

Скоростные распределения вперед летящих фрагментов в столкновениях тяжелых ионов при энергиях, близких к энергии Ферми.Т. И. Михайлова,^{1,*} Б. Эрдэмчимэг,^{1,2} Ю. М. Середа¹¹Объединенный институт ядерных исследований. Россия, 141980, Дубна²Национальный университет Монголии, Центр ядерной физики. Монголия, Улан-Батор
(Поступила в редакцию 21.10.2022; после доработки 28.11.2022; принята к публикации 29.11.2022)

Реакции фрагментации налетающего иона в столкновениях тяжелых ионов при энергии Ферми интересны тем, что позволяют изучать свойства ядер удаленных от долины стабильности, потенциалы взаимодействия нуклонов внутри ядра, получать новые знания об уравнении состояния ядерной материи. Удаленные от линии стабильности изотопы могут быть полезны в прикладных исследованиях. Поэтому было бы интересно научиться детально предсказывать выходы различных изотопов и их энергии. В этой работе мы описываем данные реакции в микроскопическом подходе, состоящем из нескольких шагов: инициализация начального состояния сталкивающихся ядер, эволюция во времени до точки «вымерзания», в которой можно идентифицировать различные фрагменты, вычисление энергии возбуждения первичных фрагментов и их девозбуждение. Для описания временной эволюции мы используем метод переноса, основанный на транспортном уравнении Больцмана—Власова, а для описания девозбуждения — описание в рамках модели статистической фрагментации. Мы применяем этот подход для изучения столкновений налетающих ионов пучка ионов ^{40}Ar на мишенях ^9Be при энергии 36.5 МэВ на нуклон, получаем изотопные распределения и скоростные спектры образующихся изотопов и сравниваем результаты наших вычислений с экспериментальными данными, полученными на установке КОМБАС в ОИЯИ.

PACS: 24.10.-i; 25.70.-z. УДК: 539.172.17.

Ключевые слова: реакция фрагментации, кинетическое уравнение, энергия Ферми, статистическая мультифрагментация.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2310301](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2310301)**ВВЕДЕНИЕ**

Реакции столкновения тяжелых ионов используются для получения короткоживущих экзотических ядер и, таким образом, позволяют исследовать зависимость уравнения состояния ядерной материи от плотности, температуры и спиновой асимметрии. При энергиях налетающего пучка вблизи энергии Ферми максимальная плотность ядерной материи остается примерно равной плотности насыщения, тогда как на фазе расширения система может перейти в спинойдальную область, что приводит к развалу системы на фрагменты далекие от линии стабильности. Получившиеся экзотические ядра могут быть использованы в экспериментах с вторичными радиоактивными пучками, например для определения радиусов лёгких нейтронно-избыточных ядер, а также в медицине и промышленности. Для получения редких изотопов важно правильно предсказывать сечения их образования в реакциях столкновения тяжелых ионов, для этого необходимо научиться описывать механизм их формирования.

Реакции при энергиях Ферми являются переходными между реакциями глубококонепругих передач [1, 2] и реакциями фрагментации, наблюдаемыми при релятивистских энергиях [3]. На это указывает форма скоростных распределений изотопов, наблюдаемых в эксперименте. Для реакций глубококонепругих передач характерна зависимость между углом отклонения фрагмента и потерей энергии налетающим ионом (или его фрагментом) в результате столкновения, приводящая к тому, что чем легче фрагмент, тем меньше его скорость по сравнению со скоростью пучка. В реакциях фрагментации при энергиях Ферми максимум скоростных распределений фрагментов, летящих в направлении движения пучка, находится вблизи величины скорости пучка, что указывает на наличие прямых процессов в реакции. Однако в отличие от характерной для релятивистских энергий гауссоподобной формы, распределение имеет длинный склон в сторону меньших энергий, характерный для диссипативных процессов. Систематика ширин правой части скоростных распределений хорошо описывается формулой Гольдхабера [4], которая получена исходя из предположения о независимом движении нуклонов в ядре. Впервые эта особенность скоростных распределений фрагментов была обнаружена в экспе-

* E-mail: tmikh@jinr.ru

рименте $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ при 27 МэВ на нуклон [5], затем последовали работы [6–10], которые подтвердили наличие прямой компоненты в реакциях с энергией в диапазоне от 27 до 140 МэВ на нуклон. Нормировочный коэффициент в формуле Гольдхабера, полученный из экспериментальных данных, изменяется в интервале от 60 до 100 МэВ·с⁻¹. Значение, полученное из предположения о свободном фермиевском движении нуклонов, равно 90 МэВ·с⁻¹. Анализ эксперимента, проведенного группой КОМБАС, дает значение вблизи 60 МэВ·с⁻¹ [11].

Существует достаточно много эмпирических моделей, успешно предсказывающих изотопные распределения продуктов подобных реакций: модель фрагментации EPAX [12] и её более современная модификация FRACS [13]; последняя учитывает зависимость сечения реакции от энергии, а также четно-нечетные колебания энергии связи. Широко известна модель срыва–подхвата ABRABLA [14] и её модификации, учитывающие различие протонных и нейтронных плотностей [15]. Также применяется полуклассическая модель параметризации фазового пространства HIPSE [16] и модель глубоко-неупругих переходов DIT [17]. Все эти модели используют подгоночные параметры, определяемые исходя из известных экспериментальных данных, и успешно описывают выходы различных изотопов в реакциях фрагментации. Углубленное описание перечисленных выше моделей можно найти в [18].

Реакции фрагментации можно описывать в полуклассическом транспортном подходе [19]. В этом подходе столкновение тяжелых ионов описывается в рамках диссипативной динамики среднего поля. Модели данного типа применимы в широком диапазоне энергий налетающего иона: от энергий порядка энергии Ферми до релятивистских энергий. Преимущество данного подхода состоит в том, что он опирается на фундаментальные физические параметры, такие как потенциал среднего поля ядра, эффективные ядерные сечения. Это позволяет исследовать зависимость характеристик реакций от параметров ядерного потенциала. Также транспортная модель позволяет проследить эволюцию во времени системы сталкивающихся ядер и, таким образом, подробно изучить механизм ядерной реакции. В данной работе обсуждаются изотопные и скоростные распределения фрагментов, испущенных под малыми углами пучка налетающих ионов, рассчитанные в транспортно-статистической модели. Данная модель состоит из нескольких шагов. Для того, чтобы приступить к динамическим вычислениям необходимо инициализировать начальную функцию распределения, описывающую состояние движущихся навстречу друг другу налетающего иона и ядра мишени (вычисления производятся в системе центра инерции). Следующий шаг — это эволюция функции распределения ядерной материи системы под действием среднего поля ядер. Динамика этого изменения отслеживается до некоторой точки «вымерзания», в которой система делится на четко

определенные фрагменты. Образовавшиеся первичные (горячие) фрагменты находятся в возбужденном состоянии. Мы определяем энергию возбуждения самосогласованно, пользуясь теми же потенциалами для вычисления энергии основного состояния, которые использовались при расчете динамики реакции. Девозбуждение фрагментов не может быть описано в рамках транспортной модели, так как оно зависит от квантовых эффектов. В данной работе мы используем программу статистической мультифрагментации. Таким образом мы получаем изотопные и скоростные распределения фрагментов, испущенных под малыми углами, которые мы можем сравнить с экспериментальными данными. Преимущество сравнения скоростных, а не импульсных или энергетических распределений состоит в том, что их можно нормировать естественным образом на скорость пучка налетающих частиц. В предыдущих работах мы исследовали различные системы сталкивающихся ядер в диапазоне энергий от 35 МэВ на нуклон до 140 МэВ на нуклон. [20–22]. В данной работе мы изучаем столкновение пучка ядер ^{40}Ar с мишенью ^9Be при энергии 36.5 МэВ на нуклон. Результаты расчетов мы сравниваем с экспериментальными данными, полученными на установке COMBAS в ОИЯИ (Дубна) [23].

1. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И ЕЕ ПРОГРАММНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ

Транспортное уравнение (также называемое уравнением переноса) может быть получено из квантовой транспортной теории Каданова–Бэйма с помощью полуклассического приближения и приводит к уравнению типа Больцмана–Власова [19, 24]. Это уравнение описывает эволюцию одночастичной функции распределения в фазовом пространстве $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ под влиянием самосогласованного среднего поля $U[f]$ (уравнение Власова) с добавлением двухчастичного интеграла столкновений (уравнение Больцмана). Если интеграл столкновений включает чисто квантовый эффект запрета двум частицам находится в одном состоянии (принцип Паули) мы приходим к транспортному уравнению Больцмана–Уэлинга–Уленбека. В наших работах мы используем наименование Больцман–Нордхайм–Власов уравнение (БНВ). За основу нашего пакета программ взят комплекс программ, разработанный в Южной национальной лаборатории (LNS-INFN) Катании (Италия), его описание можно найти в [25]. Уравнение переноса записывается в виде:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla_r f_1 - \nabla_r U \nabla_p f_1 = I_{\text{coll}}, \quad (1)$$

где $f_1 = f(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, t)$ — функция распределения ядерной материи, m — масса нуклона. $U(f)$ — потенциал самосогласованного среднего поля ядерной системы, заданный в виде функционала определяющего плотность энергии в зависимости от плотно-

сти функции распределения ядерной материи, m — масса частицы. В нашем подходе учитывается только зависимость потенциала от координат, зависимость от распределения скоростей не учитывается.

Интеграл столкновений частиц $1+2 \rightarrow 3+4$ в правой части уравнения (1) имеет вид:

$$I_{\text{coll}} = \int d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3 d\mathbf{p}_4 (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \sigma_{12}^{\text{in-med}}(\boldsymbol{\Omega}) \times \\ \times \delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p} - \mathbf{p}_4), \quad (2) \\ [f_3 f_4 (1 - f_1)(1 - f_2) - f_1 f_2 (1 - f_3)(1 - f_4)],$$

где $\sigma^{\text{in-med}}$ — сечение упругого рассеяния нуклонов в среде, \mathbf{p}_i — импульс i -той частицы. Выражение в квадратных скобках содержит множители заполнения и блокировки состояний после столкновения. Первое слагаемое в скобке описывает «прибыль» за счет рассеяния в ячейке фазового $(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1)$ с учетом блокирующего члена вследствие принципа запрета Паули и, соответственно, второй член — это «убыль» плотности. Величины с индексом 1 относятся к частице, входящей в распределение в левой части уравнения (1), индексы 2, 3, 4 относятся к партнерам по столкновению в двухтельном столкновении частиц.

Таким образом, для описания динамики изменения ядерной системы мы получаем нелинейное интегро-дифференциальное уравнение, которое мы решаем методом пробных частиц. Для выполнения численных вычислений непрерывная функция распределения представляется как сумма большого количества отдельных «пробных» частиц в виде:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \sum_{i=1}^{NA} g(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i(t)) \tilde{g}(\mathbf{p} - \mathbf{P}_i(t)), \quad (3)$$

Здесь A — количество нуклонов в системе, N — количество пробных частиц на нуклон (в наших вычислениях это число варьируется от 50 до 200), $\mathbf{R}_i(t)$ и $\mathbf{P}_i(t)$ — координаты и импульсы пробных частиц и g, \tilde{g} — функции формы в пространстве координат пробных частиц. В идеале пробных частиц должно быть бесконечное множество, а форма их должна представлять δ -функцию. Для численных вычислений приходится ограничиваться количеством N не более 600, а форма распределения пробных частиц берется гауссовой или имитирующей её: треугольной [26]. Можно показать, что, для введенных таким образом пробных частиц, изменение под действием среднего поля координат и импульсов подчиняется уравнениям движения Ньютона [19].

$$\frac{\partial p_i(t)}{\partial t} = -\nabla_r U(r_i, t) \\ \frac{\partial r_i(t)}{\partial t} = \frac{p_i(t)}{m}. \quad (4)$$

Для численного решения системы уравнений на-

ми использован метод предиктора–корректора.

$$p_i(t + \frac{1}{2}\Delta t) = p_i(t) - \frac{1}{2}\Delta t \nabla_r U(r_i, t), \\ r_i(t + \Delta t) = r_i(t) + \Delta t p_i(t + \frac{1}{2}\Delta t)/m$$

Метод предиктора–корректора принадлежит к семейству методов второго порядка в отличие от метода Эйлера, при этом количество обращений к вычислению значения потенциала у обоих методов одинаковое. К тому же этот метод более стабилен, чем метод Эйлера, что позволяет увеличить шаг интегрирования без потери точности (в данной работе шаг интегрирования по времени равен 1 фм/с).

Член разностной схемы, соответствующий интегралу столкновений, вычисляется стохастически. При вычислении вероятности столкновения учитывается расстояние между частицами и их относительные скорости. При случайном розыгрыше направления рассеяния частиц проверяется возможность существования нового конечного состояния двух частиц с учетом блокирующего принципа Паули. Потенциал $U(f)$ среднего поля представляется как сумма ядерного, кулоновского и потенциала симметрии. Ядерный потенциал $U(f)$ представлен в виде не зависящего от скорости нелинейного функционала Скирма с параметрами, описывающими свойства насыщения ядерной материи.

Мы можем определить плотность ядерной материи в пространстве координат как интеграл от функции распределения по импульсам:

$$\rho = \int f(r, p, t) dp.$$

Тогда потенциал, использованный нами в вычислениях, записывается следующим образом:

$$U(\rho) = A_{\text{Sk}} \left[\frac{\rho}{\rho_0} \right] + B_{\text{Sk}} \left[\frac{\rho}{\rho_0} \right]^d + C_{\text{sym}} \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} + U_{\text{Coul}},$$

где коэффициенты равны: $A_{\text{Sk}} = -356$ МэВ, $B_{\text{Sk}} = 303$ МэВ, $d = 7/6$ и $C_{\text{sym}} = 36$ МэВ, значение плотности насыщения ядерной материи $\rho_0 = 0.16$.

Энергия симметрии соответствует мягкому уравнению ядерной материи [25]. При оценке интеграла столкновений учитывается зависимость нуклон–нуклонного сечения $\sigma^{\text{in-med}}$ от энергии сталкивающихся частиц, значения $\sigma^{\text{in-med}}$ берутся с учетом имеющихся эмпирических данных [19, 20].

Для того, чтобы начать расчет, необходимо создать начальное распределение пробных частиц. Каждый фрагмент инициализируется путем стохастического распределения пробных частиц в потенциале Вудса–Саксона с учетом кулоновского поля и потенциала симметрии. Затем частицам присваиваются координаты с учетом заданного прицельного параметра и к стохастическому движению частиц добавляется коллективное, исходя из заданной энергии реакции. Следующий шаг состоит в расчете временной эволюции реакции, а именно изменения положения и импульсов пробных частиц

под действием среднего поля, создаваемого частицами, которое прослеживается до некоторого момента времени, называемого точкой «вымерзания»: $t = t_{freeze-out}$. В наших вычислениях оно определяется как момент времени, когда фрагменты (образованные из пробных частиц) удаляются друг от друга на расстояние, достаточное для того, чтобы ядерные силы стали пренебрежимо малы. Для идентификации фрагментов используется критерий коалесценции, границы фрагмента определяются из условия значения плотности на границе фрагмента, равной $\rho \geq 0.1\rho_0$. В наших расчетах мы интересуемся фрагментами, летящими в направлении пучка. В случае прямой реакции (ядра мишени тяжелее ядер пучка, например, мишень ^{181}Ta) только фрагменты, образовавшиеся в периферических столкновениях, дают вклад в сечения, измеряемые под малыми углами. В случае реакции с обратной геометрией (например легкая мишень ^9Be) в выходы под малыми углами дают вклад продукты различных механизмов реакций: от слияния при малых прицельных параметрах до глубоконеупругих передач и реакций срыва–подхвата в более периферических столкновениях. Поэтому при расчетах выходов фрагментов в реакции с Be мишенью мы учитываем все прицельные параметры. Для каждого прицельного параметра вычисления в рамках транспортного подхода повторяются 50 раз. Чем больше пробных частиц на нуклон (в данной работе $N = 200$ пробных частиц на нуклон), тем меньше дисперсия характеристик расчета для данного прицельного параметра: массы, заряда, трех компонент импульса и координат, а также его внутренней энергии. Зная внутреннюю энергию фрагмента, можно определить его энергию возбуждения. Для уменьшения времени счета находятся средние значения массы, заряда, координат и импульсов, а также энергии возбуждения в момент «вымерзания» как функции прицельного параметра b_i . Так как средние величины характеристик расчета плавно зависят от величины прицельного параметра, с помощью интерполяционной процедуры находятся значения массы и других величин с меньшим шагом h_b разбиения по прицельному параметру, и все эти значения сводятся в одну таблицу. Для получившихся первичных фрагментов аналитически рассчитываются траектории кулоновского разлета. При описании в методе пробных частиц получившиеся фрагменты имеют нецелые значения масс и зарядов. Мы распределяем данный фрагмент между ядрами с ближайшими целыми A_f и Z_f с весами, линейно зависящими от удаленности фактического значения от целочисленного.

Первичные (горячие) фрагменты, образованные в ходе транспортных вычислений, имеют ненулевую энергию возбуждения и постепенно приходят в основное состояние путем испускания легких частиц. Именно вторичные, «остывшие» частицы, регистрируются в эксперименте. Поэтому для сравнения результатов наших расчетов с экспериментальными данными нам необходимо учесть девозбужде-

ние первичных фрагментов. Мы вычисляем энергию возбуждения фрагментов, полученных в результате транспортных вычислений, как разность внутренней кинетической энергии E_{int} фрагмента с массой A_f и зарядом Z_f и энергии основного состояния E_{ground} изотопа с теми же значениями A_f и Z_f . В наших предыдущих работах [21] было показано, что наши вычисления энергии основного состояния ядер хорошо согласуются с расчетами по формуле Вайцзеккера [27], но точности их воспроизведения недостаточно для того, чтобы мы могли использовать экспериментально полученные энергии основных состояний в расчетах. Поэтому для того, чтобы найти энергию основного состояния, мы инициализируем изотоп с массовым числом A_f и зарядом Z_f и скоростью, меньшей скорости пучка, и наблюдаем, как его состояние эволюционирует при свободном движении (с использованием тех же программ, что и для расчета столкновения ядер). Внутренняя энергия фрагмента в момент $t = t_{freeze-out}$ принимается за энергию основного состояния изотопа с заданными A_f и Z_f . Таким образом мы находим энергию возбуждения фрагмента E_{exc} . «Остывание» фрагмента не может быть учтено при вычислениях в транспортном подходе, так как этот метод является полуклассическим описанием ядерной материи, а испускание легких частиц и γ -квантов зависит от квантовой структуры ядра. Поэтому мы применяем статистическую модель для описания девозбуждения первичных фрагментов, а именно модель статистической мультифрагментации (SMM) [28]. При расчетах по программе SMM мы учитываем все возможные каналы охлаждения фрагмента, а именно испарение, Ферми–развал и мультифрагментацию. Для работы программы необходимо задать массу, заряды, координаты, импульсы и энергии возбуждения фрагментов, эти данные берутся из транспортных расчетов. Для того, чтобы набрать достаточную статистику вычислений для каждого значения прицельного параметра b_{imp} , мы делаем $4000\pi b_{imp} h_b$ расчетов по программе SMM. Таким образом мы получаем изотопные и скоростные распределения вторичных фрагментов, которые мы сравниваем с экспериментальными данными. В данной работе представлены результаты расчетов изотопных и скоростных распределений фрагментов реакции $^{40}\text{Ar} + ^9\text{Be}$ при 36.5 МэВ на нуклон, летящих под передними углами, в комбинированном транспортно–статистическом подходе и сравнение этих расчетов с экспериментальными данными, полученными на установке КОМБАС в ФЛЯР.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 показана эволюция во времени плотности распределения пробных частиц при описании столкновения ядер ^{40}Ar и ^9Be при энергии 36.5 МэВ на нуклон для прицельного параметра $b_{imp} = 2$ фм в системе центра масс. В правом верхнем углу обо-

значено время в единицах фм/с: в верхнем ряду мы видим фазу сближения (левый рисунок) и соприкосновение с перекрытием двух плотностей (правый рисунок); в нижнем ряду показана эволюция составной системы (левый рисунок) и состояние системы в момент «вымерзания» (правый рисунок). Изучая рис. 1, можно заметить, что описание столкновения ядер в транспортном подходе носит черты глубоко неупругих передач. Мы видим, что происходит частичное слияние ядер, образовавшаяся система движется вперед и, так как прицельный параметр не равен нулю, вращается в пространстве. В конечный момент времени она распадается на фрагменты, наибольший из которых близок по массе к налетающему иону, и движется в направлении близком к направлению пучка.

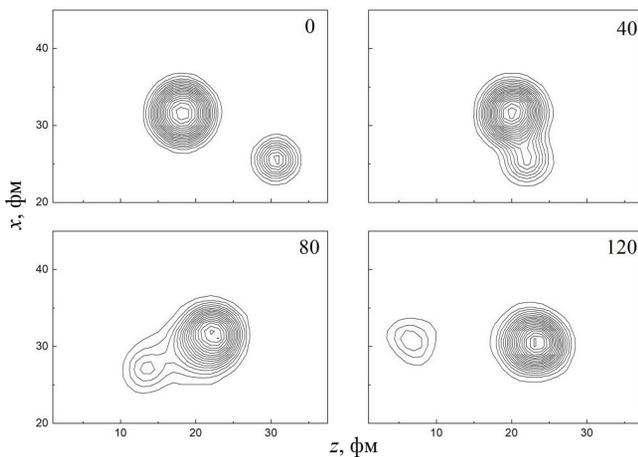


Рис. 1. Эволюция во времени в системе центра масс плотности распределения пробных частиц в реакции столкновения ядра налетающего пучка ^{40}Ag с ядром мишени ^9Be при энергии 36.5 МэВ на нуклон для прицельного параметра $b_{imp} = 2$ фм

Как было отмечено ранее, образовавшиеся фрагменты обладают значительной энергией возбуждения E_{exc} , ее зависимость от прицельного параметра показана на рис. 2. Полученные в транспортных расчетах значения массы ядра A_f , заряда Z_f и энергии возбуждения E_{exc} передаются в программу статистической мультифрагментации SMM [28]. Результаты расчетов изотопных распределений для реакции $^{40}\text{Ag} + ^9\text{Be}$ при энергии налетающего пучка 36.5 МэВ на нуклон в комбинированном BNV+SMM подходе (кривые) и сравнение с экспериментальными данными, полученными на установке КОМБАС [23] (звездочки) для ядер от Ne до Ag, представлены на рис. 3. Названия элементов указаны в правом верхнем углу панелей. Нормировка расчетных и экспериментальных распределений проведена по выходам изотопа ^{35}Cl . Распределения показаны в зависимости от величины нейтронного избытка $N_f - Z_f$, где N_f — это количество нейтронов в ядре. Как мы видим, для реакции с легкой мишенью ^9Be энергия возбуждения, рассчитанная в самосогласованном транспортном подходе, не дает удовлетворительного описания изо-

топных распределений (пунктирная кривая). Если мы незначительно увеличим энергию возбуждения, $E_{excNew} = 1.25E_{exc}$, мы получим лучшее согласие с экспериментальными данными (сплошная кривая). Из рис. 3 видно, что рассчитанные изотопные распределения сдвинуты в сторону меньших значений $N_f - Z_f$. Причина этого состоит в том, что при решении уравнения переноса методом пробных частиц мы не ограничиваем передвижение частиц в пространстве, они движутся под действием среднего поля и воздействия интеграла столкновений. Это приводит к испарению частиц, а значит к уменьшению массы фрагмента. Штриховой кривой показаны изотопные распределения частиц, рассчитанные при энергии $E_{excNew} = 1.25E_{exc}$, сдвинутые на одну единицу по оси $N_f - Z_f$. Видно, что они достаточно хорошо описывают экспериментальные данные. Из сравнения расчетных и экспериментальных распределений можно заметить, что в эксперименте наблюдаются ядра с большим нейтронным избытком, чем в модельных расчетах. Это является указанием на присутствие прямой моды в реакциях при энергиях Ферми. Прямые реакции являются проявлением квантовых эффектов в периферических столкновениях, поэтому они не могут быть описаны в полуклассическом транспортном подходе.

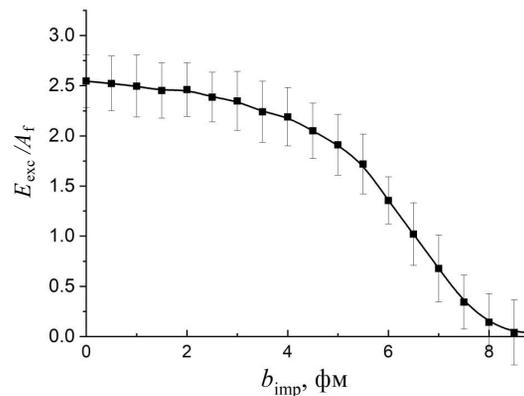


Рис. 2. Зависимость энергии возбуждения на нуклон E_{exc}/A_f от прицельного параметра b_{imp}

Скоростные распределения фрагментов, летящих под углами, близкими к направлению пучка, содержат информацию о механизме реакции. Преимущество изучения распределений по скоростям, а не по энергиям или импульсам, состоит в том, что по изменению значения скорости фрагмента по сравнению со скоростью пучка можно судить о степени диссипации энергии. В работах [21, 29] было показано, что скоростные распределения фрагментов при низких энергиях указывают на конкуренцию прямых (со скоростями близкими к скорости пучка) и диссипативных процессов, приводящих к уменьшению скорости.

На рис. 4 показано сравнение распределений ско-

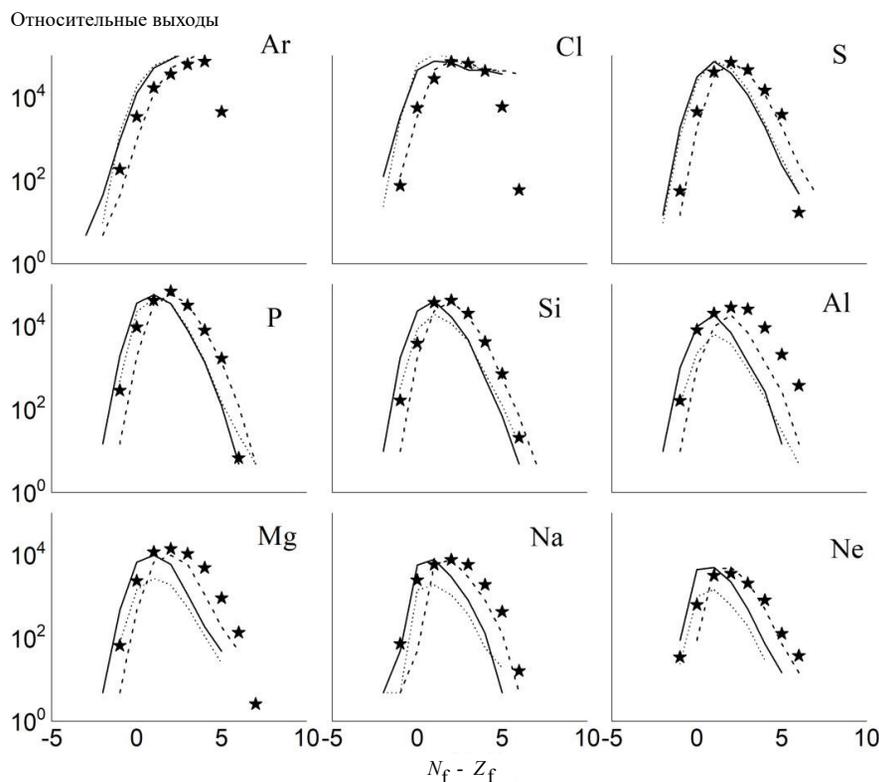


Рис. 3. Изотопные распределения фрагментов, образованных в реакции $^{40}\text{Ar} + ^9\text{Be}$ при энергии налетающего иона 36.5 МэВ на нуклон в комбинированном BNV+SMM подходе (кривые) и сравнение с экспериментальными данными (звездочки) для ядер от Ne до Ar. См. описание в тексте

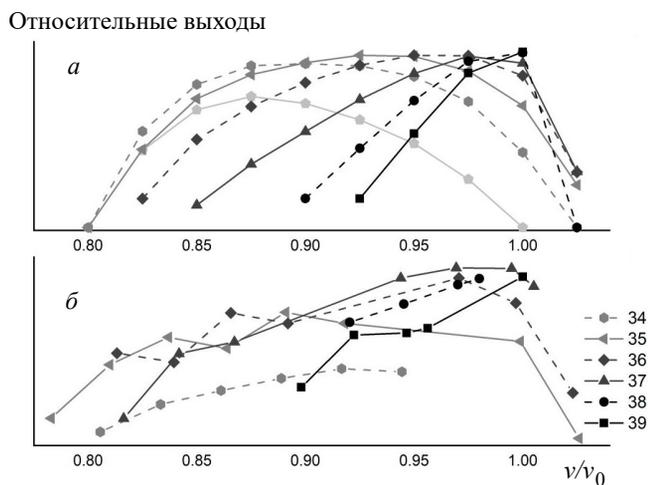


Рис. 4. Сравнение нормированных скоростных распределений v/v_0 изотопов хлора Cl в реакции $^{40}\text{Ar} + ^9\text{Be}$ при энергии 36.5 МэВ на нуклон, рассчитанных в транспортно-статистическом подходе (верхняя часть рисунка, а) и измеренных в эксперименте (нижняя часть, б)

ростей нормированных на скорость ионов налетающего пучка v/v_0 изотопов хлора Cl в реакции $^{40}\text{Ar} + ^9\text{Be}$ при энергии 36.5 МэВ на нуклон, рассчитанных в транспортно-статистическом подходе

(верхняя часть рисунка, а) и измеренных в эксперименте (нижняя часть, б). Максимумы экспериментальных распределений сдвинуты в сторону больших скоростей по сравнению с рассчитанными в транспортно-статистическом подходе. Это является указанием на присутствие прямых процессов в данном типа реакций, не описываемых в транспортной теории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено исследование характеристик фрагментов ядер пучка при столкновении с ядрами мишени при энергиях в районе энергии Ферми. Для описания процесса реакции мы использовали комплексный транспортно-статистический подход, состоящий из нескольких шагов: стохастическая инициализация начальных координат пробных частиц в фазовом пространстве, эволюция системы под действием самосогласованного потенциала до точки «вымерзания» с использованием уравнения Больцмана–Власова, идентификация образовавшихся первичных фрагментов, вычисление их характеристик: массы, заряда, координат, импульсов и внутренней энергии. Энергия возбуждения образовавшихся фрагментов вычисляется как раз-

ность их внутренней энергии и энергии основного состояния фрагмента с теми же A_f и Z_f при свободном движении до момента времени $t_{freeze-out}$. Последним шагом является расчет девозбуждения в статистической модели, позволяющий получить характеристики «холодных» фрагментов, для сравнения с экспериментальными данными. В отличие от эмпирических моделей в транспортном подходе мы не пользуемся подгоночными параметрами. Однако при выполнении статистических вычислений для расчета девозбуждения нагретого первичного фрагмента мы вводим фиксированный множитель в формулу расчета энергии возбуждения для лучшего описания изотопных распределений.

Наши расчеты показывают, что фрагменты, получаемые в результате транспортных вычислений, обладают существенной энергией возбуждения и поэтому введение статистической части в вычисления абсолютно необходимо. Используя описанный метод, мы исследовали реакцию столкновения пучка ^{40}Ar с энергией 36.5 МэВ на нуклон с мишенью ^9Be и сравнили полученные результаты с экспериментальными данными, полученными на установке КОМБАС в ФЛЯР, ОИЯИ.

Мы показали, что с небольшой корректировкой энергии возбуждения наш подход хорошо воспроизводит изотопные распределения элементов в диапазоне от Ne до Ar. Для получения более полной информации о механизме реакции мы изучили так же скоростные распределения. Мы видим, что транспортный подход описывает диссипативный процесс, при котором потеря нуклонов налетающим ядром приводит к потере энергии. Вследствие этого

максимумы скоростных распределений сдвигаются в сторону меньших скоростей при уменьшении массы изотопа. Максимумы же скоростных распределений, полученные из экспериментальных данных, находятся ближе к скорости налетающего пучка, что говорит о вкладе прямой компоненты в механизм реакции.

Для лучшего описания реакций фрагментации в транспортном подходе желательно улучшить описание инициализации начального состояния ядер, с тем чтобы начальное состояние пробных частиц находилось с тем же потенциалом, что и последующая эволюция плотности распределения частиц во времени. Желательно провести более подробное сравнение скоростных распределений с экспериментальными данными как для тяжелых, так и для легких фрагментов. Это позволит сделать выводы о механизме реакции фрагментации ядер при энергиях Ферми и определить соотношение вкладов прямых и диссипативных процессов в сечение реакций фрагментации ядер при этих энергиях, что сделает возможным более точное прогнозирование сечений образования экзотических ядер и их энергий в подобных реакциях.

Авторы благодарят А.С. Ботвину за предоставление программы SMM. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и МОКНСМ в рамках научного проекта № 20-51-44001. Авторы благодарят профессора И.В. Пузынина за полезные советы и плодотворные дискуссии, профессоров М. ДиТоро и Х.Х. Вольтера за помощь в разработке модели и многолетнее сотрудничество.

- [1] Volkov V. // *Phys. Rep.* 1978. **44**. 9.
- [2] Волков В.В. Ядерные реакции глубокоэластичных передач. М.: Энергоиздат, 1982.
- [3] Greiner D.E., Lindstrom P.J., Heckman H.H., Bruce Cork. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1975. **35**. 152.
- [4] Goldhaber A.S. // *Phys. Lett. B.* 1974. **53**. 306.
- [5] Gelbke C.K., Scott D.K., Bini M., Hendrie D.L. et al. // *Phys. Lett. B.* 1977. **70**. 415.
- [6] Lahmer W., von Oertzen W., Miczajka A., Bohlen H.G. et al. // *Z. Phys. A.* 1990. **337**. 425.
- [7] Artukh A.G., Gridnev G.F., Gruszecki M., Koscielniak F. et al. // *Phys. Atom. Nuclei.* 2002. **65**. 393.
- [8] Zhang X.H., Sun Z.Y., Chen R.F., Chen Z.Q. et al. // *Phys. Rev. C.* 2012. **85**. 024621.
- [9] Notani M., Sakurai H., Aoi N., Iwasaki H. et al. // *Phys. Rev. C.* 2007. **76**. 044605.
- [10] Mocko M., Tsang M.B., Andronenko L., Andronenko M. et al. // *Phys. Rev. C.* 2006. **74**. 054612.
- [11] Erdemchimeg B., Artukh A.G., Klygin S.A., Kononenko G.A. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. **85**. 1457.
- [12] Summerer K., Blank B. // *Phys. Rev. C.* 2000. **61**. 034607.
- [13] Mei B. // *Phys. Rev. C.* 2017. **95**. 034608.
- [14] Bowman J.D., Swiatecki W.J., Tsang C.F. // LBL Report. 1973. LBL-2908.
- [15] Ma C.W., Wei H.L., Wang J.Y., Liu G.J. et al. // *Phys. Rev. C.* 2009. **79**. 034606.
- [16] Lacroix D., Lauwe A.V., Durand D. // *Phys. Rev. C.* 2004. **69**. 054604.
- [17] Veselsky M., Ibbotson R.W., Laforest R., Ramakrishnan E. et al. // *Phys. Rev. C.* 2000. **62**. 041605(R).
- [18] Chun-Wang Ma., Hui-Ling Wei., Xing-Quan Liu., Jun Su. et al. // *Prog. In. Part. & Nucl. Phys.* 2021. **121**.103911.
- [19] Bertsch G.F., Das Gupta S. // *Phys. Re* 1988. **160**. 189.
- [20] Mikhailova T.I., Erdemchimeg B., Artukh A.G., Di Toro M. et al. // *EPJ Web of Conferences.* 2017. **173**. 04010.
- [21] Mikhailova T.I., Erdemchimeg B., Artukh A.G., Di Toro M. et al. // *Acta. Phys. Polon B.* 2019. **12**, N.3. 619.
- [22] Mikhailova T.I., Erdemchimeg B., Artukh A.G., Di Toro M. et al. // *Phys. Atom. Nuclei.* 2016. **79**, N 4. 604.
- [23] Artukh A.G., Klygin S.A., Kononenko G.A., Kyslukha D.A. et al. // *Phys. Atom. Nuclei.* 2016. **47**. 49.
- [24] Buss O., Gaitanos T., Gallmeister K., Van Hees H. et al. // *Phys. Re* 2012. **512**, N. 1-2. 1.
- [25] DiToro M., Baran V., Colonna M., Greco V. // *Phys.*

- Re 2005. **410**. 335.
- [26] *Lenk R.J., Pandharipande V.R.* // *Phys. Rev.* **1989**. **39**. 2242.
- [27] *Бор О., Моттelson Б.* Структура атомного ядра. т.1. М.: Мир, 1971. (*Bohr A., Mottelson B. R.* // *Nuclear Structure. v.1. Copenhagen. Denmark: Nordita. 1998*).
- [28] *Bondorf J.P., Botvina A.S., Iljinov A.S., Mishustin I.N.* et al. // *Phys. Re 1995*. **257**. 134.
- [29] *Mikhailova T.I., Erdemchimeg B., Artyukh A.G., Colonna M.* et al. // *Int. Jour. Mod. Phys.E.* **2010**. **19**, N 4. 678.

Velocity Distributions of Forward Moving Fragments in Heavy-Ion Collisions at Fermi Energies

T.I. Mikhailova^{1,a}, B. Erdemchimeg^{1,2}, Yu.M. Sereda¹

¹*Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 141980, Russia*

²*National University of Mongolia. NRC, Ulaanbaatar, Mongolia*

E-mail: tmikh@jinr.ru

Heavy-ion-induced projectile fragmentation reactions at Fermi energies are of interest to investigate the properties of nuclei far from the valley of stability, nuclear potentials, to get new knowledge about nuclear equation of state. Isotopes far from stability line can be useful for various applications. It is therefore of interest to predict relative yields of isotopes and their energies with high precision. Here we treat such reactions in a microscopic approach, which consists of several steps: initialization of ground states of the colliding nuclei, dynamical evolution until the freeze-out point where the primary fragments can be identified, calculation of the excitation energy of the primary fragments, and their de-excitation. For the dynamical evolution we use a Boltzmann–Vlasov type transport equation, and for the de-excitation a statistical multi-fragmentation description. We apply this approach to collisions of projectile nuclei ^{40}Ar on target ^9Be at energy 36.5 A MeV, obtain isotope distributions and velocity spectra of the produced isotopes and compare the results of our calculations to experimental data obtained at COMBAS set-up in JINR.

PACS: 24.10.-i; 25.70.-z.

Keywords: fragmentation reaction, kinetic equation, Fermi energy, statistical multi-fragmentation.

Received 21 October 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* **2023**. **78**, No. 1. Pp. 31–38.

Сведения об авторах

1. Михайлова Татьяна Игоревна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (496) 21-645-98, e-mail: tmikh@jinr.ru.
2. Батчулуун Эрдэмчимэг — магистр физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; тел.: (496) 216-41-85, e-mail: erdem@jinr.ru.
3. Серeda Юрий Михайлович — магистр физ.-мат. наук, нач. группы, ст. науч. сотрудник; тел.: (496) 216-41-85, e-mail: sereda@jinr.ru.