Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 7, с. 411 – 417

Исследование возможностей моделирования процессов несимметричного взрыва и разлета сверхновых звезд в условиях лазерного эксперимента

Н. В. Змитренко[+], *П. А. Кучугов*[+], *В. Б. Розанов*[*], *Р. В. Степанов*[*], *Р. А. Яхин*[*1)]

[+]*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, 125047 Москва, Россия*

[*]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 ноября 2017 г.

После переработки 12 февраля 2018 г.

Работа посвящена моделированию процессов взрыва и разлета лазерных мишеней, которые в условиях эксперимента позволили бы лучше понять причину наблюдаемого несимметричного распределения веществ в облаке остатков некоторых сверхновых звезд (например, сверхновой Кассиопея А). На основе анализа критериев гидродинамического подобия условий, характерных для астрофизического объекта и эксперимента, предложены мишени для значений поглощенной лазерной энергии в диапазоне 1–100 кДж. Статья является продолжением серии ранее опубликованных работ по исследованию сверхновых звезд и возможности моделирования ряда процессов, наблюдаемых при взрыве сверхновых звезд, таких как движение ударной волны по веществу, развитие гидродинамических неустойчивостей на границах разноплотных оболочек, крупномасштабное перемешивание слоев центральной области звезды с элементами, изначально расположенными на периферии облака остатков, в лабораторных условиях с помощью мощных лазеров. Исследования проведены на основе численного моделирования взрыва и разлета мишеней по одномерным и двумерным гидродинамическим программам.

DOI: 10.7868/S0370274X18070019

1. Введение. Наблюдения сверхновой звезды Кассиопеи А, проведенные обсерваториями Chandra [1, 2] и NuSTAR [3], выявили факт наличия существенной несимметрии в облаке остатков. Элементы (Fe, Ti), в момент взрыва предположительно расположенные в центральной области звезды, в процессе разлета оказываются выброшенными к границе облака остатков. Одним из возможных объяснений подобного результата могло бы стать наличие несимметрии в звезде в момент коллапса, в результате которой образовались области (сектора) с существенно различными начальными скоростями. В ранее опубликованных работах [4, 5] были представлены такие возможные условия на момент начала разлета остатков сверхновой Кассиопеи А, которые приводят к наблюдаемому космическими обсерваториями результату. В условиях очень ограниченного объема информации о наблюдаемом объекте представляется крайне важным и интересным попытаться воспроизвести начальную картину взрыва и характер движения по существенно более поздним данным о распределении вещества в облаках остатков сверхновых звезд.

В связи с тем, что газовая динамика допускает соотношения подобия в широком диапазоне пространственных, временны́х и энергетических шкал, есть возможность в лабораторном эксперименте, на много порядков величин отличающемся от астрофизического явления, наблюдать и моделировать астрофизические процессы. Преимущества лазерных масштабированных экспериментов с мишенями заключаются в относительной легкости транспортировки лазерного излучения к мишени и его фокусировки, возможности получать высокие плотности мощности, требуемые для достижения начальных параметров ударной волны разлета.

2. Моделирование процессов взрыва и разлета сверхновой звезды. В работах [4, 5] были проведены численные расчеты, моделирующие динамику процессов разлета остатков сверхновой звезды Кассиопеи А в течение нескольких сотен секунд после момента взрыва, в том числе, с учетом возможной начальной несимметрии и предложена модель взрыва и разлета остатков, которая иллюстрирует сильные неоднородности распределения вещества вплоть до того, что вещество Fe, Si, S из центра звезды оказывается выброшенным на периферию облака остатков – “звезда выворачивается наизнанку”, что

[1)]e-mail: yakhin.rafael@gmail.com

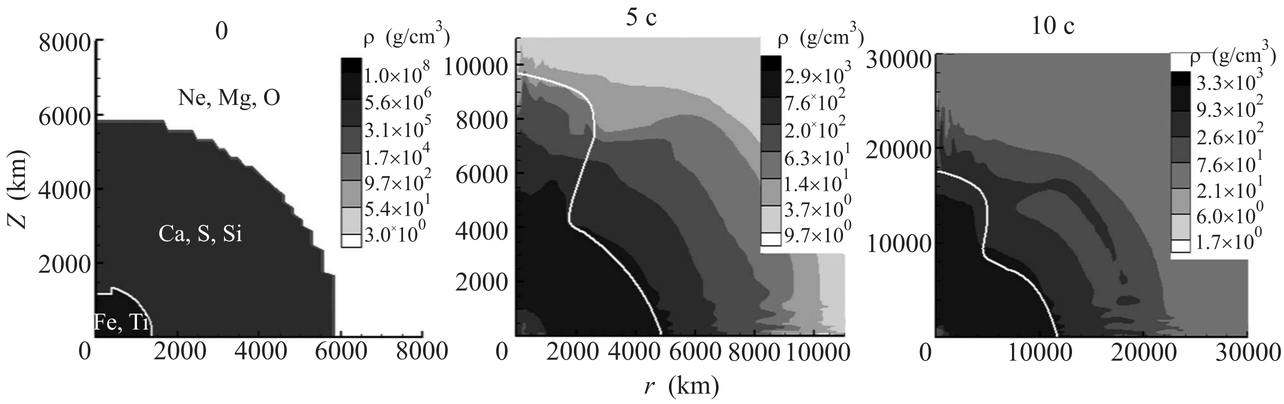

Рис. 1. 2D-изображение несимметричного разлета сверхновой звезды: представлены моменты времени 0, 5, 10 с после взрыва соответственно (эволюция поля плотности). Сплошной линией выделена внешняя граница вещества (Fe, Ti) центральной области при концентрации 0.95: $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг, $M = 5.85 M_s$, $\Delta R = 200$ км

соответствует наблюдениям. Там же были рассмотрены критерии гидродинамического подобия, которые позволяют в условиях эксперимента моделировать условия, наблюдаемые при взрыве и разлете сверхновой звезды.

Распределение скорости движения (разлета) по веществу звезды при симметричном разлете должно быть близким к распределению в модели сильного взрыва [6]. В работе [7] было представлено распределение плотности вещества в остатках сверхновой, близкого по своим параметрам к сверхновой Кассиопеи А, в различные моменты времени после центрального взрыва (энергия взрыва $E \approx 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг). Результаты 2D-моделирования, представленные в [7], хорошо согласуются с теоретической моделью сильного взрыва.

Возможное неоднородное распределение вещества сверхновой перед взрывом формирует условия для развития гидродинамических неустойчивостей, создает дополнительные потоки, увеличивая доли более быстрых и более медленных течений. Вследствие начальной несимметрии плотного ядра часть вещества из центра летит гораздо быстрее окружающих слоев (баллистический эффект совместно с неустойчивостью Рэлея–Тэйлора). Кроме того, дополнительный вклад вносит начальная мелкомасштабная (высокие гармоники) неоднородность периферийных слоев, на которую “наталкивается” ускоренное плотное вещество. В работе [4] были предложены распределения вещества в сверхновой Кассиопеи А перед взрывом, которые могли бы привести к наблюдаемой несимметрии, когда элементы, расположенные предположительно в центральной области звезды, оказываются на периферии облака остатков. На рис. 1 приведены результаты 2D численного осесимметричного (Z – ось вращения) расчета разлета сверхновой звезды при несимметричных начальных условиях, задаваемых в виде возмущения на контактной границе тяжелого ядра (элементы “железного пика”) и следующего за ним слоя, содержащего Ca, S и Si. Угловой размер возмущенной области составлял 20°, энергия взрыва $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг, амплитуда возмущения на границе составила 200 км [5].

Далее на рис. 2 изображены гистограммы распределения по скоростям элементов центральной области (Fe, Ti), изначально предположительно расположенных в центральной части звезды, на момент 10 с после взрыва для двух вариантов взрыва – симметричного и несимметричного. Напомним, что в случае несимметричной геометрии задавались возмущения на контактной границе Fe, Ti – Ca, S, Si, амплитуда возмущения на границе составила 200 км, угловой размер возмущенной области 20° [5].

Из рис. 2 видно, что в случае несимметричного взрыва и разлета остатков сверхновой звезды распределение вещества по скоростям в ее остатках оказывается отличным от варианта симметричного взрыва: несмотря на то, что бо́льшая часть вещества движется примерно с той же скоростью, что и в варианте симметричного взрыва, существует доля вещества, которая движется существенно быстрее (определяется размером и геометрией несимметрии в момент взрыва). По данным наблюдений [1] масса Fe на периферии облака остатков, изначально расположенного в центральной части звезды, составляет несколько десятых долей от массы Солнца. В расчетах удалось воспроизвести как размер области остатков, так и распределение масс различных элементов в нем. Скорости разлета веществ, полученные в численных расчетах, лежат в диапазоне от 1 до

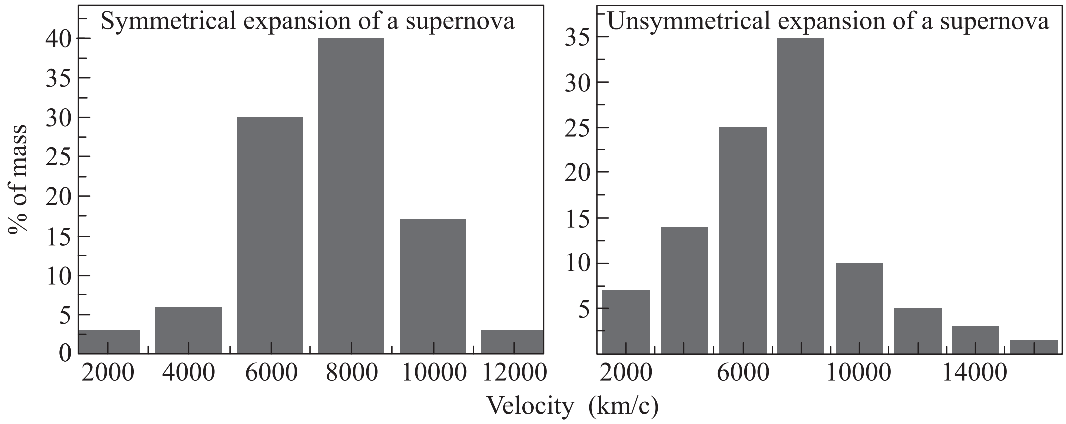

Рис. 2. Распределения по скоростям элементов центральной области (Fe, Ti) на момент 10 с после взрыва для двух вариантов взрыва: симметричного и несимметричного

20 тыс. км/с, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными в наблюдениях (средняя скорость разлета облака остатков составляет около 5000 км/с [1]).

3. Определение параметров мишеней для условий эксперимента с поглощенной лазерной энергией 1–100 кДж. Для условий эксперимента на лазерных установках с различной энергетикой подбирались варианты мишеней. В данной работе представлена одна из них – оболочечная сферическая мишень для эксперимента с поглощенной лазерной энергией 10 кДж. Лазерная мишень для имитации взрыва и разлета сверхновой выбиралась из соображений $R \sim E^{1/3}$ (R – радиус мишени, E – лазерная энергия). Кроме того, для мишени должны выполняться условия подобия сверхновой звезде, определяемые рядом безразмерных параметров. Кратко остановимся на основных из них.

Во-первых, это число Струхала $\mathrm{S} = \frac{Ut}{L}$, где U – скорость вещества, t – время изменения параметров, L – размер системы, которая устанавливает связь времени эволюции системы с ее размерами. В сверхновой звезде обратная величина числа Струхала на момент времени $t = 10\,\text{с}$ $\left.\frac{L}{t\sqrt{p/\rho}}\right|_{SN} \sim \frac{10^{10}\,[\text{см}]}{10c\sqrt{10^6\,[\text{Мбар}]/100\,[\text{г/см}^3]}} \sim 10^3$ и остается близкой к этому значению на протяжение последующего разлета. Для лазерной мишени при поглощенной энергии 10 кДж на момент времени $t = 200\,\text{нс}$ $\left.\frac{L}{t\sqrt{p/\rho}}\right|_{\text{exp}} \sim \frac{1\,[\text{см}]}{2\cdot 10^{-7}c\sqrt{10^{-2}\,[\text{Мбар}]/10^{-2}\,[\text{г/см}^3]}} \sim 10^3$ и также сохраняется в последующем.

Во-вторых, это число Рейнольдса $\mathrm{Re} = \frac{Ul}{\nu}$, где U – скорость, l – пространственный масштаб, ν – кинематическая вязкость. Большие числа Рейнольдса ($\mathrm{Re} > 10^4{-}10^6$) обеспечивают корректность описания течения с помощью уравнений гидродинамики идеальной жидкости и устанавливают границу, когда течение имеет турбулентный характер. Для сверхновой звезды $\mathrm{Re} = 10^{10}{-}10^{13}$. Для случая лазерной мишени числа Рейнольдса достигают значений $10^6{-}10^9$. Эти значения меньше, чем в случае сверхновой, однако абсолютно они велики и также приводят к турбулентному течению, которое можно исследовать с помощью гидродинамики идеальной жидкости.

В-третьих, число Фруда $\mathrm{Fr} = \frac{U_i^2}{gl}$. Оно характеризует отношение силы инерции к силе гравитации, демонстрирует роль гравитации, которая явно присутствует в астрофизических объектах и равна нулю для экспериментов с лазерными мишенями. Гравитация быстро спадает с увеличением радиуса и даже для внутренних областей сверхновой является малой величиной по сравнению с силами инерции.

Также мы сравнили числа Маха для плотных элементов звезды (Fe) и мишени (Ti), они находятся в диапазоне от 1 до 20 в зависимости от времени разлета и характера взрыва. Кроме того, был рассмотрен критерий, связанный с неустойчивостью Рэлея–Тэйлора, он определяет длину волны возмущения (20°), которая развивается за счет гидродинамических процессов до размеров, допускающих сравнение с наблюдаемой картиной (около 20 % от размера облака остатков). На текущий момент для сверхновой звезды слишком мало данных наблюдений. Те, что имеются, говорят нам лишь о существовании узконаправленных выделенных джетов того или иного вещества в крупном облаке остатков с поперечным размером несколько угловых секунд. Сложно говорить о конкретной длине волны и ее размере. Можно лишь предположить возможность возникновения

Таблица 1. Распределение вещества сверхновой (SN) звезды Кассиопея А и параметры мишени для лазерного эксперимента

SN	Радиус (км)	1376	6041	708000	$1.6 \cdot 10^7$
	Масса, M_s – масса Солнца	1.32	1.5	4.2	10
	Масса слоя, M_s	1.32	0.18	2.7	5.8
	Вещество	Fe	Si	He	H
	Плотность (г/см^3)	$2.4 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^5$	3.9	$7 \cdot 10^{-4}$
	Отношение массы слоя к массе слоя (Fe+Si)	0.88	1	2.8	6.7
ЛАЗЕРНАЯ МИШЕНЬ	Радиус (мкм)	300	600	1000	2500
	Масса внутри радиуса (г)	$9.2 \cdot 10^{-6}$	$6.7 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$6.67 \cdot 10^{-3}$
	Масса слоя (г)	$9.2 \cdot 10^{-6}$	$6.7 \cdot 10^{-4}$	$1.23 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$
	Вещество	Пена CH	Ti	Пена CH	Пена CH
	Плотность (г/см^3)	0.1	4.5	0.5	0.05
	Отношение массы слоя к массе слоя Ti	0.013	1	2.8	10

такой струи вследствие мелкомасштабной начальной несимметрии периферийных слоев. Тем не менее, исследование в эксперименте процесса, когда сравнительно крупная область плотного вещества налетает на более легкие внешние слои другого вещества, в котором присутствуют коротковолновые возмущения, представляет отдельный интерес.

В табл. 1 представлено распределение вещества сверхновой звезды Кассиопея А на момент коллапса (будем предполагать, что энергия взрыва порядка $1.7 \cdot 10^{51}$ эрг), а также параметры мишени для условий лазерного эксперимента с энергией порядка 10 кДж.

Итак, повторим, что мишень устроена следующим образом: от 0 мкм до 300 мкм – пена CH с плотностью 0.1 г/см^3. Она необходима только для поглощения (максимально однородного) лазерного излучения. Ее масса на два порядка меньше массы Ti. В расчете предполагалось, что энергия вкладывается в пену однородно, от 300 до 600 мкм – Ti с плотностью 4.5 г/см^3, от 600 мкм до 1000 мкм – более плотная пена CH с плотностью 0.5 г/см^3, от 1000 до 2500 мкм – малоплотная пена CH с плотностью 0.05 г/см^3. Следует оговориться, что при выборе мишени мы на данный момент не рассматривали конкретную реализацию лазерной установки, а только выбрали значение поглощенной энергии. В реальном эксперименте необходимо будет учитывать множество дополнительных факторов, связанных с геометрией облучения, типом лазера, качеством изготовления мишени.

Отметим, что ранее [4] для сверхновой звезды были проведены расчеты с двумя различными распределениями вещества внутри слоев: кусочно-постоянной и в виде зависимости плотности от радиуса ($\rho = 10^{28.8}/r^{2.7}$ г/см^3, где r – в см, $10^{9.1} < r < 10^{12.2}$). Результаты моделирования оказались близкими. Поэтому в расчетах с лазерной мишенью рассматривался вариант только с постоянной плотностью внутри каждого из слоев.

4. Моделирование процессов взрыва и разлета лазерной мишени. Далее была проведена серия 1D и 2D расчетов разлета оболочечных лазерных мишеней с различной величиной поглощенной энергии в диапазоне от 1 до 100 кДж (данный диапазон лазерных энергий был выбран в соответствии с параметрами современных проектируемых и действующих лазерных установок). На рис. 3 представлены результаты расчета, демонстрирующего распределение по пространству плотности для трех моментов времени (0, 100 и 200 нс) для варианта центрального симметричного поглощения лазерной энергии 10 кДж во внутреннем слое – пене CH плотностью 0.1 г/см^3 (параметры мишени приведены в табл. 1). Сплошной линией выделена концентрация титана Ti при значении 0.95.

Из рис. 3 видно, что границы веществ движутся с замедлением, вследствие чего создаются условия, когда более плотное вещество тормозится более легким. Возникают классические условия для развития неустойчивости Рэлея–Тейлора, которая может привести к существенной несимметрии разлета. Наблюдаемые на рис. 3 возмущения границы CH–Ti связаны с численными эффектами (конечным размером ячеек), увеличение числа счетных ячеек приводит к снижению ширины области перемешивания. В эксперименте подобных эффектов не будет.

На рис. 4 в качестве примера представлены результаты 2D расчета разлета мишени при несимметричных начальных условиях, заданных в виде возмущения $\Delta R = 100$ мкм внешней границы титана ($R =$

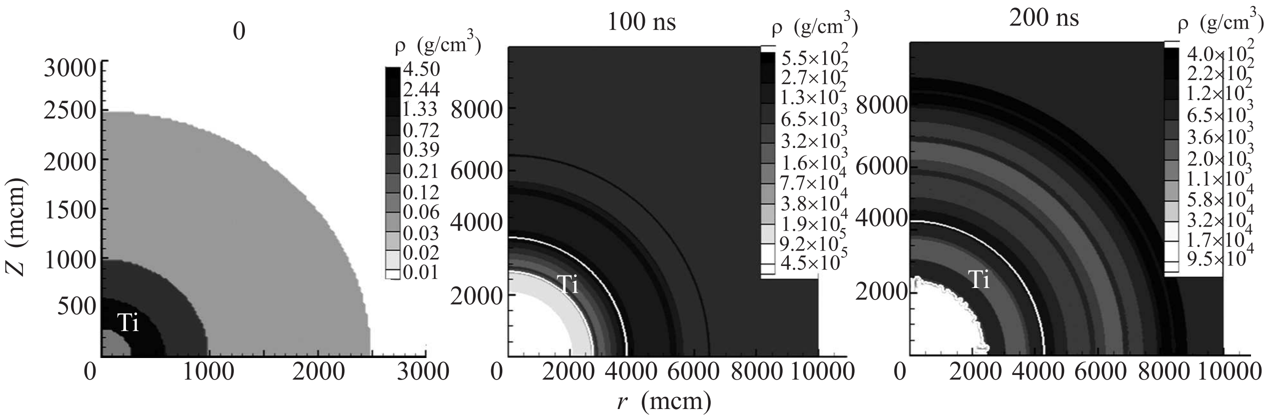

Рис. 3. 2D-изображение симметричного разлета лазерной мишени; представлены моменты времени 0, 100, 200 нс соответственно: эволюция поля плотности. Сплошной линией выделены границы титана Ti при концентрации 0.95, поглощенная энергия составила 10 кДж

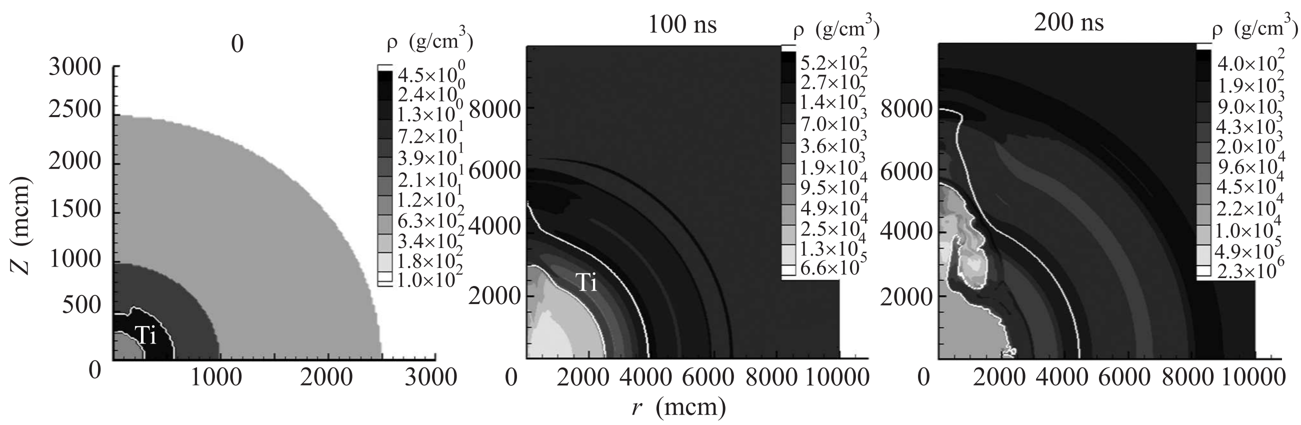

Рис. 4. 2D-изображение несимметричного разлета лазерной мишени; представлены моменты времени 0, 100, 200 нс соответственно: эволюция поля плотности. Сплошной линией выделена граница титана Ti при концентрации 0.95, поглощенная лазерная энергия составила 10 кДж

= 600 мкм), угловой размер возмущенной области составил 20°. Поглощенная лазерная энергия – 10 кДж. Приведены картины распределения поля плотности в моменты времени 0, 100, 200 нс соответственно. Сопоставление значений числа Струхала, устанавливающего связь времени эволюции системы с ее размерами, свидетельствует о том, что разлет лазерной мишени в течение первых 100 нс после взрыва соответствует времени разлета астрофизического объекта порядка 1000 с.

Из рис. 4 следует, что вследствие начальной несимметрии слой Ti, расположенный на полюсах мишени, движется значительно быстрее, чем остальные слои. Возникает ситуация, когда слои вещества центральной области в процессе разлета оказываются более удаленными от центра симметрии, чем внешние оболочки мишени перед взрывом. Кроме того, в эксперименте необходимо будет учитывать влияние пены CH (в нее изначально вкладывалась энергия) на процесс разлета Ti и других внешних слоев. Она также движется несимметрично и оказывает (особенно в начале процесса) влияние на разлет Ti. На поздней стадии вследствие малости массы (на 2 порядка ниже, чем масса Ti) можно предположить, что ее влияние будет несущественно. Увеличение вложенной энергии и соответственно размера слоя Ti приводят к снижению эффекта влияния вложения энергии в вещество, отличное от Ti.

На рис. 5 на момент $t = 100$ нс представлена картина распределения массы титана Ti в зависимости от его скорости для двух вариантов взрыва: (a) симметричного и (b) несимметричного. В случае несимметричного характера взрыва возникают области Ti, движущиеся со скоростями, большими по сравнению с наблюдаемыми в симметричном варианте. Часть

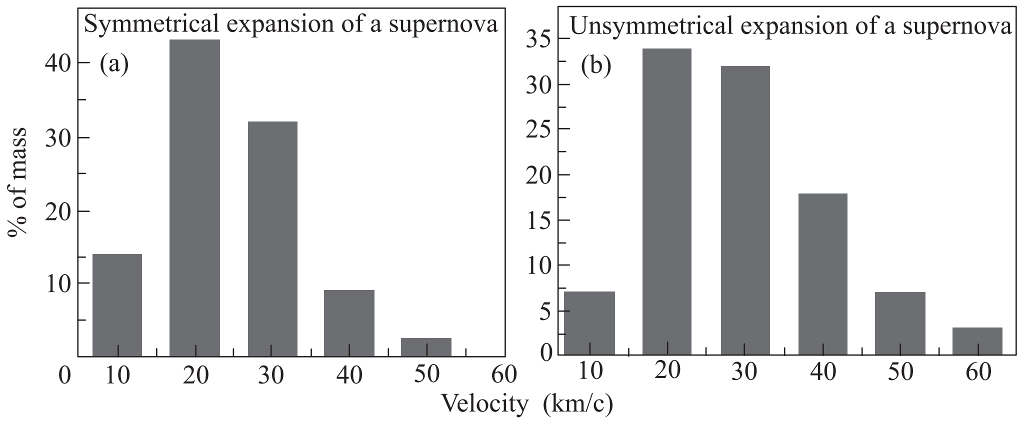

Рис. 5. Распределение массы титана Ti на момент времени 100 нс после взрыва в зависимости от его скорости для двух вариантов взрыва: (a) симметричного и (b) несимметричного

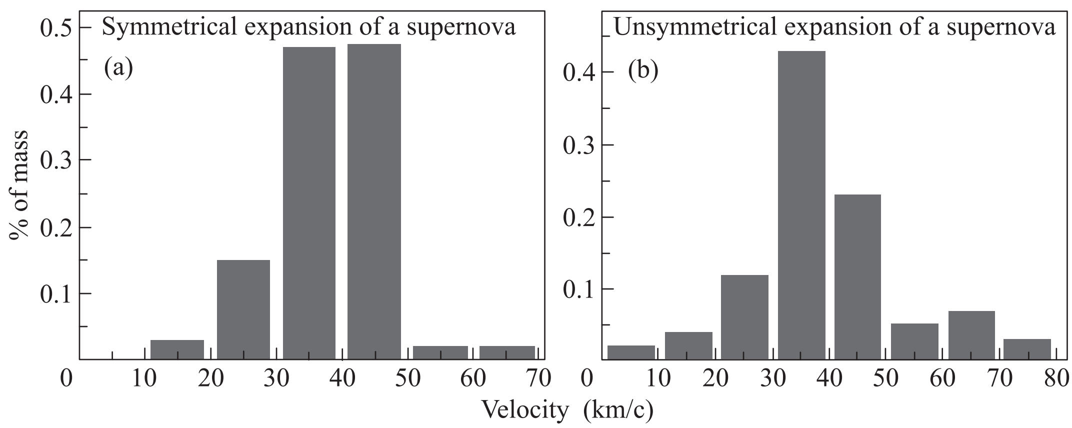

Рис. 6. Распределение массы пены CH, изначально расположенной в центральной части мишени ($R < 300$ мкм), на момент времени 100 нс после взрыва зависимости от его скорости для двух вариантов взрыва: (a) симметричного и (b) несимметричного

Ti, расположенная в момент взрыва ближе к вертикальной оси Z, разлетается со скоростью порядка 60 км/с. Подобно тому, как элементы "тяжелого" ядра (Fe, Ti) сверхновой в случае начальной несимметрии могли бы двигаться быстрее "легких" (малоплотных) периферийных слоев (см. рис. 1), создавая инверсию вещества в облаке остатков, также Ti из центра мишени проникает в окружающие его слои пены, оказываясь на периферии области наблюдения.

Далее на рис. 6 на момент $t = 100$ нс представлена картина распределения массы пены CH, в начальный момент времени расположенной в центре мишени, в зависимости от ее скорости для двух вариантов взрыва: (a) симметричного и (b) несимметричного.

Распределение пены, изначально расположенной в центральной части мишени, на момент времени 100 нс в случае несимметричного характера взрыва также оказывается отличным от распределения в случае симметричного взрыва. Возникают небольшие области (несколько процентов от всей массы пены), движущиеся быстрее, чем в случае симметричного разлета.

На рис. 7 на основании данных рис. 5 приведена гистограмма разности долей масс вещества Ti в зависимости от скорости для несимметричного и симметричного вариантов взрыва. Измерение скоростей движения отдельных элементов в процессе разлета в условиях эксперимента могло бы позволить определить зависимость распределения вещества и характера его движения в процессе разлета от начальной геометрии лазерной мишени, что в свою очередь, даст возможность лучше понять и объяснить возможную структуру астрофизического объекта непосредственно перед коллапсом.

Зная распределение скоростей (вместе с остальными характеристиками) для каждого из элементов в различные моменты времени, и их отличия от варианта симметричного разлета, можно попытаться вос-

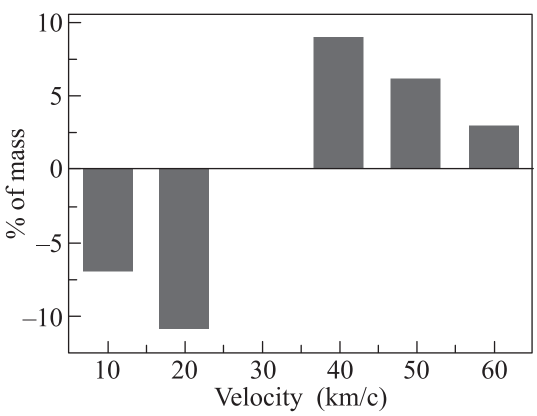

Рис. 7. Гистограмма разности долей масс титана Ti в зависимости от скорости для несимметричного и симметричного вариантов взрыва

произвести начальное состояние мишени в момент взрыва и сам характер взрыва. По конечному состоянию можно определить начальное, что крайне важно при анализе столь сложного явления, как взрыв и разлет сверхновой звезды в условиях очень ограниченного объема информации о процессе.

5. Заключение. В качестве заключения можно отметить, что выбор определенной начальной геометрии лазерной мишени с учетом критериев подобия позволит в условиях эксперимента моделировать возможное движение элементов в облаке остатков той или иной сверхновой звезды, изучать роль перемешивания тяжелых слоев центральной части объекта с легкими периферийными слоями. Накопление данных по несимметрии разлета астрофизических объектов даст возможность более корректно сформулировать задачи о происхождении и масштабах начальной несимметрии объектов и процессов. При достаточном количестве информации о конечном состоянии наблюдаемого распределения вещества в облаке остатков сверхновой звезды можно попытаться воспроизвести и объяснить характер взрыва и геометрию расположения элементов сверхновой в момент взрыва, а моделирование некоторой части процессов в условиях эксперимента поможет лучше понять и интерпретировать астрофизические явления.

Также интерес представляет исследование роли возможных сгустков темной материи гравитационно-связанных структур, имеющих массы порядка масс звезд, которая обсуждалась в [8, 5].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 16-11-10174.

1. U. Hwang and J. M. Laming, Astrophys. J. **746**, 130 (2012).
2. T. Delaney, L. Rudnick, M. D. Stage, J. D. Smith, K. Isensee, J. Rho, G. E. Allen, H. Gomez, T. Kozasa, W. T. Reach, J. E. Davis, and J. C. Houck, Astrophys. J. **725**, 2038 (2010).
3. F. A. Harrison, W. W. Craig, F. E. Christensen et al. (Collaboration), Astrophys. J. **770**, 103 (2013).
4. Н. В. Змитренко, В. Б. Розанов, Р. В. Степанов, Р. А. Яхин, В. С. Беляев, ЖЭТФ **145**(3), 442 (2014).
5. Р. А. Яхин, В. Б. Розанов, Н. В. Змитренко, Р. В. Степанов, ЖЭТФ **150**(3), 480 (2016).
6. Я. В. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматлит (2008).
7. R. A. Yakhin, V. B. Rozanov, N. V. Zmitrenko, R. V. Stepanov, and P. A. Kuchugov, J. Russian Laser Research **35**(4), 333 (2014).
8. В. С. Березинский, В. И. Докучаев, Ю. Н. Ерошенко, УФН **184**, 1 (2014).