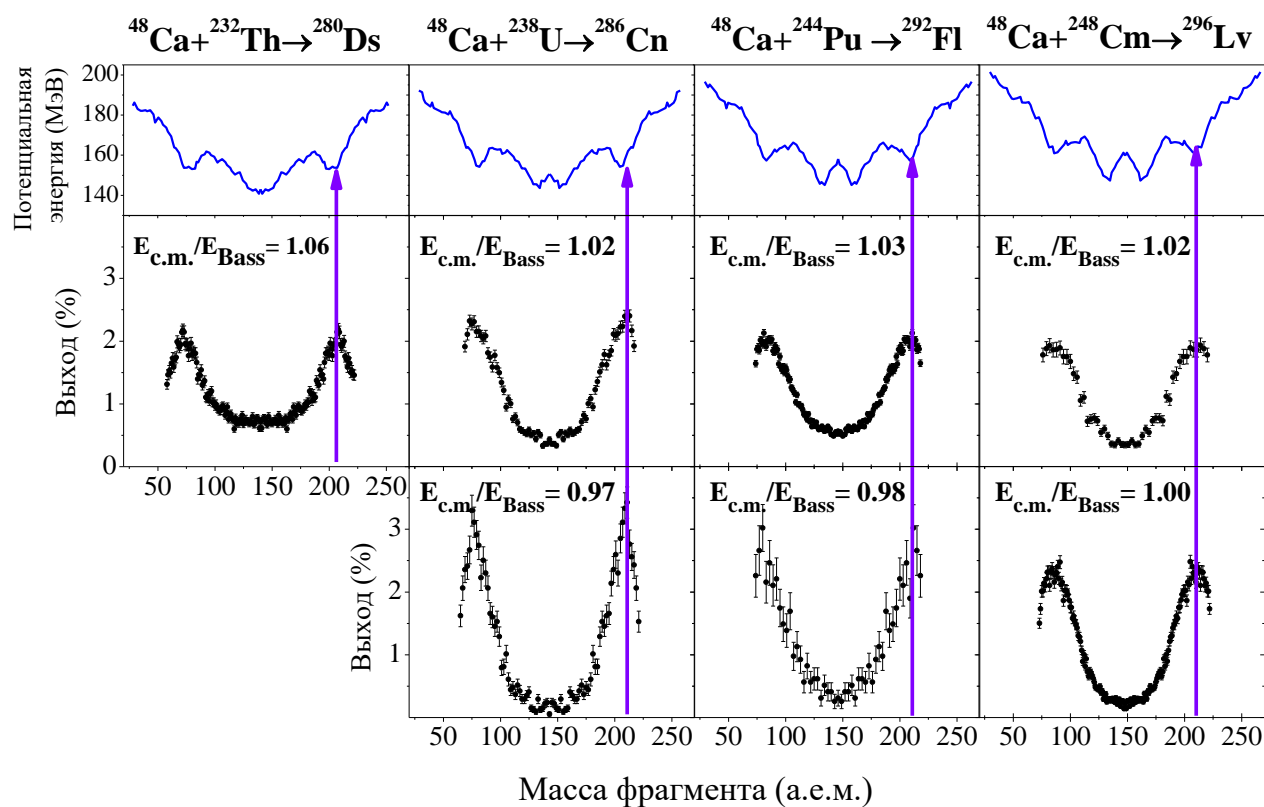
Отметим, что на всех массово-энергетических распределениях продуктов реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$ , показанных на Рис.5.1, наряду с асимметричными квазиделительными локусами также наблюдаются фрагменты в области массовой симметрии. Мы полагаем, что эти фрагменты могут быть образованы как в процессе слияния-деления составного ядра, так и в симметричном квазиделении  $\text{QF}_{\text{sym}}$ .

### 5.3. Массовые распределения продуктов реакции

На рисунке 5.3 показаны нормированные на 200% массовые распределения делительно-подобных фрагментов, выделенных контурами на Рис. 5.1. Для всех реакций массовые распределения имеют асимметричную двугорбую форму с массой легкого квазиделительного фрагмента  $M_L \approx 55 - 115$  а.е.м. и тяжелого фрагмента  $M_H \approx 170 - 230$  а.е.м. С помощью сетевой базы знаний по ядерной физике низких энергий NRV (Nuclear Reaction Vision) [147] мы вычислили драйвинг-потенциалы в зависимости от массы фрагмента в адиабатическом приближении с использованием потенциала короткодействующих сил. Драйвинг-потенциалы показаны синими линиями сверху на Рис. 5.3.

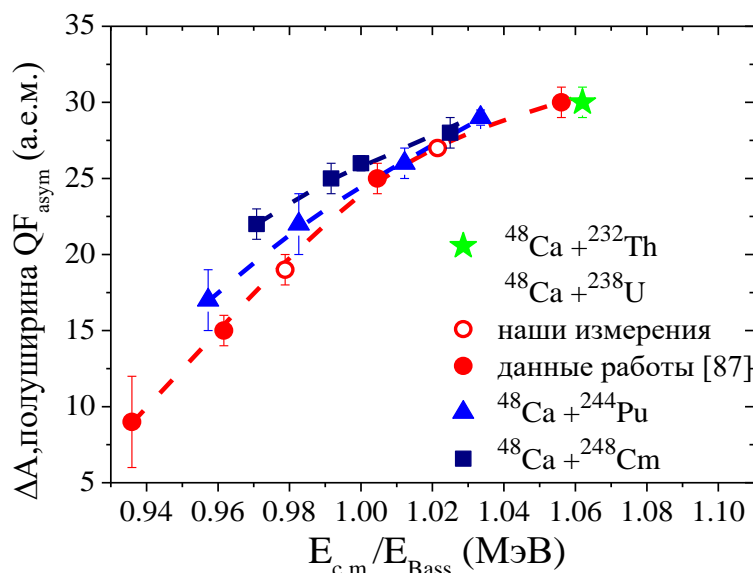
Рассмотрим особенности массовых распределений фрагментов квазиделения  $\text{QF}_{\text{asym}}$ . Обычно в реакциях с тяжелыми ионами формирование фрагментов квазиделения  $\text{QF}_{\text{asym}}$  связано с сильным влиянием протонной оболочки с  $Z = 82$  и нейтронной оболочки  $N = 126$  (дважды магический свинец). Для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$  и  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  максимальный массовый выход соответствует фрагментам с массами в окрестности 208 а.е.м. Однако в реакциях с более тяжелыми мишенями, например, в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ , максимум квазиделительного пика смещается к 211 а.е.м. Напомним, что в

реакциях с более тяжелым налетающим ионом  $^{64}\text{N} + ^{238}\text{U}$ , максимальный выход фрагментов  $QF_{\text{asym}}$  соответствует массе  $M_H = 215$  а.е.м. [87]. Как было показано в работе [62], оболочки в легком фрагменте с  $Z = 28$  и  $N = 50$ , взаимодействуя вместе с оболочками  $Z = 82$  и  $N = 126$ , могут приводить к сдвигу пика асимметричного квазиделения  $QF_{\text{asym}}$ . Расчеты драйвинг-потенциала также показывают, что положение минимума смещается от 208 а.е.м. в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$  к 211 а.е.м. в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ , что находится в согласии с положением пиков в экспериментальных массовых распределениях  $QF_{\text{asym}}$  (показаны стрелками на Рис. 5.3). Кроме смещения положения пиков массовых распределений фрагментов  $QF_{\text{asym}}$  для различных комбинаций ион-мишень изменяются также ширины этих пиков.



**Рис. 5.3.** Драйвинг-потенциалы (сверху) и экспериментальные массовые распределения делительно-подобных фрагментов, образованных в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях выше (в центре) и ниже (снизу) барьера Басса.

На Рис. 5.4 показан дрейф квазиделительных пиков  $QF_{\text{asym}}$  к массовой симметрии в зависимости от энергии над кулоновским барьером, вычисленным по модели Басса, для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$ . Для оценки величины дрейфа к симметрии  $\Delta A$  мы использовали разность между массой, соответствующей максимальному выходу фрагментов, и более симметричной массой, соответствующей половине максимального выхода. При энергиях ниже кулоновского барьера максимальная ширина  $\Delta A$  наблюдается для реакции ионов  $^{48}\text{Ca}$  на мишени  $^{248}\text{Cm}$ , минимальная – на мишени  $^{238}\text{U}$ , ширина  $\Delta A$  для мишени  $^{244}\text{Pu}$  находится между этими значениями. Если рассмотреть свойства драйвинг-потенциала для всех изученных систем (Рис. 5.3), можно заметить, что самый глубокий и узкий минимум в драйвинг-потенциале с массой, близкой к 208 а.е.м., соответствует реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  с самым узким массовым распределением  $QF_{\text{asym}}$ . Для реакции на плутониевой мишени  $^{244}\text{Pu}$  этот минимум начинает уширяться, и самым широким он становится для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ . Таким образом, мы полагаем, что дрейф к массовой симметрии всех изученных реакций обусловлен структурными особенностями драйвинг-потенциала.



**Рис. 5.4.** Ширины массовых распределений асимметричного квазиделительного пика  $QF_{\text{asym}}$  в зависимости от энергии над кулоновским барьером для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$ . Заштрихованными кружками показаны данные из работы [87] для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ .



Как видно по рисунку 5.4, дрейф к массовой симметрии возрастает при увеличении энергии реакции до величины кулоновского барьера. При энергиях выше барьера ширина  $QF_{\text{asym}}$  меняется мало. Однако при дальнейшем увеличении энергии становится трудно оценить ширину  $QF_{\text{asym}}$  из-за растущего вклада фрагментов в области массовой симметрии.

Увеличение дрейфа к массовой симметрии фрагментов квазиделения с ростом энергии налетающих ионов наблюдалось ранее в реакциях с ионами  $^{238}\text{U}$  на мишенях от  $^{16}\text{O}$  до  $\text{Zn}$  [7, 9]. В этих работах из измеренных массово-энергетических и угловых распределений фрагментов квазиделения были получены углы вращения композитной системы до ее распада и оценен временной масштаб передачи масс в реакциях квазиделения. Было обнаружено, что массовый дрейф к симметрии показывает характеристики диссипативного движения с универсальной временной константой, не зависящей от рассеивающейся системы и энергии налетающих ионов. Дрейф к массовой симметрии может быть описан формулой из работы [7]:

$$\frac{\Delta A}{\Delta A_{\text{max}}} = \frac{A_p - \langle A \rangle}{\frac{1}{2}(A_t - A_p)} = 1 - \exp\left[-\frac{(t - t_0)}{\tau}\right] \quad (5.1)$$

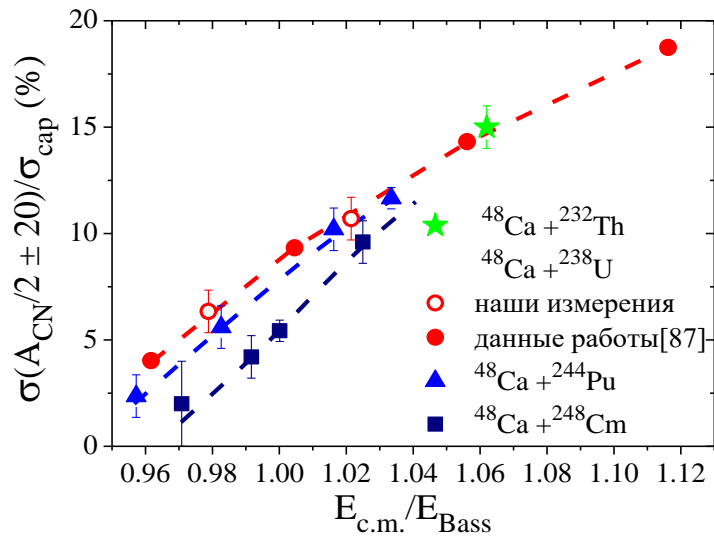
где  $\tau = (5.3 \pm 1)$  зс – временная константа, общая для всех систем,  $t_0 \sim 1$  зс – временная задержка перед началом массового дрейфа.

Как видно из Рис. 5.4, ширины  $QF_{\text{asym}}$  при энергиях выше барьера подобны для всех изученных реакций и составляют  $\Delta A / \Delta A_{\text{max}} \approx 0.66$ . Это объясняется тем, что с увеличением энергии столкновения происходит затухание оболочечных эффектов, и различия в глубине минимума, ответственного за процесс асимметричного квазиделения  $QF_{\text{asym}}$ , в потенциальной энергии изученных систем становятся незначительными. Однако при энергиях немного ниже барьера влияние оболочечных эффектов все еще заметно.

Для того чтобы достичь дрейфа к массовой симметрии согласно Ур. (5.1) композитная система должна просуществовать приблизительно 6.7 зс, и для квазиделительного процесса  $QF_{\text{asym}}$  в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  время

взаимодействия не зависит от входного канала реакции. Однако для более симметричных во входном канале реакций, например, таких как  $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$  ( $Z_p Z_t = 2444$ ) и  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$  ( $Z_p Z_t = 2576$ ), ведущих к образованию одной и той же композитной системы  $^{302}120$ , массовый дрейф к симметрии составляет 22 нуклона в случае реакции с  $^{58}\text{Fe}$  при  $E_{c.m.}/E_{\text{Bass}} = 1.04$  и только 11 нуклонов в случае реакций с ионами  $^{64}\text{Ni}$  при  $E_{c.m.}/E_{\text{Bass}} = 1.06$  [149]. Таким образом, в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  время взаимодействия для процесса  $\text{QF}_{\text{asym}}$  фактически не изменяется, в то время как для реакций с более тяжелыми ионами оно уменьшается приблизительно до 5 зс в реакции с  $^{58}\text{Fe}$  и до 3.6 зс в реакции с ионами  $^{64}\text{Ni}$ .

Для того чтобы оценить сечение образования составного ядра  $\sigma_{\text{fus}}$  мы рассматривали в первом приближении вклад фрагментов с массами  $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  а.е.м. Можно предположить, что массовое распределение фрагментов деления компаунд-ядра имеет либо симметричную гауссоподобную форму согласно модели жидкой капли с дисперсией  $\approx 20$  а.е.м. (как показано в работе [62] для ядра Hs,  $Z = 108$ ), либо асимметричную форму, обусловленную влиянием замкнутых оболочек с  $Z = 50$  и  $N = 82$ , как в случае деления актинидов [41]. В обоих случаях ширина массового распределения осколков деления не превышает 40 а.е.м., что делает приемлемым для оценки  $\sigma_{\text{fus}}$  выбор массового диапазона  $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  а.е.м. На Рис. 5.5 показаны относительные вклады фрагментов с массами  $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  а.е.м. в сечение захвата  $\sigma_{\text{cap}}$  (фрагменты внутри контуров на матрицах (ТКЕ, М) на Рис. 5.1) для реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  с мишенями  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$ . Для всех представленных реакций вклад симметричных фрагментов увеличивается с ростом энергии столкновения. Эти результаты согласуются с недавней работой Нишио [150], где массовые распределения продуктов реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  были измерены вплоть до энергий на 20 % выше барьера, и было найдено, что для этой энергии ( $E_{c.m.}/E_{\text{Bass}} = 1.27$ ) массовое распределение в основном симметрично.



**Рис. 5.5.** Вклады симметричных фрагментов в сечение захвата для реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  в зависимости от энергии над кулоновским барьером. Красными заштрихованными кружками показаны данные из работы [87] для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ .

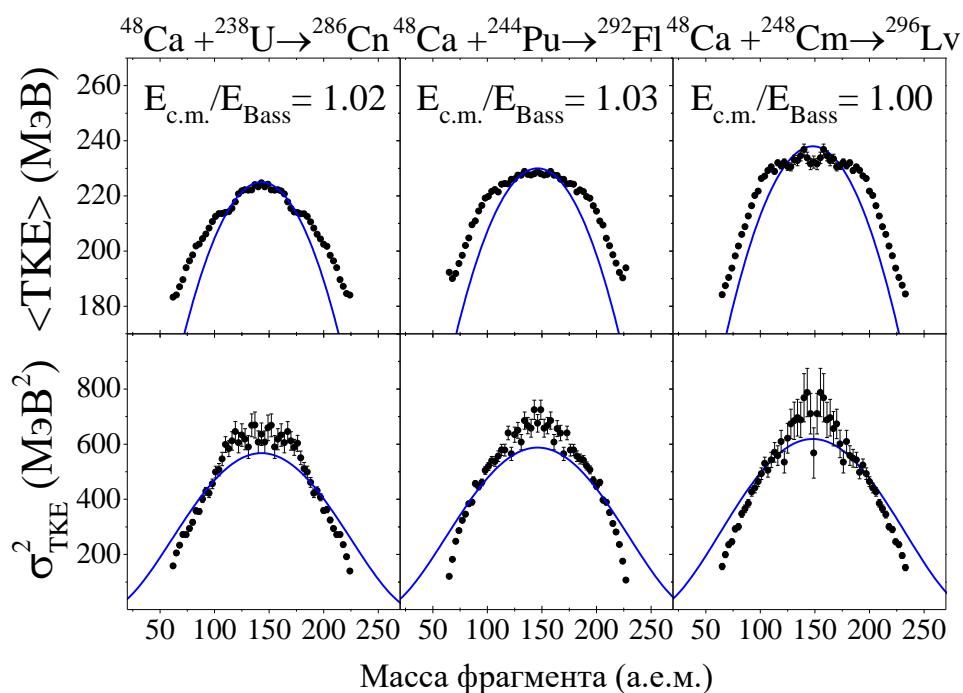
При энергиях ниже кулоновского барьера при переходе от мишени  $^{238}\text{U}$  к  $^{248}\text{Cm}$  вклад симметричных фрагментов уменьшается. Этот вклад составляет приблизительно 6 % для реакции с ядром  $^{238}\text{U}$ , 5 % для реакции с  $^{244}\text{Pu}$  (что в пределах погрешности близко к вкладу для  $^{238}\text{U}$ ) и только 2.5 % (более чем в два раза меньше) для  $^{248}\text{Cm}$  при энергии  $E_{c.m.}/E_{Bass} = 0.98$ . Известно, что среднее время взаимодействия ядер зависит от свойств входного канала реакции. Мы полагаем, что уменьшение вклада симметричных фрагментов при энергиях ниже барьера для реакций на мишенях  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  может быть вызвано уменьшением среднего времени взаимодействия по сравнению с реакцией  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  из-за увеличения сил кулоновского отталкивания для более тяжелых ядер. При энергиях выше барьера для всех исследуемых реакций выходы симметричных фрагментов подобны. Вероятно, это происходит из-за того, что увеличивающаяся энергия столкновения приводит к более сильному перекрытию поверхностей взаимодействующих ядер и, следовательно, к увеличению времени их взаимодействия.

## 5.4 Энергетические распределения продуктов реакции

Кинетическая энергия фрагментов определяется главным образом силами кулоновского отталкивания в момент разрыва ядра, поэтому энергетические характеристики делительно-подобных продуктов тесно связаны с формой ядра и расстоянием между центрами будущих осколков в точке разрыва. Как мы уже упоминали в Главе 1, при делении нагретых ядер с энергией возбуждения  $E^* > 40\text{-}50$  МэВ, когда оболочечные эффекты затухают, средняя полная кинетическая энергия  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  имеет параболическую зависимость от массы осколков  $M$  и фактически не зависит от энергии возбуждения и углового момента составного ядра [36]. Наиболее вероятное значение ТКЕ составного ядра увеличивается с ростом параметра  $Z_{\text{CN}}^2 / A_{\text{CN}}^{1/3}$ , и величина  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  описывается систематикой Виолы [37].

Другой важной характеристикой, связанной с динамикой переходной стадии от седловой точки к точке разрыва, является дисперсия  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  образующихся фрагментов. Анализ экспериментальных данных, полученных при энергиях возбуждения составных ядер  $E^* \sim 40\text{-}50$  МэВ [36] показывает, что дисперсия  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  практически не меняется для составных ядер с  $Z_{\text{CN}}^2 / A_{\text{CN}}^{1/3}$  до  $\sim 1000$  (где седловая точка и точка разрыва близки друг к другу), и линейно возрастает для более тяжелых компаунд-ядер (где существует долгий переход между седловой точкой и точкой разрыва). Согласно данной систематике для рассматриваемых компаунд-ядер ожидаются дисперсии  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2 \sim 500$  МэВ<sup>2</sup>.

На Рис. 5.6 показаны измеренные экспериментальные значения  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  и  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$  как функция массы для реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  на мишенях  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях выше кулоновского барьера. Линиями на Рис. 5.6 показаны описания  $\langle \text{ТКЕ} \rangle(M)$  и  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M)$  для МЖК с параметрами из [34].



**Рис. 5.6.** Средняя полная кинетическая энергия  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  (сверху) и ее дисперсия  $\sigma_{\text{TKE}}^2(M)$  (снизу) для делительно-подобных фрагментов, образованных в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях вблизи и выше барьера Басса.

Для реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  на мишенях  $^{238}\text{U}$  и  $^{244}\text{Pu}$  зависимость кинетической энергии от массы  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  для симметричных фрагментов является параболической, в то время как для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  в области симметричных масс наблюдаются структурные особенности, и величина  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  ниже, чем расчетные значения. Отличие от параболической формы становится наиболее заметным для квазиделительных фрагментов с массами большими  $M_H > 175$  а.е.м. Видно, что для масс  $M_H = 200-210$  а.е.м. (массовая асимметрия для этих фрагментов  $\eta \approx 0.40-0.45$ ) экспериментальные значения  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  на 10-15 МэВ выше, чем предсказания жидкокапельной модели. Напомним, что подобная тенденция увеличения энергии  $\langle \text{TKE} \rangle$  для  $\text{QF}_{\text{asym}}$  наблюдалась и в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ , рассматриваемой в Гл. 4, и в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$ ,  $^{170}\text{Er}$  [68, 69], ведущих к образованию более легких композитных систем  $^{202}\text{Pb}$  и  $^{218}\text{Th}$ . В этих реакциях  $\langle \text{TKE} \rangle$  для квазиделительных фрагментов с массовой асимметрией  $\eta \approx 0.35-0.40$  выше на 7-15 МэВ, чем ожидаемое  $\langle \text{TKE} \rangle$  для осколков деления с той же массовой асимметрией. Поскольку в

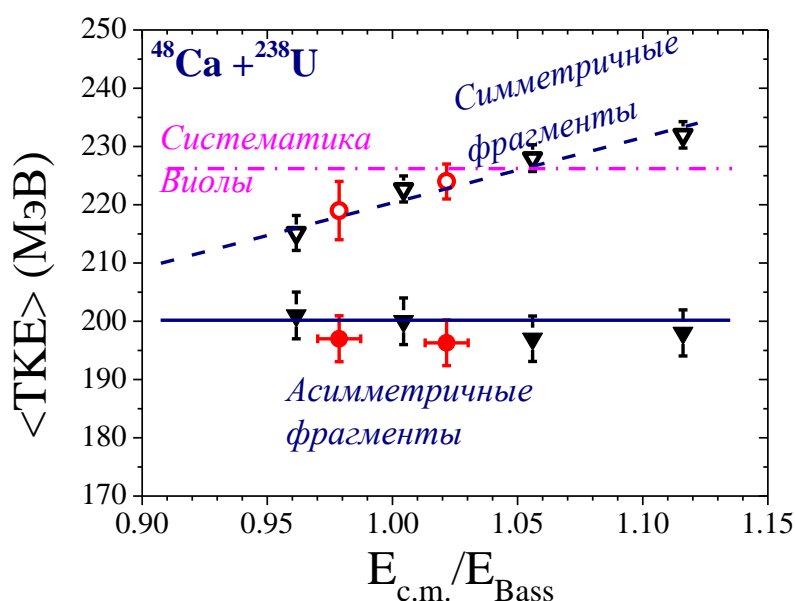
квазиделении  $QF_{\text{asym}}$  сильно проявляются оболочечные эффекты, композитная система имеет более компактную форму в момент разрыва, и, следовательно,  $\langle TKE \rangle$  для квазиделения выше, чем  $\langle TKE \rangle$ , рассчитанная для осколков деления в соответствии с МЖК. Напомним, что  $\langle TKE \rangle$  осколков также может быть выше расчетов в МЖК из-за вызванного оболочечными эффектами модального деления, как было показано в Главах 1 и 4.

Отклонения от предсказанных значений в рамках модели жидкой капли также наблюдаются в дисперсии  $\sigma_{TKE}^2(M)$ . Как было показано в работе [62], дисперсия  $\sigma_{TKE}^2$  как функция массы фрагмента  $M$  находится в согласии с предсказанными МЖК значениями в случае деления Hs, образованного в реакциях  $^{22}\text{Ne} + ^{249}\text{Cf}$  и  $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$ . В то же время для реакции  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ , где основным процессом является квазиделение, экспериментальные значения дисперсии  $\sigma_{TKE}^2(M)$  ниже предсказаний модели жидкой капли. В случае реакции  $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ , где и деление составного ядра, и квазиделение дают сопоставимый вклад в область симметричных масс фрагментов, экспериментальная дисперсия  $\sigma_{TKE}^2(M)$  выше предсказанной для симметричных осколков и ниже для фрагментов  $QF_{\text{asym}}$ . По Рис. 5.6 видно, что поведение полученных экспериментальных дисперсий  $\sigma_{TKE}^2(M)$  для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях вблизи барьера Басса (показаны снизу) подобно поведению дисперсии  $\sigma_{TKE}^2(M)$  в реакции  $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$ . Отметим, что по аналогии с модальным делением увеличение дисперсии  $\sigma_{TKE}^2(M)$  в области массовой симметрии может указывать на присутствие нескольких независимых процессов, ведущих к образованию симметричных фрагментов.

Известно, что для тяжелых композитных систем, образованных в реакциях с тяжелыми ионами на деформированных мишенях, процесс  $QF_{\text{asym}}$  доминирует при энергиях ниже кулоновского барьера, но с увеличением энергии взаимодействия растет выход симметричных фрагментов относительно всех делительно-подобных фрагментов. Рост числа

симметричных фрагментов может быть вызван как делением составного ядра, так и симметричным квазиделением  $QF_{\text{sym}}$ . В то же время увеличение энергии налетающих ионов приводит к массовому дрейфу продуктов квазиделения  $QF_{\text{asym}}$  к симметрии, что затрудняет разделение событий квазиделения и деления компаунд-ядра по массово-энергетическим распределениям фрагментов. Однако большая величина дисперсии  $\sigma_{\text{TKE}}^2(M)$  для области массовой симметрии указывает на одновременное присутствие нескольких различных процессов, а именно, деления составного ядра CNF, асимметричного  $QF_{\text{asym}}$  и симметричного  $QF_{\text{sym}}$  квазиделения.

На Рис. 5.7 представлены средние значения энергии  $\langle \text{TKE} \rangle$  в зависимости от энергии над кулоновским барьером  $E_{\text{c.m.}}/E_{\text{Bass}}$  в области масс симметричных фрагментов  $A_{\text{CS}}/2 \pm 20$  а.е.м. и области асимметричных квазиделительных фрагментов (т.е. масс, где наблюдается максимальный выход для  $QF_{\text{asym}}$ ) для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ .

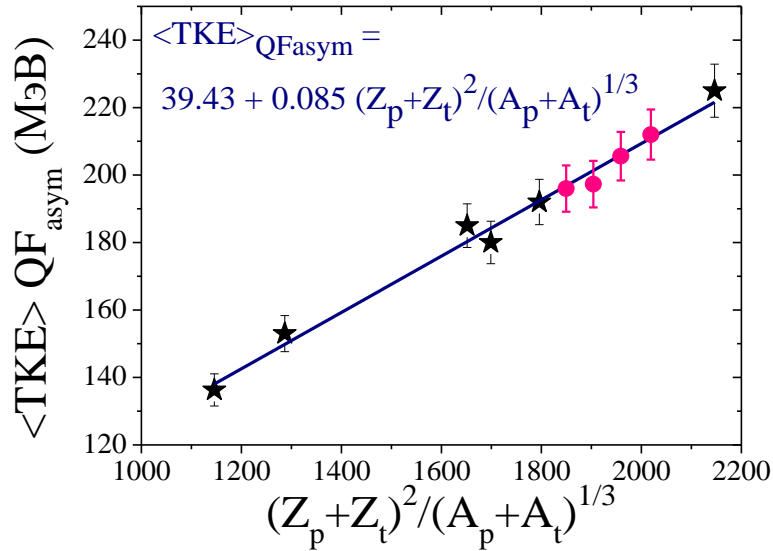


**Рис. 5.7.**  $\langle \text{TKE} \rangle$  для фрагментов, соответствующих максимальному массовому выходу асимметричного квазиделения  $QF_{\text{asym}}$  (закрашенные символы), и симметричным фрагментам с массами  $A_{\text{CS}}/2 \pm 20$  а.е.м. (открытые символы) как функция энергии столкновения для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Круги – измерения настоящей работы; треугольники – данные из работы [87].

Треугольниками показаны данные из работы [87], в которой были проведены измерения МЭР той же реакции на спектрометре CORSET в более широком диапазоне энергий налетающих ионов  $^{48}\text{Ca}$ . Для фрагментов с массами  $A_{\text{CS}}/2 \pm 20$  а.е.м.  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  растет с увеличением энергии взаимодействия, так что при энергиях ниже кулоновского барьера  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  ниже, чем расчеты по систематике Виолы [37] для деления составного ядра (показаны на рисунке штрих-пунктирной линией), в то время как для энергий над барьером экспериментальные значения  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  выше систематики Виолы. Подобное поведение  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  для симметричных фрагментов наблюдалось ранее в реакциях  $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$  и  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$  в работе [62]. В отличие от  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  для симметричных фрагментов величина энергии  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  для асимметричного квазиделения  $Q_{\text{F}_{\text{asym}}}$  фактически не зависит от энергии столкновения. Это означает, что в процессе квазиделения  $Q_{\text{F}_{\text{asym}}}$  происходит полная диссипация начальной энергии столкновения, и избыток энергии, внесенный в систему, преобразуется во внутреннее возбуждение фрагментов, как и в случае деления компаунд-ядра. Подобно делению составного ядра  $\langle \text{ТКЕ} \rangle_{Q_{\text{F}_{\text{asym}}}}$  также зависит линейно от параметра  $(Z_p + Z_t)^2 / (A_p + A_t)^{1/3}$ .  $\langle \text{ТКЕ} \rangle_{Q_{\text{F}_{\text{asym}}}}$  как функция параметра  $(Z_p + Z_t)^2 / (A_p + A_t)^{1/3}$  композитных систем с  $Z = 82-120$  показана на Рис. 5.8. Также на Рис. 5.8 представлены данные из работ [68, 69, 72, 151], измеренные на времяпролетном спектрометре CORSET. Сплошной линией показан фит экспериментальных данных линейной зависимостью. Несмотря на то, что для сверхтяжелых композитных систем и для систем с  $Z \sim 80$  в асимметричном квазиделении  $Q_{\text{F}_{\text{asym}}}$  проявляются различные нейтронные и протонные замкнутые оболочки,  $\langle \text{ТКЕ} \rangle_{Q_{\text{F}_{\text{asym}}}}$  линейно зависит от параметра  $(Z_p + Z_t)^2 / (A_p + A_t)^{1/3}$  и можно описать эту зависимость формулой:

$$\langle \text{ТКЕ} \rangle_{Q_{\text{F}_{\text{asym}}}} = 39.43 + 0.085 \frac{(Z_p + Z_t)^2}{(A_p + A_t)^{1/3}} \quad (5.2)$$





**Рис. 5.8.**  $\langle TKE \rangle$  для асимметричного квазиделения  $QF_{asym}$  (соответствует максимальному выходу фрагментов квазиделения) как функция параметра  $Z^2/A^{1/3}$  для композитных систем с  $Z = 82-120$ . Кружками показаны данные настоящей работы; звездочки – данные из работ [68, 69, 72, 151].

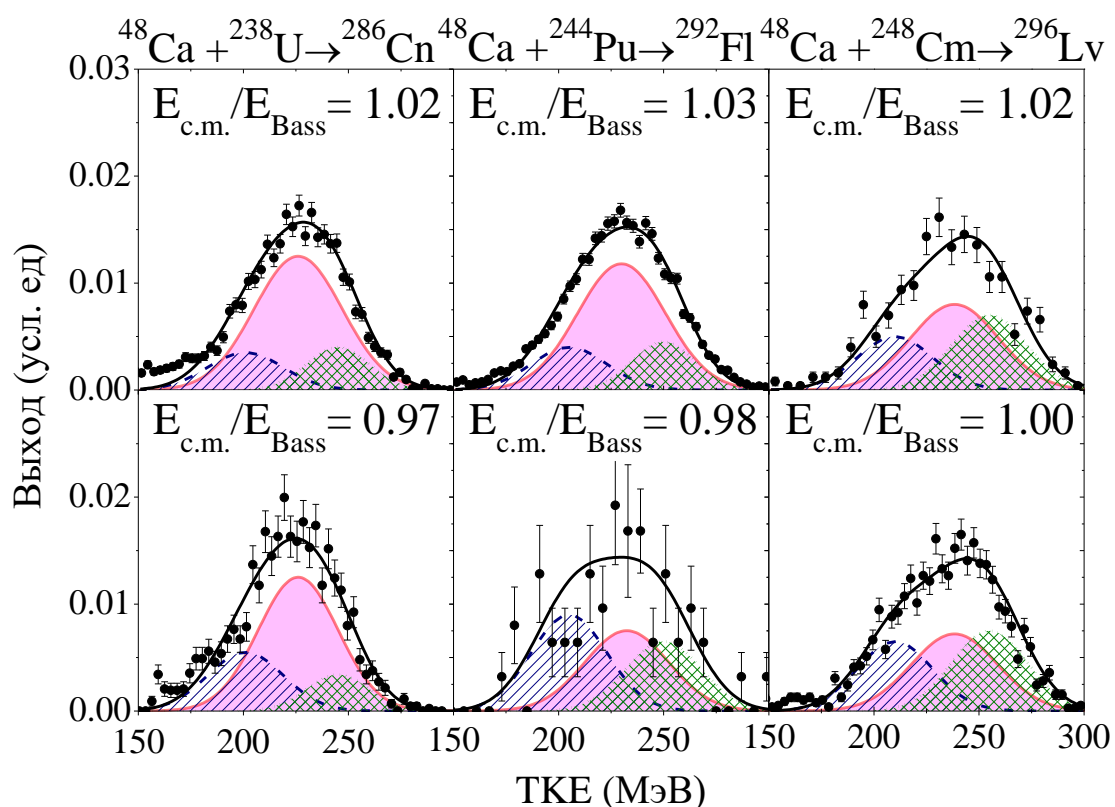
Дисперсия  $\sigma_{TKE}$  для  $QF_{asym}$  составляет 18-19 МэВ для всех исследованных реакций, в то время как для деления составного ядра ожидается величина  $\sigma_{TKE} \sim 22$  МэВ. Для композитных систем  $^{202}\text{Pb}$  и  $^{218}\text{Ra}$   $\sigma_{TKE} \sim 9$  МэВ. Следовательно, дисперсия  $\sigma_{TKE}$  для асимметричного квазиделения  $QF_{asym}$  увеличивается с увеличением зарядового числа композитной системы и сравнима с дисперсией  $\sigma_{TKE}$  для деления составного ядра.

### Анализ энергетических распределений фрагментов в области масс $A/2 \pm 20$ а.е.м.

Как было показано на Рис. 5.7, средняя кинетическая энергия  $\langle TKE \rangle$  для фрагментов симметричного деления в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  возрастает с энергией столкновения, в то время как для фрагментов деления и асимметричного квазиделения  $QF_{asym}$  она остается постоянной. Мы полагаем, что в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  фрагменты в области симметричных масс могут быть образованы в результате трех различных процессов (деления

составного ядра, симметричного квазиделения  $QF_{\text{sym}}$  и дрейфа  $QF_{\text{asym}}$  к симметрии), и увеличение  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  с энергией возбуждения может происходить вследствие изменения вклада этих процессов в сечение захвата.

Чтобы оценить вклад процесса деления составного ядра в области массовой симметрии  $A_{\text{CS}}/2 \pm 20$  а.е.м., мы рассматривали распределения ТКЕ для этой области как сумму трех гауссианов. Один из этих гауссианов связан с процессом деления составного ядра (заполненная область на Рис. 5.9). Среднее значение  $\langle \text{ТКЕ} \rangle$  и дисперсия  $\sigma_{\text{ТКЕ}}$  этой компоненты установлены по систематикам из работ [37] и [36], соответственно. Низкоэнергетическая компонента на Рис. 5.9 соответствует  $QF_{\text{asym}}$ , в то время как высокоэнергетическая компонента связана с  $QF_{\text{sym}}$ .

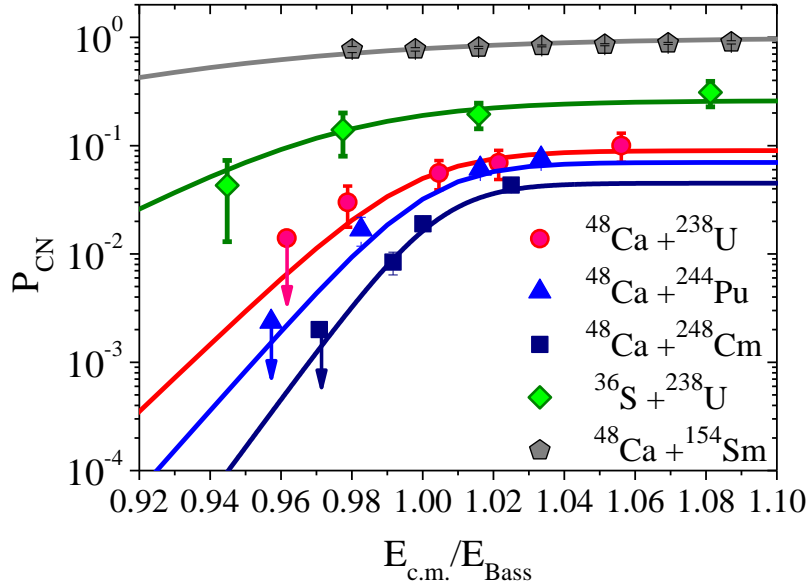


**Рис. 5.9.** Распределения ТКЕ фрагментов с массами  $A_{\text{CS}}/2 \pm 20$  а.е.м. для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$ . Заполненная область представляет собой распределение ТКЕ для деления составного ядра. Заштрихованные области соответствуют асимметричному (низкоэнергетическая компонента) и симметричному (высокоэнергетическая компонента) квазиделению.

Как было показано в работе [62], в случае реакции  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$  (где асимметричное квазиделение  $QF_{\text{asym}}$  является основным процессом даже в области масс симметричных фрагментов  $M = A_{\text{CS}}/2$ ), дисперсия  $\sigma_{\text{TKE}}^2$  для квазиделения не зависит от массы фрагментов. В процедуре фитирования мы также зафиксировали дисперсию компоненты  $QF_{\text{asym}}$ , равную дисперсии  $\sigma_{\text{TKE}}^2$  для максимального массового выхода  $QF_{\text{asym}}$ . Такие описания энергетических распределений позволяют объяснить увеличение энергии  $\langle \text{TKE} \rangle$  симметричных фрагментов с увеличением энергии столкновения, в то время как для асимметричных фрагментов  $\langle \text{TKE} \rangle$  практически не изменяется. Как видно из приведенного анализа, вклады от деления составного ядра  $\text{CNF}$  и  $QF_{\text{sym}}$  (оба процесса имеют большую  $\langle \text{TKE} \rangle$  фрагментов) увеличиваются с ростом энергии столкновения. Следовательно, если энергия  $\langle \text{TKE} \rangle$  симметричных фрагментов меньше значений систематики Виолы, это означает, что вклад процесса асимметричного квазиделения  $QF_{\text{asym}}$  увеличивается даже в области массовой симметрии (Рис.5.7).

Проведенный анализ показывает, что значительная часть фрагментов в области массовой симметрии имеет энергетические характеристики, близкие к делению составного ядра. Однако при переходе от реакции ионов  $^{48}\text{Ca}$  на мишени  $^{238}\text{U}$  к реакции на мишени  $^{248}\text{Cm}$  низкоэнергетическая компонента, соответствующая  $QF_{\text{asym}}$ , становится в распределении ТКЕ более выраженной.

Используя приведенный анализ энергетических распределений в области масс  $A_{\text{CS}}/2 \pm 20$  а.е.м., мы оценили вероятность образования составного ядра  $P_{\text{CN}}$ . Поскольку сечение образования испарительных остатков  $\sigma_{\text{ER}}$  в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  составляет приблизительно несколько пикобарн, оно дает незначительный вклад в сечение слияния  $\sigma_{\text{Fus}}$ . Таким образом, вероятность слияния  $P_{\text{CN}}$  оценивается как отношение числа событий, соответствующих в рамках представленного анализа делению составного ядра, к числу всех делительно-подобных фрагментов.



**Рис. 5.10.** Вероятности слияния  $P_{CN}$  в реакциях ионов  $^{48}\text{Ca}$  с деформированными ядрами-мишенями  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$ , полученные из представленного анализа массово-энергетических распределений делительно-подобных продуктов реакции. Для сравнения приведены вероятности слияния  $P_{CN}$  для реакций на деформированных мишенях  $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$  [62] и  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$  [68].

На Рис. 5.10 мы приводим вероятности слияния  $P_{CN}$  в реакциях ионов  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями в зависимости от энергии над кулоновским барьером, а также вероятности слияния в реакциях  $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$  и  $^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$ . Чтобы описать  $P_{CN}$  в зависимости от энергии взаимодействия  $E_{c.m.}/E_{Bass}$  мы модифицировали уравнение вероятности слияния, предложенное В.И. Загребаевым [152] для реакций холодного слияния:

$$P_{CN}(E_{c.m.}) = \frac{P_0}{1 + \exp\left[\alpha\left(\beta - \frac{E_{c.m.}}{E_{Bass}}\right)\right]} \quad (5.3)$$

где  $P_0$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  – эмпирические константы. Линиями на Рис.5.10 показаны результаты фитирования вероятности слияния  $P_{CN}$  согласно Ур.(5.3). Параметры результатов фитирования представлены в Таблице 5.2. Различие между оцененными величинами  $P_{CN}$  и результатами фитирования обычно составляло  $\approx 2\text{-}5\%$ .

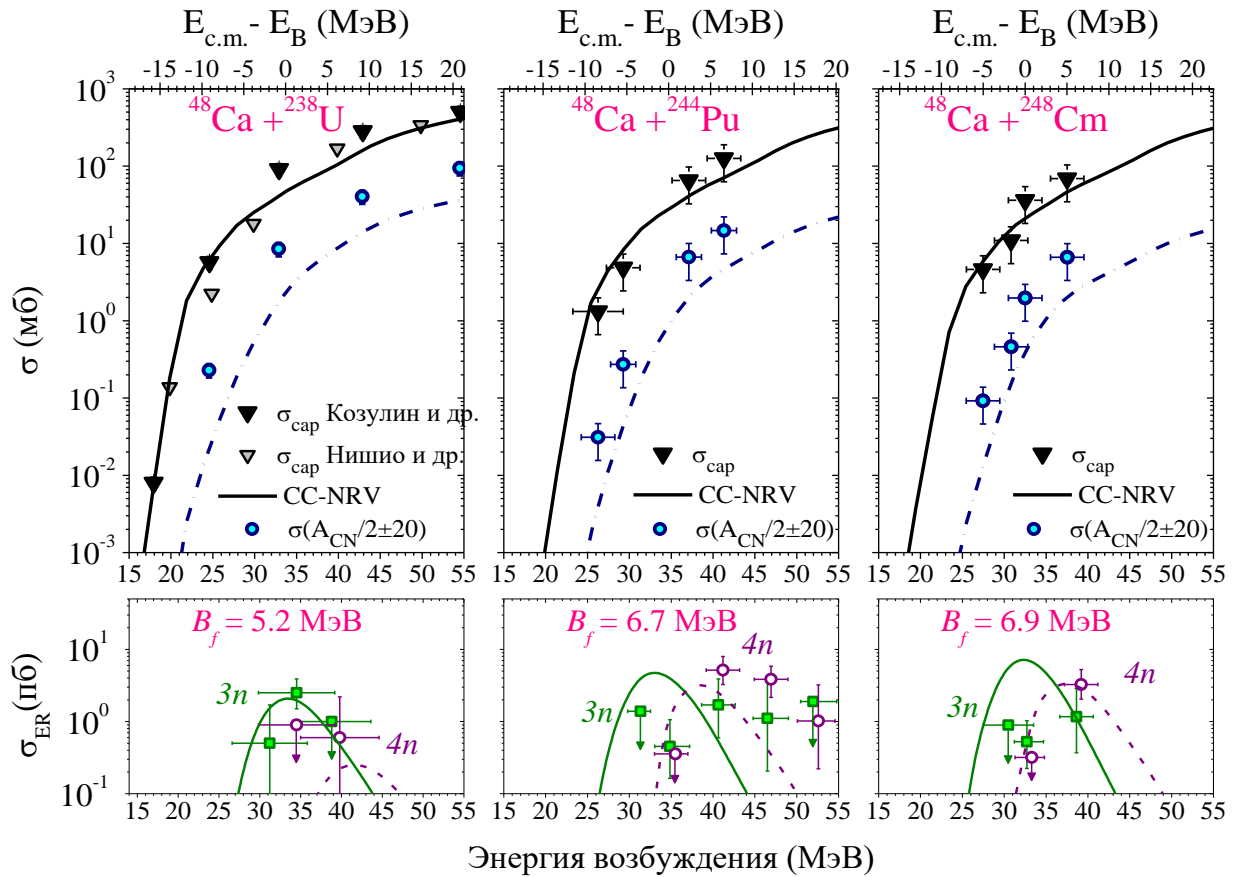
**Таблица 5.2.** Эмпирические константы вероятности слияния  $P_{CN}$  в Ур. (5.3).

Реакция	$P_0$	$\alpha$	$\beta$
$^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$	0.09	72	0.997
$^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$	0.07	85	1.002
$^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$	0.05	102	1.005
$^{36}\text{S}+^{238}\text{U}$	0.27	40	0.975
$^{48}\text{Ca}+^{154}\text{Sm}$	1.00	20	0.935

### 5.5. Сечения захвата, деления и квазиделения

Абсолютные дифференциальные сечения для делительно-подобных событий для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  были измерены под углом  $\Theta_{\text{с.м.}} \approx 90^\circ$  при энергиях вблизи кулоновского барьера. При вычислении сечений захвата  $\sigma_{\text{сзп}}$  для всех делительно-подобных событий мы исходили из предположения, что их угловое распределение пропорционально  $1/\sin\Theta_{\text{с.м.}}$ . Поскольку в настоящее время нет детальных данных об угловых распределениях, а также моделей углового распределения фрагментов квазиделения, мы считаем это предположение обоснованным.

На Рис. 5.11 показаны полученные в настоящей работе сечения захвата  $\sigma_{\text{сзп}}$  вместе с сечениями образования испарительных остатков  $\sigma_{\text{ЕР}}$ , измеренными в ЛЯР ОИЯИ [3]. Для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  наши данные приведены вместе с данными по сечениям захвата из работ [87, 150]. На рисунке 5.11 показаны вычисления сечений захвата методом связанных каналов, выполненные помощью сетевой базы знаний по ядерной физике низких энергий NRV [147], а также представлены сечения образования симметричных фрагментов с массами  $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  а.е.м. и сечения слияния-деления составного ядра  $\sigma_{\text{ФФ}}$ , полученные из описанного выше анализа энергетических распределений фрагментов.



**Рис. 5.11.** Сверху: треугольниками показаны сечения делительно-подобных фрагментов в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  вместе с данными из [87, 150],  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  и  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ . Сплошные линии – вычисления методом связанных каналов, кружки – сечения фрагментов с массами  $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  а.е.м., пунктирные линии с точками – оценки сечений деления компаунд-ядра  $\sigma_{\text{FF}}$ . Снизу: функции возбуждения для  $3n$  (квадраты) и  $4n$  (круги) испарительных каналов реакции из работы [3]. Сплошные и пунктирные линии – сечения испарительных остатков для  $3n$  и  $4n$ -каналов, вычисленные в коде NRV по полученным в данной работе сечениям слияния-деления  $\sigma_{\text{FF}}$ .

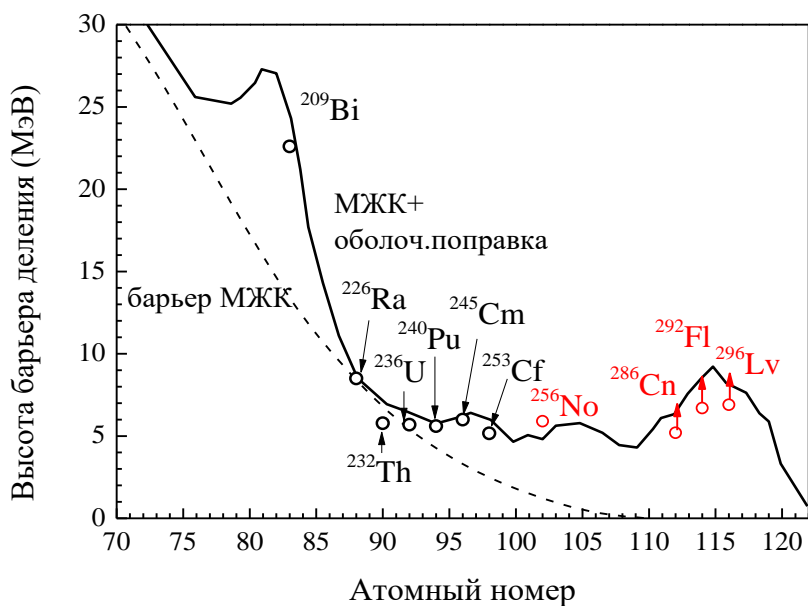
Используя полученные оценки вероятности выживания  $W_{\text{sur}}$  составных ядер  $\text{Sn}$ ,  $\text{Fl}$  и  $\text{Lv}$ , по формулам (4.7-4.9) мы рассчитали высоту барьеров деления этих ядер. В вычислениях мы использовали величины энергии связи из [118]. Как видно из Рис. 5.11 (снизу), максимальные сечения образования изотопов  $\text{Sn}$ ,  $\text{Fl}$  и  $\text{Lv}$  наблюдались для  $3n$  и  $4n$  каналов реакции при энергии возбуждения составного ядра  $E^* \approx 40$  МэВ. Экспериментальные вероятности выживания  $W_{\text{sur}}^{\text{exp}}$ , рассчитанные по формуле (4.7) приведены в Таблице 5.3.

**Таблица 5.3.** Вероятности выживания компаунд-ядер Sn, Fl и Lv после испарения 3-х и 4-х нейтронов при энергиях возбуждения составных ядер  $E^* \approx 40$  МэВ.

Компаунд-ядро	$E_{CN}^*$ (МэВ)	$\sigma_{ff}$ (мб)	$\sigma_{ER}$ (пб)	$W_{sur}^{exp}$
$^{286}\text{Sn}$	$35 \pm 2$	$\leq 4.2$	$2.5_{-1.1}^{+1.8}$ (3n)	$\geq 6 \times 10^{-10}$
	$39 \pm 2$	$\leq 9.2$	$0.6_{-0.5}^{+1.6}$ (3n)	$\geq 7 \times 10^{-11}$
$^{292}\text{Fl}$	$35 \pm 2$	$\leq 2.2$	$0.5_{-0.3}^{+0.6}$ (3n)	$\geq 2 \times 10^{-10}$
	$40 \pm 2$	$\leq 6.0$	$3.6_{-1.7}^{+3.4}$ (3n)	$\geq 6 \times 10^{-10}$
	$40 \pm 2$	$\leq 6.0$	$4.6_{-1.9}^{+3.6}$ (4n)	$\geq 7 \times 10^{-10}$
$^{296}\text{Lv}$	$32 \pm 2$	$\leq 0.7$	$0.5_{-0.3}^{+0.5}$ (3n)	$\geq 7 \times 10^{-10}$
	$32 \pm 2$	$\leq 0.7$	$\geq 0.3$ (4n)	$\geq 4 \times 10^{-10}$
	$39 \pm 2$	$\leq 4.0$	$1.2_{-0.8}^{+1.7}$ (3n)	$\geq 3 \times 10^{-10}$
	$39 \pm 2$	$\leq 4.0$	$3.2_{-1.2}^{+2.0}$ (4n)	$\geq 8 \times 10^{-10}$

Поскольку сечения  $\sigma_{FF}$  представляют собой верхний предел сечения слияния-деления составного ядра, можно получить только нижние пределы барьеров деления соответствующих ядер. Полученные величины барьеров деления составляют 5.2 МэВ для Sn, 6.7 МэВ для Fl и 6.9 МэВ для Lv. Доступные экспериментальные данные о слиянии и делении ядер  $^{286}\text{Sn}$ ,  $^{292}\text{Fl}$ , и  $^{296}\text{Lv}$ , синтезированных в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ , и  $^{248}\text{Cm}$  доказывают, что барьеры деления этих ядер действительно довольно высоки, что приводит к их относительно высокой стабильности. Наши оценки нижних пределов для барьеров деления  $^{283-286}\text{Sn}$ ,  $^{289-292}\text{Fl}$  и  $^{293-296}\text{Lv}$  оказались ниже, чем вычисления П. Моллера [153], где были предсказаны величины  $\sim 8$  МэВ для Sn и  $\sim 10$  МэВ для Fl и Lv, и выше, чем вычисления Смолянчука [154] ( $\sim 4$  МэВ для Sn и

~6 МэВ для Fl и Lv). В недавних вычислениях Коваля с соавторами [155] в рамках макро-микроскопической модели высота барьеров деления составляла порядка 4-5 МэВ, 5.5-6.3 МэВ и 6-6.2 МэВ для Sn, Fl и Lv, соответственно. Таким образом, независимо от абсолютных величин, все модели довольно адекватно предсказывают тенденции, которые мы наблюдали экспериментально.



**Рис. 5.12.** Красными кружками показаны результаты экспериментальной оценки высоты барьеров деления  $^{254-256}\text{No}$ ,  $^{283-286}\text{Sn}$ ,  $^{289-292}\text{Fl}$  и  $^{293-296}\text{Lv}$  вместе с расчетами барьеров деления из работы [156].

На Рис. 5.12 показаны полученные нами величины барьеров деления для ядер  $^{254-256}\text{No}$ ,  $^{283-286}\text{Sn}$ ,  $^{289-292}\text{Fl}$ , и  $^{293-296}\text{Lv}$  вместе с величинами барьеров из работы [156]. Штриховой линией показана макроскопическая составляющая барьера, сплошной линией — с включением оболочечной поправки. Наши значения несколько ниже расчетных величин, но следует отметить, что они представляют собой именно нижний предел высоты барьера, и в целом повторяют тенденцию увеличения высоты барьера от 112 к 114 и 116 элементам.



## 5.6. Применимость критериев появления процесса квазиделения к реакциям с ионами $^{48}\text{Ca}$ .

В настоящее время используются три полуэмпирических критерия для входного канала реакций с тяжелыми ионами, предсказывающие появление процесса квазиделения [146,157]:

- 1) произведение зарядов взаимодействующих ядер во входном канале реакции  $Z_p Z_t > 1600$ . Такой предел для появления квазиделения был рассчитан в макроскопической-микроскопической модели Святецкого [28]. Однако произведение зарядов  $Z_p Z_t$  дает лишь усредненную оценку величины действующих между ядрами кулоновских сил, в то время как важную роль играют также деформации и ориентация взаимодействующих ядер. В настоящий момент известны исключения из этого правила: например, квазиделение наблюдается при  $Z_p Z_t = 1240$  в реакции ионов  $^{48}\text{Ca}$  на деформированном  $^{154}\text{Sm}$  и не наблюдается на сферическом ядре  $^{144}\text{Sm}$  [68]. Также квазиделение наблюдается в реакциях  $^{32}\text{S} + ^{184}\text{W}$  ( $Z_p Z_t = 1184$ ) [70] и  $^{48}\text{Ti} + ^{154}\text{Sm}$  ( $Z_p Z_t = 1364$ ),  $^{32}\text{S} + ^{168}\text{Er}$  ( $Z_p Z_t = 1088$ ) [71].
- 2) параметр делимости системы  $x_m > 0.72$ . Эффективный параметр делимости связан с силами притяжения и отталкивания во входном канале и вычисляется по формуле [158]:

$$x_{\text{eff}} = \frac{4Z_1 Z_2 / A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{50.883 \left( 1 - 1.7826 \left( \frac{A_{\text{CN}} - 2Z_{\text{CN}}}{A_{\text{CN}}} \right)^2 \right)} \quad (5.4)$$

Средний параметр делимости был предложен в модели экстра-экстра-пуша [159]. В работе [85] средний параметр делимости представляет собой линейную комбинацию между эффективным параметром делимости  $x_{\text{eff}}$  и делимостью составного ядра  $x_{\text{CN}}$  и определяется как  $x_m = 0.75x_{\text{eff}} + 0.25x_{\text{CN}}$ . Из большого числа экспериментальных данных по массово-

угловым корреляциям в реакциях с тяжелыми ионами [85] было найдено, что квазиделение появляется для реакций с  $x_m > 0.68$  и становится доминантным для  $x_m > 0.765$

- 3) Квазиделение происходит, если массовая асимметрия входного канала реакции  $\alpha_0 = (A_{\text{targ}} - A_{\text{proj}}) / (A_{\text{proj}} + A_{\text{targ}})$  меньше массовой асимметрии в точке Буссинаро-Галлоне  $\alpha_0 < \alpha_{\text{BG}}$ . Подавление слияния в довольно асимметричных комбинациях сталкивающихся ядер может быть объяснено в модели точки Буссинаро-Галлоне, когда на масс-асимметричной координате на пути образования сферического составного ядра возникает условный барьер. Массовая асимметрия для точки Буссинаро-Галлоне вычисляется по формуле [160]:

$$\alpha_{\text{BG}} = \begin{cases} 0, & x_{\text{CN}} < 0.396 \\ 1.12 \sqrt{\frac{x_{\text{CN}} - 0.396}{x_{\text{CN}} - 0.156}}, & x_{\text{CN}} > 0.396 \end{cases} \quad (5.5)$$

здесь  $x_{\text{CN}}$  параметр делимости составного ядра, определяемый по формуле [159]:

$$x_{\text{CN}} = \frac{(Z^2/A)}{(Z^2/A)_{\text{crit}}} \quad (Z^2/A)_{\text{crit}} = 50.883 \left( 1 - 1.7826 \times ((A - 2Z)/A)^2 \right) \quad (5.6)$$

Для систем с  $\alpha > \alpha_{\text{BG}}$  передача масс происходит от легкого ядра к тяжелому и, таким образом, композитная система эволюционирует к составному ядру. Если же  $\alpha < \alpha_{\text{BG}}$ , передача масс происходит в противоположном направлении от тяжелого ядра к легкому, что приводит к распаду образованной двойной ядерной системы [79] в процессе квазиделения.

Все вышеуказанные критерии не учитывают деформаций ядер, хотя, как мы уже упоминали в Главах 1 и 5, в зависимости от взаимной ориентации деформированных ядер изменяется расстояние между центрами партнеров реакции и входной кулоновский барьер, что приводит к изменению соотношения кулоновских и ядерных сил и влияет на конкуренцию каналов

слияния-деления и квазиделения. Также важными факторами, влияющими на конкуренцию каналов слияния-деления и квазиделения, являются энергия взаимодействия ядер и вносимый угловой момент. Влияние углового момента на процесс квазиделения в настоящий момент полностью еще не изучено, поэтому требуются дополнительные эксперименты, включающие в себя измерение фрагментов деления и квазиделения, а также измерение эмиссии гамма-квантов.

В Таблице 5.4 приводятся критерии появления квазиделения для исследованных в настоящей работе реакций.

**Таблица 5.4.** Критерии появления квазиделения для реакций ионов  $^{48}\text{Ca}$  с мишенями  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ :  $Z_p Z_t$  – кулоновский фактор;  $x_{\text{CN}}$  – параметр делимости составного ядра;  $x_{\text{eff}}$  – эффективный параметр делимости;  $x_m$  – средний параметр делимости;  $\alpha_0$ , –массовая асимметрия входного канала;  $\alpha_{\text{BG}}$  – массовая асимметрия точки Буссинаро-Галоне

Реакция	$Z_p Z_t$	$x_{\text{CN}}$	$x_{\text{eff}}$	$x_m$	$\alpha_0$	$\alpha_{\text{BG}}$
$^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$	1640	0.862	0.676	0.723	0.63	0.91
$^{48}\text{Ca}+^{232}\text{Th}$	1800	0.925	0.706	0.761	0.66	0.93
$^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$	1840	0.941	0.713	0.770	0.66	0.93
$^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$	1880	0.957	0.720	0.779	0.67	0.94
$^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$	1920	0.972	0.730	0.791	0.68	0.94

Согласно всем вышеперечисленным критериям, можно ожидать, что во всех исследуемых реакциях должен наблюдаться канал квазиделения. Как показали наши исследования, в реакциях ионов  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями, действительно асимметричное квазиделение  $QF_{\text{asym}}$  является доминирующим процессом.

В то же время для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  доминирующим процессом является деление составного ядра, хотя все три вышеупомянутых критерия предсказывают появление квазиделения. Кулоновский фактор  $Z_p Z_t$  для этой реакции составляет 1640, что лишь немного превышает предел 1600, установленный в МДМ Святецкого. Параметр  $x_m=0.723$ , т.е. квазиделение присутствует (начиная с  $x_m=0.68$ ), но не является доминантным (при  $x_m > 0.765$ ).

Таким образом, мы полагаем, что вышеупомянутые критерии можно использовать в качестве оценки появления канала квазиделения в реакции, но для получения детальной информации о вкладах сечений слияния-деления и квазиделения в сечение захвата в зависимости от вносимой в систему энергии и углового момента необходимы дополнительные экспериментальные исследования.

## Заключение

В ходе выполнения работы были получены следующие результаты:

Измерены массово-энергетические распределения фрагментов и сечения захвата  $\sigma_{\text{cap}}$  для реакций дважды-магических ионов  $^{48}\text{Ca}$  на мишенях  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  при энергиях вблизи кулоновского барьера ( $E^* = 13\text{-}45$  МэВ).

Установлено, что основным каналом реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  является процесс слияния-деления, в то время как для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  основным каналом реакции является асимметричное квазиделение.

Обнаружено, что в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  квазиделение проявляется в области масс легких фрагментов  $M_L \sim 60\text{-}90$  а.е.м. и соответствующих им масс тяжелых фрагментов  $M_H \sim 166\text{-}196$  а.е.м. Вклад квазиделения в сечение захвата составляет  $\approx 15\%$  при  $E_{\text{lab}} = 242$  МэВ и уменьшается с понижением энергии столкновения. Основную роль в формировании квазиделительных фрагментов играют магические оболочки в легком фрагменте с  $Z = 28$ ,  $N = 50$ .  $\langle \text{TKE}_{\text{QF}} \rangle$  для квазиделения в области масс  $M_L \approx 60\text{-}90$  а.е.м. в данной реакции выше на 7-15 МэВ, чем  $\langle \text{TKE}_{\text{FF}} \rangle$  для слияния-деления.

В работе показано, что для квазиделительного процесса в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  на актинидных мишенях характерны широкие двугорбые массовые распределения с пиком тяжелого квазиделительного фрагмента в области дважды магического свинца ( $M_H \approx 208$  а.е.м.), обусловленные влиянием замкнутых оболочек  $Z=82$  и  $N=126$  в тяжелом фрагменте и  $Z = 28$ ,  $N = 50$  в легком фрагменте. Обнаружено, что  $\langle \text{TKE}_{\text{QF}} \rangle$  для квазиделения в области асимметричных масс  $M_L \approx 60\text{-}80$  а.е.м. и  $M_H \approx 200\text{-}220$  а.е.м., выше на 10-15 МэВ, чем  $\langle \text{TKE}_{\text{FF}} \rangle$  для слияния-деления.

Установлено, что, несмотря на доминирующую роль асимметричного квазиделения в реакциях ионов  $^{48}\text{Ca}$  с актинидными мишенями, в области симметричных масс ( $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  а.е.м.) присутствуют также фрагменты слияния-деления и симметричного квазиделения. В качестве метода разделения процессов деления и квазиделения использовался анализ энергетических распределений фрагментов, позволивший получить верхние оценки сечений слияния-деления  $\sigma_{\text{FF}}$ . Показано, что в этих реакциях значительная часть фрагментов с массами  $M = A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  а.е.м. по энергетическим характеристикам соответствует процессу слияния-деления. Были получены оценки сечений слияния-деления  $\sigma_{\text{FF}}$ , вероятности слияния  $P_{\text{CN}}$ , вероятности выживания  $W_{\text{sur}}$  и нижние пределы барьеров деления ядер  $B_f$  (5.9 МэВ для  $^{254-256}\text{No}$ , 5.2 МэВ для  $^{283-286}\text{Cn}$ , 6.7 МэВ для  $^{289-292}\text{Fl}$  и 6.9 МэВ для  $^{293-296}\text{Lv}$ ).

Впервые наблюдалось бимодальное деление ядра  $^{256}\text{No}$ , образованного в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  при энергиях возбуждения  $E^* = 17-35$  МэВ. Вклад моды Super Short составляет  $\approx 2.5\%$  для энергии  $E_{\text{lab}} = 211$  МэВ и снижается до  $\approx 0.3\%$  для  $E_{\text{lab}} = 234$  МэВ.

Выполнена отладка методики измерений и обработки данных на установке CORSET. Разработаны алгоритмы, учитывающие влияние временных характеристик мкп-детекторов (времени распространения сигнала по поверхности детекторов) на временное разрешение спектрометра. Проведены расчеты массового и энергетического разрешений спектрометра в зависимости от его временного и пространственного разрешения. Учитывалось влияние на массово-энергетическое разрешение спектрометра эффектов рассеяния частиц в фольгах стартовых детекторов и мишени, а также эмиссии нейтронов из фрагментов.

## Благодарности

В заключение хочу выразить глубокую благодарность своему научному руководителю Эдуарду Михайловичу Козулину за постановку задачи и большую помощь при выполнении настоящей работы.

Выражаю свою благодарность и признательность моим коллегам Г. Н. Княжевой, Ю. М. Иткис, Л. Крупе, В. С. Саламатину, А. А. Богачеву за помощь в проведении экспериментов на установке CORSET, обработке и анализе данных, многочисленных и полезных обсуждениях результатов. Также хочу поблагодарить наших зарубежных коллег профессора Ф. Гюнненвайна (PIU, Тюбинген, Германия), профессора Ф. Ханаппе (ULB, Брюссель, Бельгия) и Л. Стюдже (IReS, Страсбург, Франция) за интерес к работе и полезные дискуссии.

Хочу поблагодарить А. М. Родина, Я. Климана и коллектив масс-сепаратора MASHA за постоянную поддержку и интересные обсуждения.

Я благодарна дирекции Лаборатории Ядерных Реакций, профессору С. Н. Дмитриеву и академику Ю. Ц. Оганесяну за возможность провести данные эксперименты; профессору М. Г. Иткису – за интерес к проводимым исследованиям, всестороннюю поддержку и полезные советы. Я признательна коллективу ускорителя У-400 ЛЯР за обеспечение интенсивных пучков ионов  $^{48}\text{Ca}$ , научному коллективу ЛЯР – за творческую атмосферу и доброжелательное отношение.

Хочу почтить светлую память А. Я. Русанова и Н. А. Кондратьева, внесших большой вклад в эти исследования на их начальном этапе, я благодарна за их советы и помощь в проведении экспериментов.

## Литература

- [1] Yu. Ts. Oganessian; Heaviest nuclei from  $^{48}\text{Ca}$ -induced reactions // *J. Phys. G.* – 2007. – Vol. 34. – Pp. R165-R242.
- [2] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, B. N. Gikal, A. N. Mezentsev, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, A. A. Voinov, G. V. Buklanov, K. Subotic, V. I. Zagrebaev, M. G. Itkis, J. B. Patin, K. J. Moody, J. F. Wild, M. A. Stoyer, N. J. Stoyer, D. A. Shaughnessy, J. M. Kenneally, R. W. Lougheed; Measurements of cross sections for the fusion-evaporation reactions  $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca},xn)^{292-x}114$  and  $^{245}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},xn)^{293-x}116$  // *Phys. Rev. C.* – 2004.– Vol. 69. – P. 054607.
- [3] Yu. Ts. Oganessian, F. Sh. Abdullin, P. D. Bailey, D. E. Benker, M. E. Bennett, S. N. Dmitriev, J. G. Ezold, J. H. Hamilton, R. A. Henderson, M. G. Itkis, Yu. V. Lobanov et al.; Measurements of cross sections and decay properties of the isotopes of elements 112, 114, and 116 produced in the fusion reactions  $^{233,238}\text{U}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ , and  $^{248}\text{Cm}+^{48}\text{Ca}$  // *Phys. Rev. C.*–2004.–Vol. 70.– P. 064609.
- [4] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, R. N. Sagaidak, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, A. A. Voinov, G. G. Gulbekian et al.; Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the  $^{249}\text{Cf}$  and  $^{245}\text{Cm}+^{48}\text{Ca}$  fusion reactions // *Phys. Rev. C.* –2006. –Vol. 74. – P. 044602.
- [5] A. Sobiczewski, F. A. Gareev, B. N. Kalinkin; Closed shells for  $Z > 82$  and  $N > 126$  in a Diffuse potential well // *Phys. Lett.* –1966. –Vol.22.– Pp. 500-502; U. Mosel, W. Greiner; On the Stability of Superheavy Nuclei against Fission // *Z. Physik.* –1969. –Vol. 222. – Pp. 261–282.
- [6] S. G. Nilsson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, I-L. Lamm, P. Möller, B. Nilsson; On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements // *Nucl. Phys. A.* –1969. –Vol.131. –Pp.1-66.
- [7] W. Q. Shen, J. Albinski, A. Gobbi, S. Gralla, K. D. Hildenbrand, N. Herrmann, J. Kuzminski, W.F.J. Müller, A. Olmi, H. Stelzer, B.B. Back, S. Bjørnholm, S. P. Srensen; Fission and Quasifission in U-induced Reactions // *Phys. Rev. C.* –1987. –Vol. 36.– Pp. 115-142.
- [8] R. Bock, Y.T. Chu, M. Dakowski, A. Gobbi, E. Grosse, A. Olmi, H. Sann, D. Schwalm, U. Lynen, W. Müller, S. Bjørnholm, H. Esbensen, W. Wölfli,



E. Morenzoni; Dynamics of the fusion process // *Nucl. Phys. A.* –1982. –Vol. 388. – Pp. 334-380.

[9] J. Toke, R. Bock, G. X. Dai, A. Gobbi, S. Gralla, K.D. Hildenbrand, J. Kuzminski, W.F.J. Müller, A. Olmi, H. Stelzer, B.B. Back, S. Bjornholm; Quasi-fission – the Mass-Drift Mode in Heavy-Ion Reactions // *Nucl. Phys. A.*–1985. – Vol. 440.– Pp. 327-365.

[10] C. Lebrun, F. Hanappe, J. F. LeColley, F. Lefebvres, C. Ngô, J. Péter, B. Tamain; Influence of angular momentum on the mass distribution width of heavy ion induced fission: What is the frontier between fission and quasi-fission?// *Nucl. Phys. A.* –1979.–Vol. 321.– Pp.207–212.

[11] C. Gregoire, C. Ngô, B. Remaud; Three dissipative regimes in heavy ion reactions - a macroscopic dynamical model // *Physics Letters B.*–1981.–Vol. 99. – Pp. 17–22.

[12] V. I. Zagrebaev, W. Greiner; Unified consideration of deep inelastic, quasi-fission and fusion-fission phenomena // *J.Phys.G.* –2005.–Vol.31.– Pp.825-844.

[13] W. Greiner, V. I. Zagrebaev; The extension of the Periodic System: super-heavy-superneutronic // *Russian Chemical Reviews.* –2009. –Vol.78, № 12. – Pp.1089-1109.

[14] Э.М. Козулин, А.А. Богачев, М.Г. Иткис, Ю.М. Иткис, Г.Н. Княжева, Н. А. Кондратьев, Л. Крупа, И. В. Покровский, Е. В. Прохорова; Время-пролетный спектрометр CORSET для измерения бинарных продуктов ядерных реакций. // *Приборы и Техника Эксперимента.*–2008. –Т.51, №.1. –С.44–58.

[15] S. Hofmann, G. Münzenberg, The discovery of the heaviest elements // *Rev. Mod. Phys.*–2000. – Vol. 72, No. 3.– Pp.733-767.

[16] G. Munzenberg; Recent advances in the discovery of transuranium elements// *Rep. Prog. Phys.*–1988. –Vol.51. – P. 57-104.

[17] K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, T. Akiyama, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, T. Suda, K. Sueki, H. S. Xu, T. Yamaguchi, A. Yoneda, A. Yoshida, Y. L. Zhao; Experiment on the Synthesis of Element 113 in the Reaction  $^{209}\text{Bi} (^{70}\text{Zn},n)^{278}113$ // *J. Phys. Soc. Jpn.*–2004. –Vol.73. – Pp. 2593–2596.

[18] Ю. Ц. Оганесян; Синтез и свойства сверхтяжелых элементов // «Вестник Международной академии наук. Русская секция» .–2012, №2.

- [19] Г. Н. Флеров, В. А. Друин, А. А. Плеве; Устойчивость тяжелых ядер и граница Периодической системы элементов // *Успехи Физических Наук*. –1970.– Т.100, №1.– С. 45-92.
- [20] Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, А. С. Карамян и др., *ДАН СССР*. –1958. – Т. 120. –С.73.; P. R. Fields, A. M. Fridman, J. Milsted, H. Atterling, W. Forsling, L. W. Holm, B. Astrom; Production of the New Element 102 // *Phys. Rev.* –1957.–Vol.107. – Pp.1460-1462.
- [21] E. K. Hulet, R. W. Lougheed, J. F. Wild, R. J. Dougan, K. J. Moody, R. L. Hahn, C. M. Henderson, R. J. Dupzyk, G. R. Bethune; A identification of 370- $\mu$ s  $^{258}\text{Fm}$  // *Phys. Rev. C*. –1986. – Vol.34. – Pp. 1394-1396.
- [22] Введение в физику тяжелых ионов: Учебное пособие // Под ред. Ю. Ц. Оганесяна. – Москва: МИФИ.– 2008. – С. 424.
- [23] Ю. П. Гангрский, Ю. Ц. Оганесян, Ю. Э. Пенионжкевич, Г. М. Тер-Акопьян; Взаимодействия тяжелых ионов с ядрами // *Препринт УНЦ -97-4*, 1997, ОИЯИ, –Дубна.
- [24] Ю. Э. Пенионжкевич; Ядерные реакции с тяжелыми ионами и синтез новых ядер // *Соросовский образовательный журнал*. – 2001. –№ 3. – С.67-74.
- Ю. Э. Пенионжкевич; Физика экзотических ядер // *Соросовский образовательный журнал*. – 1995, №1. – С.92-98.
- [25] P. Frobrich, I. I. Gontchar; Langevin description of fusion, deep-inelastic collisions and heavy-ion-induced fission // *Physics Reports*.–1998.–Vol. 292. – Pp.131-237.
- [26] V. V. Volkov; Deep inelastic transfer reactions – the new type of reactions between complex nuclei // *Physics Reports*.–1978.–Vol.44. – Pp.93–157; Ядерные реакции глубоко-неупругих передач // Москва: Энергоиздат,–1982. –183 с.
- [27] Yu. Ts. Oganessian, A. G. Demin, A. S. Iljinov, S. P. Tretyakova, A. A. Pleve, Yu. E. Penionzhkevich, M. P. Ivanov, Yu. P. Tretyakov; Experiments on the synthesis of neutron-deficient kurchatovium isotopes in reactions induced by  $^{50}\text{Ti}$  ions // *Nucl. Phys. A*.–1975. –Vol.239. – Pp. 157-171.
- [28] W. J. Swiatecki; The dynamics of the fusion of two nuclei// *Nucl. Phys. A*. – 1982. – Vol. 376. – Pp. 275-291; W. J. Swiatecki; The Dynamics of Nuclear Coalescence or Reseparation // *Phys.Scr.*–1981.–Vol. 24. – Pp. 113-122.

- [29] Н. Бор; Захват нейтрона и строение ядра // *Успехи Физических Наук.* –1936.–Т.16. – С. 425–435.
- [30] O. Hahn and F. Strassmann; Concerning the Existence of Alkaline Earth Metals Resulting from Neutron Irradiation of Uranium // *Naturwiss.* –1939. –Vol. 27. – Pp.11-15; L. Meitner and O. R. Frisch; Disintegration of Uranium by Neutrons: a New Type of Nuclear Reaction // *Nature.*–1939–Vol.143. – Pp.239-240.
- [31] Я. И. Френкель; Электрокапиллярная теория расщепления тяжелых ядер медленными нейтронами // *ЖЭТФ* . –1939. – Т.9, № 6. – С. 641-653.
- [32] N. Bohr, J. A. Wheeler; The Mechanism of Nuclear Fission // *Phys. Rev.* –1939. –Vol. 56. – Pp. 426–450.
- [33] V. M. Strutinsky, N. Ya. Lyashchenko, N. A. Popov; Symmetrical shapes of equilibrium for a liquid drop model // *Nucl. Phys.*–1963.–Vol.46. – Pp. 639-659.
- [34] J. R. Nix, W. J. Swiatecki; Studies in the liquid-drop theory of nuclear fission // *Nucl. Phys.* –1965. –Vol.71. – Pp.1-94; J. R. Nix; Further studies in the liquid-drop theory on nuclear fission // *Nucl. Phys. A.*–1969.–Vol.130. – Pp. 241-292.
- [35] S. Cohen, F. Plasil, W.J. Swiatecki; Equilibrium configurations of rotating charged or gravitating liquid masses with surface tension // *Ann. Phys.*. –1974.–Vol.82. – Pp. 557–596.
- [36] М. Г. Иткис, А. Я. Русанов; Деление нагретых ядер в реакциях с тяжёлыми ионами: статические и динамические аспекты // *ЭЧАЯ.*–1998. – Т.29, №2. – С. 389-488.
- [37] V. E. Viola, K. Kwiatkowski, M. Walker; Systematics of fission fragment total kinetic energy release // *Phys.Rev.C.*–1985 .–Vol. 31. – Pp. 1550-1552.
- [38] Э. М. Козулин, А. Я. Русанов, Г. Н. Смиренкин; Систематика среднего выхода нейтронов при делении тяжелыми ионами // *Ядерная физика.*–1993. –Т.56, №2 – С. 37-54.
- [39] V. M. Strutinsky; Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies // *Nucl.Phys A* . –1967.–Vol.95. – Pp. 420–442.
- [40] V. M. Strutinsky; “Shell” in Deformed Nuclei // *Nucl. Phys. A.* –1968. –Vol.122. – Pp. 1–33.

- [41] F. Gönnenwein; The Nuclear Fission Process, // Ed. C.Wagemans, CRC Press, BocaRaton, USA .-1991. – P. 423.
- [42] М. Г. Иткис, В. Н. Околович, А. Я. Русанов, Г. Н. Смиренин; Симметричное и асимметричное деление ядер легче тория // ЭЧАЯ.-1988. –Т.19, №4. –С. 701-784.
- [43] M. G. Itkis, V. N. Okolovich, A. Ya. Rusanov, G. N. Smirenkin; Asymmetric fission of pre-actinide nuclei// *Z.Phys. A.*– 1985. –Vol. 320. – Pp. 433–441.
- [44] H. C. Britt, H. E. Wegner, J. C. Gursky; Energetics of Charged Particle-Induced Fission Reaction // *Phys.Rev.* – 1963. –Vol.129. – Pp. 2239–2252.
- [45] E. Konecny, H. W. Schmitt; Fission Energetics and Neutron Emission in 13 MeV Proton-Induced Fission of  $^{226}\text{Ra}$  // *Phys. Rev.*–1968.–Vol.172. – Pp. 1213 - 1226.
- [46] I. V. Pokrovsky, M. G. Itkis, J. M. Itkis, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, E. V. Prokhorova, V. S. Salamatin, V. V. Pashkevich, S. I. Mulgin, A. Ya. Rusanov, S. V. Zhdanov, G. G. Chubarian, B. J. Hurst, R. P. Schmitt, C. Agodi, G. Bellia, L. Calabretta, K. Lukashin, C. Maiolino, A. Kelic, G. Rudolf, L. Stuttge, F. Hanappe; Fission modes in the reaction  $^{208}\text{Pb}(^{18}\text{O},f)$  // *Phys. Rev. C.*–2000. –Vol.62. – P. 014615.
- [47] D. Hoffman; Spontaneous fission properties and lifetime systematics // *Nucl.Phys. A.* –1989.–Vol.502. – Pp. 21c-40c.
- [48] E. K. Hulet, J. F. Wild, R. J. Dougan, R. W. Loughheed, J. H. Landrum, A. D. Dougan, P. A. Baisden, C. M. Henderson, R. J. Dupzyk, R. L. Hahn, M. Schädel, K. Sümmerer, G. R. Bethune; Spontaneous Fission Properties of  $^{258}\text{Fm}$ ,  $^{260}\text{Md}$ ,  $^{258}\text{No}$  and  $^{260}[104]$ : Bimodal Fission. // *Phys. Rev. C.*–1989.–Vol.40. – Pp. 770-784.
- [49] E. K. Hulet, J. F. Wild, R. J. Dougan, R. W. Loughheed, J. H. Landrum, A. D. Dougan, M. Schadel, R. L. Hahn, P. A. Baisden, C.M. Henderson, R.J. Dupzyk, K. Sümmerer, G. R. Bethune; Bimodal Symmetric Fission Observed in the Heaviest Elements. // *Phys. Rev. Lett.* –1986.–Vol.56. – Pp. 313-316.
- [50] H. C. Britt, D. C. Hoffman, J. van der Plicht, J. B. Wilhelmy, E. Cheifetz, R. J. Dupzyk, R. W. Loughheed; Fission of  $^{255,256}\text{Es}$ ,  $^{255-257}\text{Fm}$ , and  $^{258}\text{Md}$  at Moderate Excitation Energies // *Phys. Rev. C.* –1984.–Vol.30. – Pp. 559-565.

- [51] U. Brosa, S. Grossmann, A. Müller; Nuclear Scission // *Phys. Rep.* –1990. –Vol. 197. – P. 167-262.
- [52] J. P. Unik, J. E. Gindler, L. E. Glendenin, K. F. Flynn, A. Gorski, R. K. Sjoblom; Fragment Mass and Kinetic Energy Distribution for Fissioning Systems Ranging from Mass 230 to 256 // *Proc. 3rd Symp. on physics and chemistry of fission, Rochester, August 1973, vol.2 (IAEA, Vienna, 1974).* – P. 19.
- [53] R. C. Ragaini, E. K. Hulet, R. W. Lougheed, J. Wild; Symmetric fission in the neutron-induced fission of  $^{255}\text{Fm}$  // *Phys. Rev. C.*–1974.–Vol.9. – Pp. 399-406.
- [54] W. John, E. K. Hulet, R. W. Lougheed, J. J. Wesolowski; Symmetric Fission Observed in Thermal-Neutron-Induced and Spontaneous Fission of  $^{257}\text{Fm}$  // *Phys. Rev.Lett.* –1971.–Vol.27. – Pp. 45-48.
- [55] K. F. Flynn, J. E. Gindler, L. E. Glendenin; Distribution of mass in thermal-neutron-induced fission of  $^{257}\text{Fm}$  // *Phys. Rev. C.* –1975.–Vol. 12. – Pp.1478-1482.
- [56] P. Möller, J. R. Nix, W. J. Swiatecki; Calculated fission properties of the heaviest elements // *Nucl. Phys. A.*–1987. –Vol.469. – Pp. 1-50.
- [57] S. S. Čwiok, P. Rozmej, A. Sobiczewski, Z. Patyk, Two fission modes of the heavy fermium isotopes // *Nucl. Phys. A.*–1989. –Vol. 491 – Pp. 281-289.
- [58] A. Sobiczewski; Progress in theoretical understanding of properties of heaviest nuclei // *ЭЧАЯ.* –1994. –Т.25, № 2. – С. 295-311.
- [59] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J. A. Maruhn, W. Greiner; Potential energy surfaces of superheavy nuclei // *Phys. Rev. C.* –1998. –Vol. 58. – Pp. 2126-2132.
- [60] P. Möller, J. R. Nix, W. J. Swiatecki; New developments in the calculation of heavy-element fission barriers // *Nucl. Phys. A.*–1989. –Vol. 492. – Pp. 349-387.
- [61] M. G. Itkis, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, E. V. Prokhorova, A. Ya. Rusanov; Bimodal fission of  $^{270}\text{Sg}$  ( $Z = 106$ ) in the sub-barrier fusion of  $^{22}\text{Ne}$  and  $^{248}\text{Cm}$  // *Phys. Rev. C.* –1999. –Vol. 59. – Pp. 3172-3176.
- [62] I. M. Itkis, E. M. Kozulin, M. G. Itkis, G. N. Knyazheva, A. A. Bogachev, E. V. Chernysheva, L. Krupa, Yu. Ts. Oganessian, V. I. Zagrebaev, A. Ya. Rusanov, F. Goennenwein, O. Dorvaux, L. Stuttgé, F. Hanappe, E. Vardaci, E. de Goés Brennard; Fission and quasifission modes in heavy-ion-induced reactions leading to the formation of  $\text{Hs}^*$  // *Phys. Rev. C.*– 2011.– Vol. 83. – P. 064613.

- [63] B. B. Back, H.-G. Clerc, R. R. Betts, B. G. Glagola, B. D. Wilkins; Observation of Anisotropy in the Fission Decay of Nuclei with Vanishing Fission Barrier // *Phys. Rev. Lett.* – 1981.– Vol. 46. – Pp. 1068-1071.
- [64] B. B. Back; Complete fusion and quasifission in reaction between heavy ions // *Phys. Rev. C* .–1985.– Vol.31. – Pp. 2104-2112.
- [65] B. B. Back, R. R. Betts, J. E. Gindler, B. D. Wilkins, S. Saini, M. B. Tsang, C. K. Gelbke, W. G. Lynch, M. A. McMahan, P. A. Baisden; Angular distributions in heavy-ion-induced fission // *Phys. Rev. C*.–1985.–Vol.32. – Pp. 195-213.
- [66] B. B. Back, S. Bjørnholm, T. Døssing, W. Q. Shen, K. D. Hildenbrand, A. Gobbi, S. P. Sørensen; Relaxation of angular momentum in fission and quasifission reactions // *Phys. Rev. C* – 1990. –Vol. 41. – Pp .1495-1511.
- [67] D. J. Hinde, D. Hilscher, H. Rossner, B. Gebauer, M. Lehmann, M. Wilpert; Neutron emission as a probe of fusion-fission and quasifission dynamics // *Phys. Rev. C* – 1992.–Vol. 45. –Pp . 1229-1259
- [68] G. N. Knyazheva, E. M. Kozulin, R. N. Sagaidak, A. Yu. Chizhov, M. G. Itkis, N. A. Kondratiev, V. M. Voskressensky, A. M. Stefanini, B. R. Behera, L. Corradi, E. Fioretto, A. Gadea, A. Latina, S. Szilner, M. Trotta, S. Beghini, G. Montagnoli, F. Scarlassara, F. Haas, N. Rowley, P. R. S. Gomes, A. Szanto de Toledo; Quasifission processes in  $^{40,48}\text{Ca} + ^{144,154}\text{Sm}$  reactions // *Phys. Rev. C*.–2007.–Vol.75. – P. 064602.
- [69] A. Yu. Chizhov, M. G. Itkis, I. M. Itkis, G. N. Kniajeva, E. M. Kozulin, N. A. Kondratiev, I. V. Pokrovsky, R. N. Sagaidak, V. M. Voskressensky, A. V. Yerebin, L. Corradi, A. Gadea, A. Latina, A. M. Stefanini, S. Szilner, M. Trotta, A. M. Vinodkumar, S. Beghini, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A. Ya. Rusanov, F. Hanappe, O. Dorvaux, N. Rowley, L. Stuttgé; Unexpected entrance-channel effect in the fission of  $^{216}\text{Ra}$  // *Phys. Rev. C*.–2003.–Vol. 67. – P. 011603R.
- [70] H. Q. Zhang, C. L. Zhang, C. J. Lin, A. K. Nasirov, G. Mandaglio, M. Mangano, G. Giardina; Fusion-fission and quasifission competition in the  $^{32}\text{S}+^{184}\text{W}$  reaction // *Journal of Physics: Conference Series*.–2011.–Vol.282. – P. 012013
- [71] R. Rafiei, R. G. Thomas, D. J. Hinde, M. Dasgupta, C. R. Morton, L. R. Gasques, M. L. Brown, M. D. Rodriguez; Strong evidence for quasifission in asymmetric reactions forming  $^{202}\text{Po}$  // *Phys. Rev. C* .– Vol.77.– 2008. – P. 024606 .

- [72] G. N. Knyazheva, M. G. Itkis, S. V. Khlebnikov, E. M. Kozulin, V. G. Lya-pin, V. A. Rubchenya, W. Trzaska; The influence of the entrance channel on the formation and decay of the compound nucleus  $^{250}\text{No}$  // *Phys. Part. Nucl. Lett.*–2008.–Vol.5. – Pp.21-28.
- [73] D. J. Hinde, M. Dasgupta, J. R. Leigh, J. P. Lestone, J. C. Mein, C. R. Morton, J. O. Newton, H. Timmers; Fusion-Fission versus Quasifission: Effect of Nuclear Orientation // *Phys. Rev. Lett.* –1995.–Vol.74 . – Pp. 1295-1298.
- [74] D. J. Hinde, M. Dasgupta, J. R. Leigh, J. C. Mein, C. R. Morton, J. O. Newton, H. Timmers; Conclusive evidence for the influence of nuclear orientation on quasifission // *Phys. Rev. C.*–1996.–Vol. 53. – Pp. 1290-1300.
- [75] J. C. Mein, D. J. Hinde, M. Dasgupta, J. R. Leigh, J. O. Newton, H. Timmers; Precise fission fragment anisotropies for the  $^{12}\text{C}+^{232}\text{Th}$  reaction: Supporting the nuclear orientation dependence of quasifission // *Phys. Rev. C.* –1997. –Vol.55. – Pp. 995R-998R.
- [76] C. Simenel, D. J. Hinde, R. du Rietz, M. Dasgupta, M. Evers, C. J. Lin, D. H. Luong, A. Wakhle; Influence of entrance-channel magicity and isospin on quasi-fission// *Phys. Lett. B.*–2012.–Vol. 710 . – Pp. 607-611.
- [77] K. Hammerton, Z. Kohley, D. J. Hinde, M. Dasgupta, A. Wakhle, E. Williams, V. E. Oberacker, A. S. Umar, I. P. Carter, K. J. Cook, J. Greene, D. Y. Jeung, D. H. Luong, S. D. McNeil, C. S. Palshetkar, D. C. Rafferty, C. Simenel, K. Stiefel; Reduced quasifission competition in fusion reactions forming neutron-rich heavy elements// *Phys. Rev. C.* –2015.–Vol.91. – P.041602R.
- [78] H. T. Feldmeier; Transport phenomena in dissipative heavy-ion collisions: the one-body dissipation approach // *Rep.Prog.Phys.* –1987.– Vol.50 . – Pp.915-994.
- [79] G. G. Adamian, N. V. Antonenko, W. Scheid; Characteristics of quasifission products within the dinuclear system model // *Phys. Rev. C.* –2003. –Vol.68.–P.034601; N. V. Antonenko, E. A. Cherepanov, A. K. Nasirov, V. P. Permjakov, V. V. Volkov; Competition between complete fusion and quasi-fission in reactions between massive nuclei. The fusion barrier // *Physics Letters B.* –1993. –Vol.319. – Pp. 425-430.
- [80] V. I. Zagrebaev; Synthesis of superheavy nuclei: Nucleon collectivization as a mechanism for compound nucleus formation // *Phys.Rev.C.*–2001. – Vol. 64. – P. 034606.

- [81] Y. Aritomo, T. Wada, M. Ohta, Y. Abe; Diffusion mechanism for synthesis of superheavy elements // *Phys. Rev. C.* –1997.–Vol.55. – Pp. R1011-R1014.
- [82] E. M. Kozulin, F. Goennenwein, M. G. Itkis, G. N. Knyazheva, L. Krupa, Yu. Ts. Oganessian, V. I. Zagrebaev; Symmetric and asymmetric quasifission modes in reactions with heavy ions // *AIP Conference Proceedings.* –2009. –Vol. 1175. – Pp. 138-143.
- [83] T. K. Ghosh, K. Banerjee, C. Bhattacharya, S. Bhattacharya, S. Kundu, P. Mali, J. K. Meena, G. Mukherjee, S. Mukhopadhyay, T. K. Rana, P. Bhatta-charya, K. S. Golda; Sharp change-over from compound nuclear fission to quasifission // *Phys. Rev. C.* – 2009. –Vol.79. – P. 054607.
- [84] R. G. Thomas, D. J. Hinde, D. Duniec, F. Zenke, M. Dasgupta, M. L. Brown, M. Evers, L. R. Gasques, M. D. Rodriguez, A. Diaz-Torres; Entrance channel dependence of quasifission in reactions forming  $^{220}\text{Th}$ // *Phys. Rev. C.* –2008. –Vol.77. – P. 034610.
- [85] R. du Rietz, E. Williams, D. J. Hinde, M. Dasgupta, M. Evers, C. J. Lin, D. H. Luong, C. Simenel, A. Wakhle; Mapping quasifission characteristics and timescales in heavy element formation reactions // *Phys. Rev.C.* –2013. –Vol.88. – P. 054618.
- [86] R. du Rietz, D. J. Hinde, M. Dasgupta, R. G. Thomas, L. R. Gasques, M. Evers, N. Lobanov, A. Wakhle; Predominant Time Scales in Fission Processes in Reactions of S, Ti and Ni with W: Zeptosecond versus Attosecond // *Phys. Rev. Lett.* –2011.–Vol.106. – P. 052701.
- [87] E. M. Kozulin , G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, A. A. Bogachev, L. Krupa, T. A. Loktev, S. V. Smirnov , V. I. Zagrebaev , J. Aysto, W. H. Trzaska, V. A. Rubchenya, E. Vardaci, A. M. Stefanini, M. Cinausero, L. Corradi, E. Fioretto, P. Mason, G. F. Prete, R. Silvestri, S. Beghini, G. Montagnoli, F. Scarlassara, F. Hanappe, S. V. Khlebnikov, J. Kliman, A. Brondi, A. Di Nitto, R. Moro, N. Gelli, S. Szilner; Investigation of the reaction  $^{64}\text{Ni}+^{238}\text{U}$  being an option of synthesizing element 120 // *Phys. Lett. B.*–2010.–Vol.686.– Pp. 227-232.
- [88] Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, В.П. Перельгин Регистрация и спектрометрия осколков деления, Москва, *Энергоатомиздат*, 1992. –311 с.
- [89] A. Oed, P. Geltenbort, F. Gonnenein, T. Manning, D. Souque; High resolution axial ionization chamber for fission products // *Nucl. Instr. Meth.* –1983. –Vol.205. – Pp. 455-459.



- [90] E. Weissenberger, P. Geltenbort, A. Oed, F. Gonnenwein, H. Faust; Energy calibration of surface barrier detectors for fission fragments // *Nucl.Instr.Meth A.* –1986. –Vol. 248. – Pp. 506-515.
- [91] J. Perkowski, W. H. Trzaska, J. Andrzejewski, V. Lyapin, T. Malkiewicz; Energy loss of  $^{40}\text{Ar}$  in Au:Comparison of TOF-E and TOF-TOF method // *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B.*–2005.–Vol. 240. – Pp. 333–336.
- [92] E. Moll, H. Schrader, G. Siegert, M. Asghar, J. P. Bocquet, G. Bailleul, J. P. Gautheron, J. Greif, G. I. Crawford, C. Chauvin, H. Ewald, H. Wollnik, P. Armbruster, G. Fiebig, H. Lawin, K. Sistemich; Analysis of  $^{236}\text{U}$ -fission products by the recoil separator “Lohengrin” // *Nucl. Instr. Meth.* – 1975.– Vol. 123.– Pp. 615–617.
- [93] R. Muller, A. A. Naqvi, F. Kappeler, F. Dickmann, Fragment velocities, energies, and masses from fast neutron induced fission of  $^{235}\text{U}$  // *Phys.Rev. C.* –1984. –Vol. 29.– Pp. 885-905.
- [94] C. W. Arnold, F. Tovesson, K. Meierbachtol, T. Bredeweg, M. Jandel, H. J. Jorgenson, A. Laptev, G. Rusev, D. W. Shields, M. White, R. E. Blakeley, D. M. Mader, A. A. Hecht; Development of position-sensitive time-of-flight spectrometer for fission fragment research // *Nucl. Instr. Meth. A.*–2014.–Vol.764. – Pp. 53–58.
- [95] M. O. Fregeau, S. Oberstedt; The Fission-Fragment Spectrometer VERDI, // *Physics Procedia.* – 2015.–Vol.64.– Pp. 197–203.
- [96] Y. S. Kim, P. Hofmann, H. Daniel, T. von Egidy, T. Haninger, F. A. Hartmann, M. S. Lotfranaei, H. S. Plendl; A double-arm fission fragment spectrometer with PIN diode arrays // *Nucl. Instr. Meth. A.*– 1993. – Vol.329. – Pp. 403–417.
- [97] F. Busch, W. Pfeffer, B. Kohlmeyer, D. Schüll, F. Pühlhoffer; A position-sensitive transmission time detector // *Nucl. Instr. Meth.* –1980.–Vol.171. – Pp. 71–74.
- [98] J. L. Wiza; Microchannel plate detectors // *Nucl. Instr. Meth.* –1979. –Vol.162. – Pp. 587–601.
- [99] C. K. Gelbke, K. D. Hildenbrand, R. Bock; A time-of-flight spectrometer for heavy ions // *Nucl. Instr. Meth.* –1971.–Vol. 95. – Pp. 397–402.

- [100] H. Stelzer; A large area parallel plate avalanche counter// *Nucl. Instr. Meth.* –1976.–Vol.133. – Pp. 409-413.
- [101] K. D. Schilling, P. Gippner, W. Seidel, F. Stary, E. Will, K. Heidel, S. M. Lukyanov, Yu. E. Penionzhkevich, V. S. Salamatin, H. Sodan, G. G. Chubarian; The Dubna double-arm time-of-flight spectrometer for heavy-ion reaction products// *Nucl. Instr. Meth. A.* –1987. –Vol. 257. – Pp. 197–208.
- [102] K. Nishio, H. Ikezoe, I. Nishinaka, S. Mitsuoka, K. Hirose, T. Ohtsuki, Y. Watanabe, Y. Aritomo, S. Hofmann; Evidence for quasifission in the sub-barrier reaction of  $^{30}\text{Si}+^{238}\text{U}$  // *Phys. Rev. C.* –2010. –Vol.82 . – P. 044604.
- [103] F. Gönnenwein; Recent developments of experimental techniques // *Nucl. Phys. A.* –1989.–Vol.502. – Pp. 159-176.
- [104] D. A. Bromley; Evolution and use of nuclear detectors and systems // *Nucl.Instr.Meth.* –1979.–Vol. 162 – Pp. 1-8.
- [105] <http://www.sparrowcorp.com>
- [106] H. A. Bethe, J. Ashkin; Experimental Nuclear Physics // John Wiley and Sons, Inc., New York. –1953.– Vol. 1. – P. 251.
- [107] E. V. Benton, R. P. Henke; Heavy particle range-energy relations for dielectric nuclear track detectors // *Nucl. Instr. Meth.* –1969.–Vol. 67. – P. 87-92.
- [108] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц; Теоретическая физика: Механика. – Т.1. – Москва: Наука, 1988. – 216 с.
- [109] Б. М. Яворский, А. А. Детлаф; Справочник по физике. – Москва: Наука, 1985. – 512 с.
- [110] <http://www.srim.org>
- [111] J. Terrel; Neutron Yields from Individual Fission Fragments // *Phys. Rev.* 1962.–Vol.127. – Pp. 880-904.
- [112] M. G. Itkis, B. Benoit, A. A. Bogachev, D. M. Gorodisskiy, F. Hanappe, I. M. Itkis, M. Jandel, J. Kliman, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, T. Materna, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, E. V. Prokhorova, A. Ya. Rusanov, L. Stuttge, V. M. Voskressenski; Energy balance in fission and quasifission of  $^{256}\text{No}$  // *Nucl.Phys.A.* –2004.–Vol.734. – Pp. E29-E32.
- [113] В. И. Загребаев; Ядерные реакции с тяжелыми ионами: Учебное пособие.– Дубна: ОИЯИ, 2016. – 184 с.

- [114] D. C. Hoffman, D. M. Lee, K. E. Gregorich, M. J. Nurmia, R. B. Chadwick, K. B. Chen, K. R. Czerwinski, C. M. Gannett, H. L. Hall, R. A. Henderson, B. Kadkhodayan, S. A. Kreek, J. D. Leyba; Spontaneous fission properties of  $^{256}\text{No}$  // *Phys. Rev. C*. –1990.–Vol.41. – Pp. 631-639.
- [115] Г. Д. Адеев, И. И. Гончар, В. В. Пашкевич, Н. И. Писчасов, О. И. Сердюк; Диффузионная модель формирования распределений осколков деления // *ЭЧАЯ*.– 1988. – Т.19, №6. – С.1229-1298.
- [116] A. G. Adeev, V. V. Pashkevich; Theory of macroscopic fission dynamics // *Nucl. Phys. A*. – 1989.–Vol.502.– Pp. 405-422.
- [117] I. M. Itkis, A. A. Bogatchev, M. G. Itkis, et al.; The study of the characteristics of neutron emission in the reaction with  $^{48}\text{Ca}$  ions. // Proc. Of Int. Conf.: Nuclear physics at border lines, World Scientific. –Singapore, 2002. – Pp. 142-145.
- [118] P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tabl.* – 1995.–Vol. 59. – Pp. 185-381.
- [119] E. G. Ryabov, A. V. Karpov, G. D. Adeev; Influence of angular momentum on fission fragment mass distribution: Interpretation within Langevin dynamics *Nuclear Physics A*. – 2006.–Vol. 765, № 1–2. – Pp. 39–60.
- [120] M. G. Itkis, V. N. Okolovich, G. N. Smirenkin; Symmetric and asymmetric fission of nuclei lighter than radium // *Nucl. Phys. A*.– 1989. –Vol. 502.– Pp. 243-260.
- [121] А. В. Игнатюк, Г. Н. Смиренин, М. Г. Иткис, С. И. Мульгин, В. Н. Околович; Исследование делимости доактиноидных ядер заряженными частицами // *ЭЧАЯ* – 1985.–Т.16, №4. – С. 709-772.
- [122] I. V. Pokrovsky, L. Calabretta, M. G. Itkis, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, C. Maiolino, E. V. Prokhorova, A. Ya. Rusanov, S. P. Tretyakova; Three fission modes of  $^{220}\text{Ra}$  // *Phys. Rev. C*. – 1999.–Vol.60. – P. 041304.
- [123] А. Я. Русанов, М. Г. Иткис, В. Н. Околович; Свойства массовых распределений осколков деления нагретых вращающихся ядер // *Ядерная физика*. –1997. –Т. 60, №5. – С. 773-803.
- [124] D. C. Hoffman, M. R. Lane; Spontaneous Fission// *Radiochim. Acta*. –1995. –Vol.70/71. – Pp. 135-146; D. C. Hoffman, T. M. Hamilton, M. R. Lane; Nuclear

Decay Modes / edited by Poenaru D. N. –1996.–*Institute of Physics Publishing*, Bristol. – P. 393.

[125] T. M. Hamilton, K. E. Gregorich, D. M. Lee, K. R. Czerwinski, N. J. Hannink, C. D. Kacher, B. Kadkhodayan, S. A. Kreek, M. J. Nurmia, M. R. Lane, M. P. Neu, A. Türler, D. C. Hoffman; Spontaneous fission properties of  $^{103}_{259}\text{Lr}$  // *Phys. Rev. C*. –1992. –Vol. 46. – Pp. 1873-1879.

[126] J. F. Wild, J. van Aarle, W. Westmeier, R. W. Loughheed, E. K. Hulet, K. J. Moody, R. J. Dougan, E.-A. Koop, R. E. Glaser, R. Brandt, P. Patzelt; Prompt neutron emission from the spontaneous fission of  $^{260}\text{Md}$  // *Phys. Rev. C* –1990. –Vol.41. – Pp. 640-646.

[127] P. Reiter, T. L. Khoo, T. Lauritsen, C. J. Lister, D. Seweryniak, A. A. Sonzogni, I. Ahmad, N. Amzal, P. Bhattacharyya, P. A. Butler, M. P. Carpenter et al.; Entry Distribution, Fission Barrier, and Formation Mechanism of  $^{254}\text{No}$  // *Phys. Rev. Lett.* –2000.–Vol.84.– Pp. 3542-3545.

[128] J. L. Egido, L. M. Robledo; Fission Barriers at High Angular Momentum and the Ground State Rotational Band of the Nucleus  $^{254}\text{No}$  // *Phys. Rev. Lett.* –2000.–Vol.85. – Pp. 1198-1201.

[129] S. I. Mulgin, V. N. Okolovich, S. V. Zhdanov; Observation of new channel in the proton-induced low-energy fission of nuclei from  $^{233}\text{Pa}$  to  $^{245}\text{Bk}$  // *Phys. Lett. B*. –1999.–Vol. 462. – Pp. 29-33.

[130] G. Guarino, A. Gobbi, K. D. Hildenbrand, W. F. J. Müller, A. Olmi, A. Sann, S. Bjornholm, G. Rudolf; Mass drift in reactions between a heavy and a light nucleus// *Nucl. Phys. A*. –1984.–Vol.424. – Pp. 157-183.

[131] G. J. Mathews, L. G. Sobotka, G. J. Wozniak, R. Regimbart, R. P. Schmitt, G. U. Rattazzi, L. G. Moretto; A scenario for the 220 MeV  $^{40}\text{Ar}+^{238}\text{U}$  reaction // *Z. Phys. A*.–1979.–Vol. 290. – Pp. 407-409.

[132] P. Gippner, K. D. Schilling, W. Seidel, F. Stary, E. Will, H. Sodan, S. M. Lukyanov, V. S. Salamatina, Yu. E. Penionzhkevich, G. G. Chubarian, R. Schmidt; Shell effects in the evolution of the mass asymmetry in heavy-ion collisions leading to composite systems with  $Z=108$  // *Z.Phys A*.–1986. –Vol.325. – Pp. 335-346.

[133] M. G. Itkis, J. Aysto, S. Beghini, A. A. Bogachev, L. Corradi, O. Dorvaux, A. Gadea, G. Giardina, F. Hanappe, I. M. Itkis, M. Jandel, J. Kliman, S. V. Khlebnikov, G. N. Kniajeva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa,

A. Latina, T. Materna, G. Montagnoli, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, E. V. Prokhorova, N. Rowley, V. A. Rubchenya A. Ya. Rusanov, R. N. Sagaidak, F. Scarlassara, A. M. Stefanini, L. Stuttge, S. Szilner, M. Trotta, W. H. Trzaska, D. N. Vakhtin, A. M. Vinodkumar, V. M. Voskressenski, V. I. Zagrebaev; Shell effects in fission and quasi-fission of heavy and superheavy nuclei // *Nucl. Phys. A.* –2004. –Vol. 734. – Pp. 136-147.

[134] М. Г. Иткис, С. М. Лукьянов, В. Н. Околович, Ю. Э. Пенионжкевич, А. Я. Русанов, В. С. Саламатин, Г. Н. Смиренкин, Г. Г. Чубарян; Экспериментальное изучение массовых и энергетических распределений осколков деления возбужденных ядер с  $Z^2/A = 33-42$ . // *Ядерная Физика.* – 1990. –Т. 52, № 1(7). –С. 23-35.

[135] A. J. Pacheco, J. O. Fernández Niello, D. E. DiGregorio, M. di Tada, J. E. Testoni, Y. Chan, E. Chávez, S. Gazes, E. Plagnol, R. G. Stokstad; Capture reactions in the  $^{40,48}\text{Ca}+^{197}\text{Au}$  and  $^{40,48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$  systems // *Phys. Rev. C.* –1992. – Vol. 45. – Pp. 2861-2869.

[136] A.V. Belozerov, M.L. Chelnokov, V.I. Chepigin, T.P. Drobina, V. A. Gorshkov, A. P. Kabachenko, O.N. Malyshev, I.M. Merkin, Yu.Ts. Oganessian, A.G. Popeko, R.N. Sagaidak, A. I. Svirikhin, A.V. Yeremin, G. Berek, I. Brida, Š. Šáro; Spontaneous-fission decay properties and production cross-sections for the neutron-deficient nobelium isotopes formed in the  $^{44,48}\text{Ca}+^{204,206,208}\text{Pb}$  reactions // *Eur. Phys. J. A.* –2003. – Vol. 16. – Pp. 447–456.

[137] J. D. Jackson, A schematic model for (p, xn) cross sections in heavy elements // *Can. J. Phys.* –1956. – Vol 34. – P. 767.

[138] R. Vandenbosch and J. R. Huizenga; Nuclear Fission // Academic, New York. –1973. – P. 323.

[139] K.-H. Schmidt, H. Delagrange, J. P. Dufour, N. Carjan, A. Fleury; Influence of shell structure and pairing correlations on the nuclear state density // *Z. Phys. A.* –1982. – Vol 308. – Pp. 215-225.

[140] M. Bolsterli, E. O. Fiset, J. R. Nix, J. L. Norton; New Calculation of Fission Barriers for Heavy and Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* –1972. –Vol 5. – Pp. 1050-1077.

[141] K. Junker, J. Hadermann; Fission barriers for even-even actinide nuclei // *Z. Phys. A.* –1977. – Vol.282. – Pp. 391-405.

- [142] S. Čwiok, V. V. Pashkevich, J. Dudek, W. Nazarewicz; Fission barriers of transfermium elements // *Nucl. Phys. A.* – 1983. – Vol. 410. – Pp. 254-270.
- [143] S.Čwiok, Z. Lojewski, V. V. Pashkevich; Fission barriers of odd-mass nuclei and odd nuclei with  $100 \leq Z \leq 111$  // *Nucl. Phys. A.* –1985.–Vol. 444. – Pp.1–12.
- [144] P.Möller, A. J.Sierk, T.Ichikawa, A. Iwamoto, M. Mumpower; Fission barriers at the end of the chart of the nuclides // *Phys. Rev. C.*–2015.– Vol.91. – P.024310.
- [145] B. B. Back, P. B. Fernandez, B. G. Glagola, D. Henderson, S. Kaufman, J. G. Keller, S. J. Sanders, F. Videbæk, T. F. Wang, B. D. Wilkins; Entrance channel effects in quasifission reactions // *Phys. Rev. C.*–1996.– Vol. 53. – Pp. 1734-1744.
- [146] R. Yanez, W. Loveland, J. S. Barrett, L. Yao, B. B. Back, S. Zhu, T. L. Khoo; Measurement of the fusion probability,  $P_{CN}$ , for hot fusion reactions // *Phys. Rev. C.* –2013.– Vol. 88. – P. 014606.
- [147] <http://nrv.jinr.ru/nrv>. A.V. Karpov, A. S. Denikin, A. P. Alekseev, V. I. Zagrebaev, V. A. Rachkov, M. A. Naumenko, V. V. Saiko; NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics // *Physics of Atomic Nuclei.*–2016.– Vol. 79. – Pp. 749–761.
- [148] S. Raman, C.W. Nestor, Jr., P. Tikkanen // *At. Data Nucl. Data Tables.*–2001.– Vol. 78 . – Pp. 1-128.
- [149] G. N. Knyazheva, A. A. Bogachev, I. M. Itkis, M. G. Itkis, E. M. Kozulin, Fusion Probability in the Reactions  $^{58}\text{Fe}+^{244}\text{Pu}$  and  $^{64}\text{Ni}+^{238}\text{U}$  in Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei (EXON 2009), Sochi, Russia, edited by Yu. E. Penionzhkevich and S. M. Lukyanov. –AIP, Melville, New York, 2009); *AIP Conf. Proc.*–2010.– Vol. 1224. – Pp. 377-384.
- [150] K. Nishio, S. Mitsuoka, I. Nishinaka, H. Makii, Y. Wakabayashi, H. Ikezoe, K. Hirose, T. Ohtsuki, Y. Aritomo, S. Hofmann; Fusion probabilities in the reactions  $^{40,48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$  at energies around the Coulomb barrier// *Phys. Rev. C.* –2012.– Vol 86. – P. 034608.
- [151] M. G. Itkis, A. A. Bogachev, I. M. Itkis, J. Kliman, G. N. Knyazheva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, L. Krupa, Yu. Ts. Oganessian, I. V. Pokrovsky, E. V. Prokhorova, A. Ya. Rusanov; The processes of fusion-fission and quasi-fission of superheavy nuclei // *Nucl. Phys. A.*–2007.– Vol 787. – Pp. 150-159.

- [152] V. I. Zagrebaev, Y. Aritomo, M. G. Itkis, Yu. Ts. Oganessian, M. Ohta; Synthesis of superheavy nuclei: How accurately can we describe it and calculate the cross sections? // *Phys. Rev. C* .–2001.– Vol. 65. – P. 014607.
- [153] P. Möller, A. J. Sierk, T. Ichikawa, A. Iwamoto, R. Bengtsson, H. Uhrenholt, S. Åberg; Heavy-element fission barriers // *Phys. Rev. C* .–2009.– Vol. 79. – P. 064304.
- [154] R. Smolańczuk, J. Skalski, A. Sobiczewski; Spontaneous-fission half-lives of deformed superheavy nuclei// *Phys. Rev. C*.–1995.– Vol. 52. – Pp. 1871-1880.
- [155] M. Kowal, P. Jachimowicz, A. Sobiczewski; Fission barriers for even-even superheavy nuclei // *Phys. Rev. C*.–2010.– Vol. 82. – P. 014303.
- [156] M.G.Itkis, Yu.Ts.Oganessian, V.I. Zagrebaev; Fission barriers of superheavy nuclei // *Phys.Rev.C* .–2002.– Vol 65 . – P. 044602.
- [157] M.G. Itkis, E. Vardaci, I.M. Itkis, G.N. Knyazheva, E.M. Kozulin; Fusion and fission of heavy and superheavy nuclei (experiment) // *Nucl. Phys. A* .–2015.–Vol. 944. – Pp. 204–237.
- [158] R. Bass; Fusion of heavy nuclei in a classical model // *Nucl. Phys. A* .–1974.– Vol. 231. – Pp. 45–63.
- [159] J.P. Blocki, H. Feldmeier, W.J. Swiatecki; Dynamical hindrance to compound-nucleus formation in heavy-ion reactions // *Nucl. Phys. A* .–1986.–Vol. 459. – Pp. 145–172.
- [160] H.Abe // KEK preprint 8-26. –1986. – KEK TH-128 .