

ФГБУ Государственный Научный Центр Российской Федерации  
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ  
имени А.И.АЛИХАНОВА

---

На правах рукописи  
УДК 524.352

БАКЛАНОВ Пётр Валерьевич

**Радиационно-гидродинамические модели сверхновых для целей  
космологии и неЛТР эффекты**

Специальность 01.03.02 — Астрофизика и звездная астрономия,  
01.04.02 — Теоретическая физика

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Блинников С.И.

Москва – 2014

# Содержание

<b>Введение</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1 Сверхновые</b> . . . . .	<b>15</b>
1.1 Астрономическая классификация сверхновых . . . . .	15
1.2 Механизм взрыва сверхновых . . . . .	16
1.3 Обзор программ для моделирования сверхновых . . . . .	19
<b>2 Радиационно-гидродинамическая модель сверхновой и неЛТР эффекты</b> <b>21</b>	<b>21</b>
2.1 Предсверхновая . . . . .	21
2.2 Система уравнений . . . . .	22
2.2.1 Гидродинамика . . . . .	23
2.2.2 Уравнение переноса . . . . .	23
2.2.3 Ионные концентрации и населенности уровней . . . . .	24
2.2.4 Уравнение состояния . . . . .	25
2.2.5 Непрозрачность . . . . .	25
2.2.6 Уравнение энергии . . . . .	26
2.2.7 Радиоактивный нагрев . . . . .	27
2.3 Исследование неЛТР эффектов . . . . .	29
2.3.1 Сравнение скоростей ударных и радиационных процессов . . . . .	29
2.3.2 Модифицированное небулярное приближение . . . . .	32
2.3.3 Тестирование неЛТР на модели W7 . . . . .	32
2.4 Фотоионизация с внутренних атомных уровней . . . . .	33
2.5 Выводы главы . . . . .	34
<b>3 Метод расширяющихся фотосфер и SN IIP</b> . . . . .	<b>37</b>
3.1 Метод расширяющихся фотосфер . . . . .	38
3.1.1 Фактор дилуции . . . . .	39
3.1.2 Межзвездное поглощение . . . . .	40
3.1.3 Несферически-симметричная фотосфера . . . . .	40
3.2 SN 1999em . . . . .	42
3.2.1 Наблюдения . . . . .	42
3.2.2 Моделирование . . . . .	43
3.2.3 Модели Надёжина и Хамуи . . . . .	45
3.2.4 Набор моделей сверхновых . . . . .	48

3.2.5	Модель R450_M15_Ni004_E7 . . . . .	48
3.2.6	Модель R1000_M18_Ni006_E10 . . . . .	50
3.2.7	Фактор дилуции и EPM . . . . .	55
3.3	Наблюдаемость SN IIP на космологических расстояниях . . . . .	57
3.4	Выводы главы . . . . .	60
<b>4</b>	<b>Метод плотного слоя и SN II<sub>n</sub></b> . . . . .	<b>62</b>
4.1	DSM - способ определения расстояния до SN . . . . .	63
4.2	Применение DSM метода на конкретных примерах . . . . .	65
4.2.1	SN 2006gy . . . . .	65
4.2.2	SN 2009ip . . . . .	65
4.2.3	SN 2010jl . . . . .	65
4.3	Обоснование метода DSM . . . . .	66
4.3.1	Формирование фотосферы в плотном слое . . . . .	68
4.3.2	Обоснование чернотельной модели . . . . .	69
4.4	Выводы главы . . . . .	70
	<b>Заключение</b> . . . . .	<b>73</b>
	<b>Благодарности</b> . . . . .	<b>75</b>
	<b>Приложения</b> . . . . .	<b>76</b>
<b>A</b>	<b>Численный метод расчёта моделей сверхновых</b> . . . . .	<b>76</b>
A.1	Блок-схема программы STELLA . . . . .	76
A.2	Система уравнений . . . . .	77
A.3	Метод прогноза и коррекции . . . . .	78
<b>B</b>	<b>Каталог сверхновых</b> . . . . .	<b>81</b>
B.1	Теоретический каталог . . . . .	81
B.2	Наблюдательный каталог . . . . .	82
B.3	Задача фитирования наблюдаемых кривых блеска . . . . .	82
<b>C</b>	<b>Флюоресценция</b> . . . . .	<b>86</b>
	<b>Список рисунков</b> . . . . .	<b>92</b>
	<b>Список таблиц</b> . . . . .	<b>93</b>
	<b>Литература</b> . . . . .	<b>94</b>

# Введение

Сверхновая (SN) - финальный аккорд в эволюции звезды. Грандиозность вспышек сверхновых и потрясающая яркость явления позволяет наблюдать их на космологических расстояниях, использовать для измерения расстояний во Вселенной и при проверках космологических моделей.

Сверхновые типа Ia (SN Ia) видны до  $z \sim 1.7$  [1], а по спектрам отождествлены 3 SN II на  $z = 0.8, 2., 2.4$  [2] Благодаря SN Ia было открыто [3–5] ускоренное расширение Вселенной. Важность этого открытия была столь высоко оценена научным сообществом, что в 2011 году его авторы получили Нобелевскую премию по физике. В рамках модели Фридмана расширение Вселенной можно интерпретировать как отличие от нуля космологического лямбда-члена. В более общем классе моделей этот результат можно интерпретировать как наличие в космосе “тёмной энергии”, которая приводит к гравитационному отталкиванию на космологических расстояниях. В фундаментальной физике установление реальности и свойств тёмной энергии и тёмной материи является одной из важнейших современных задач. В решении этой задачи сверхновые, видимые на космологических расстояниях, будут продолжать играть ключевую роль.

Предложено несколько методов использования сверхновых и их газовых остатков в космографии. Эти методы можно разделить на две группы: методы “стандартной свечи” и геометрические методы.

В методах “стандартной свечи” расстояние определяют из фотометрического соотношения, используя сверхновые с заведомо известной светимостью. Метод требует проведения калибровки “стандартной свечи” (см. обзоры [6, 7]) и получения расстояний до большого числа сверхновых, измеренных совсем другими, независимыми методами с привлечением лестницы космологических расстояний [8]. Иначе, без набора большой статистики объектов с известным расстоянием, невозможно применять эти методы на практике. Поэтому в данной группе методов сверхновые используются как вторичные индикаторы расстояний (secondary distance indicators).

Когда-то считали, что SN Ia являются “стандартными свечами” в том смысле, что максимумы абсолютной светимости (т.е. световой мощности) в разных вспышках одинаковы. Позже выяснилось [9], что это не так, но были предложены процедуры, позволяющие найти абсолютную светимость, т.е. произвести стандартизацию свечи [10].

Тем не менее остается много факторов, которые могут повлиять на результаты, полученные для космологии с помощью сверхновых типа Ia, например, межгалактическое по-

глощение, покраснение в родительских галактиках (см. Folatelli et al. [11, 12] и ссылки там), изменение металличности прародителей SN и относительной роли различных предсверхновых с изменением возраста Вселенной. Другим возможным источником ошибок является неправильная классификация и примесь необычных событий типа SN Ia. Так, был открыт своеобразный класс SN Ia, подтип SN 2002cx сверхновых. Они слабые, но медленные [13], т.е. ведут себя противоположно соотношению Псковского-Филлипса (PP) [9, 10], которое используется для космологии и согласно которому медленно спадающие SN Ia являются самыми яркими. Теперь представим себе, что число событий подтипа SN 2002cx растёт с космологическим красным смещением  $z$ . Тогда, опираясь на соотношение PP, которое установлено для близких SN Ia, т.е. при  $z = 0$ , мы получим, что сверхновые Ia при больших  $z$  в среднем кажутся *более слабыми*, следовательно, фотометрическое расстояние до них больше, чем при истинном значении  $\Omega_\Lambda$ . Таким образом, будет сделан ложный вклад в тёмную энергию.

Можно процитировать работу Конлей и др. [14] “Эволюцию абсолютной величины сверхновых Ia с красным смещением нельзя получить без детальной физической модели, поскольку она в принципе может имитировать любую космологию”. Конечно, это не означает, что такие сверхновые нельзя использовать для надёжной космографии. Но следует развивать новые подходы к этой задаче.

Такие подходы можно обнаружить, если исследовать сверхновые других типов, связанные с коллапсом центрального ядра массивной звезды с толстой водородной оболочкой. Обилие водорода в оболочке сверхновой проявляется при наблюдениях в виде ярких линий H в спектре, и такие сверхновые классифицируются как SN II. Окончательный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых еще далек от полного понимания учёными, но для расчётов моделей SN II это менее существенно, чем для SN Ia, так как толстая водородная оболочка SN II нивелирует многие детали взрыва.

При отсутствии плотной околосвёздной среды (случай плотной околосвёздной среды рассмотрен в главе 4) на кривых блеска SN II после максимума проявляется плато, на протяжении которого блеск остается примерно постоянным, сменяемый выходом на хвост от радиоактивного распада элементов. При наличии плато на кривых блеска SN II, длительность которого может достигать до 150 дней, сверхновые относят к подтипу SN IIP. Это самый густонаселенный подтип среди всех SN.

В отличие от SN Ia, имеющих в качестве предсверхновой довольно однородный класс белых карликов, вариативность начальных конфигураций предсверхновых для SN IIP очень велика. Большое количество определяющих конфигурацию начальных параметров и их большой разброс значений по величине (на несколько порядков) приводит к огромному разнообразию кривых блеска SN IIP по форме и светимости. Впервые в работах Литвиновой, Надёжина [15, 16] была показана и выделена корреляционная зависимость между наблюдательными проявлениями сверхновой и базовыми параметрами предсверхновой. В качестве основных параметров предсверхновой были выделены радиус оболочки  $R_{\text{env}}$ , полная масса  $M_{\text{tot}}$ , масса радиоактивного никеля  $M_{56\text{Ni}}$ , полное энергосодержание  $E_{\text{tot}}$ . Важным

фактором служит химический состав и распределение элементов по оболочке сверхновой, особенно таких элементов, как  $^{56}\text{Ni}$ , определяющих светимость сверхновой.

Разброс в параметрах предсверхновых и зоопарк в кривых блеска SN IIP сильно усложняет процедуру стандартизации свечи. Тем не менее, были найдены некоторые корреляционные соотношения между отдельными наблюдаемыми величинами, позволяющие судить об абсолютной светимости сверхновой.

Методика стандартизации SN IIP (Standardized Candle Method, SCM), основанная на наблюдаемой корреляции между абсолютной светимостью сверхновой и скоростью расширения фотосферы, была предложена Хамуи и Пинто [17]. Согласно найденной корреляции более яркие сверхновые имеют большие скорости разлета. Метод был с энтузиазмом подхвачен наблюдателями (см. обзор в [18]), а позже, на основе радиационно-гидродинамического моделирования SN IIP, в работе Касена и др. [19] было дано обоснование для полученной ранее эмпирической связи между светимостью и скоростью расширения оболочки. Другой метод, основанный на корреляции между энергией взрыва и массой синтезированного  $^{56}\text{Ni}$ , был предложен Надёжиным [20]. С помощью этого метода Надёжин [20] определил расстояние до SN 1999em, хорошо согласующееся с современным значением (см. таблицу 1).

Однако, несмотря на все достижения в деле стандартизации свечи для SN IIP и в несомненной полезности таких методов, им сложно конкурировать в качестве “свечи” с SN Ia, однородность которых заложена в сам класс предсверхновых SN Ia.

Важным достоинством SN IIP перед SN Ia, является возможность применять для SN IIP геометрические методы определения расстояния, т.е. использовать их в качестве первичного индикатора расстояния (primary distance indicator). Первичность индикатора расстояния означает, что определение расстояния до него не требует предварительной калибровки стандартной свечи и опоры на лестницу космологических расстояний. Исторически идея этого метода была предложена Бааде [21] для измерения расстояния до цефеид, и метод получил название “метод расширяющихся фотосфер” (EPM — Expanding Photosphere Method, см. раздел 3.1).

Возможность измерять расстояния прямым способом на космологических масштабах, простота идеи и отсутствие необходимости в сложных радиационно-гидродинамических расчётах для каждой сверхновой способствовало росту привлекательности данного метода. В 90-х годах методом EPM были получены расстояния до целого ряда SN IIP с последующим вычислением космологических величин, таких как постоянная Хаббла  $H$  [22–24]. Метод EPM работал, был достигнут большой успех в его применении и ожидалось, что в скором времени с его помощью можно будет составить детальную космографию Вселенной.

В 1999 году вспыхнула SN 1999em. Она была достаточно близка и ярка, чтобы привлечь к себе внимание астрономов, став после SN 1987A второй по популярности SN IIP. Полученные подробные кривые блеска и детальные спектры позволили сразу двум группам учёных почти одновременно и независимо друг от друга вычислить расстояние до сверхновой методом EPM. Группа Хамуи [25] получила значение  $8.2 \pm 0.6$  Мпк, а группа под руководством Леонарда [26] значение  $7.5 \pm 0.5$  Мпк. EPM расстояния были близки друг другу и к тому же

прекрасно совпадали со значением  $7.8 \pm 1.0$ , определённое методом точки верхнего обрыва ветви красных гигантов (TRGB — Tip of the Red-Giant Branch) [27].

Однако в 2003 году были получены результаты, ставящие под сомнение ЕРМ расстояния до SN 1999em, а значит, и точность работы метода ЕРМ. Надёжин [20] даёт до SN 1999em расстояние  $11.1 \pm 2.2$  Мпк, определённое по корреляции между энергией взрыва и массой синтезированного  $^{56}\text{Ni}$ . В том же году Леонард [28] по цефеидам определяет расстояние  $11.7 \pm 1.0$  Мпк до родительской галактики NGC 1637, в которой вспыхнула SN 1999em. В следующем году Барон [29], используя метод воспроизведения спектров расширяющихся атмосфер (SEAM — Spectral-fitting Expanding Atmosphere Method) — улучшенный вариант метода ЕРМ, избегающий предположения о чернотельном характере спектра сверхновой, определил расстояние до SN 1999em в  $12.5 \pm 1.8$  Мпк. В таблице 1 собраны значения расстояния  $D$  до SN 1999em, полученные в работах разных авторов и разными методами. Наглядно видно, какая масштабная работа была выполнена для определения расстояния до одной этой сверхновой.

Разные методы давали расстояния в двух характерных масштабах: коротком и длинном (см. таблицу 1). Для короткого масштаба значение расстояния до SN 1999em группировалось около 8 Мпк, а для длинного — около 12 Мпк. Причем расстояния по ЕРМ методу тоже разделились на две группы: одна половина ближе к короткому масштабу [25, 26], а другая к длинному [32, 36]. Такой разлад в работе ЕРМ не позволял надеяться на надёжную работу метода по определению расстояний во Вселенной. Необходимо было провести исследование возможных причин такого расхождения для метода ЕРМ. Это исследование является одной из задач настоящей диссертации и приводится в главе 3.

Все ступени лестницы космологических расстояний, включая самые первые и близкие нам, нуждаются в постоянном тестировании и перепроверке. Хорошей иллюстрацией в необходимости такого постоянного тестирования может служить известная аномалия Hipparcos в определении расстояния до известного рассеянного скопления Плеяды в созвездии Тельца. Большинство методов определения расстояния до Плеяд давало  $D = 132 - 135$  пк, однако результат по измерению параллаксов звезд скопления со спутника Hipparcos дал неожиданно малое расстояние до Плеяд  $D = 118$  пк [38]. Наиболее точный и прямой метод определения расстояний до звезд по измерению параллаксов звезд противоречил всем другим методам. В литературе это расхождение получило специальное название как аномалия расстояний до Плеяд. Только в 2012 году аномалия была, по-видимому, устранена в работе [39], утверждавшей, что Hipparcos для скоплений даёт систематически заниженные расстояния. Совершенно очевидно, что, чем больше прямых способов измерять расстояния во Вселенной, тем выше будет точность лестницы космологических расстояний.

В диссертации развивается новый метод определения расстояния до сверхновых, принадлежащий как раз к прямым методам и не зависящий от лестницы космологических расстояний. Метод, предложенный Блинниковым С.И., Баклановым П.В., Поташовым М.Ш., Долговым А.Д., основан на наблюдении и определении линейных размеров расширяющейся

Таблица 1: Расстояние  $D$  до SN 1999em из работ разных авторов и определенное разными методами

Источник	$D$ [Мпк]	Метод
Tully (1988) [30]	$8.9 \pm 1.6$	T-F
Sohn,Davidge (1998) [27]	$7.8 \pm 1.0$	TRGB
Hamuy et al. (2001) [25]	$8.2 \pm 0.6$	EPM
Leonard et al. (2002a) [26]	$7.5 \pm 0.5$	EPM
Nadyozhin (2003) [20]	$11.1 \pm 2.2$	Plateau-tail
Leonard et al. (2003) [28]	$11.7 \pm 1.0$	Cepheids
Elmhamdi et al. (2003) [31]	$7.8 \pm 0.3$	EPM
Baron et al. (2004) [29]	$12.5 \pm 1.8$	SEAM
Dessart, Hillier (2006) [32]	$11.5 \pm 1.0$	EPM
Saha et al. (2006)	$12.0 \pm 0.4$	
Jones et al.(2009) [33]	$9.3 \pm 0.5$ to $13.9 \pm 1.4$	EPM
Tully (2009) [34]	$9.8 \pm 1.6$	T-F
Springob et al. (2009) [35]	$17.1 \pm 3.0$	T-F
Enriquez, J. E. (2010) [36]	$11.5 \pm 1.0$	EPM
Takáts, Vinkó (2012) [37]	$12.5 \pm 1.4$	SEAM

“T-F” - Tully-Fisher (по отношению между светимостью галактики и ее скоростью вращения),

“TRGB” - Tip of the red-giant branch (метод точки верхнего обрыва ветви красных гигантов),

“EPM” - Expanding Photosphere Method (Метод расширяющихся фотосфер),

“SEAM” - Spectral-fitting Expanding Atmosphere Method (метод воспроизведения спектров расширяющихся атмосфер),

“Plateau-tail” - Plateau-tail correlation (корреляция между энергией взрыва и массой синтезированного  $^{56}\text{Ni}$ )



плотной оболочки (Dense Shell, DS) в SN II<sub>n</sub>. Играющая ключевую роль плотная оболочка дала название методу: “DSM” (аббревиатура от Dense Shell Method).

## Цель работы

Диссертация включает постановку и решение следующих задач, направленных на исследование сверхновых и методов определения расстояний:

1. Построение радиационно-гидродинамических моделей, хорошо воспроизводящих наблюдаемые кривые блеска и скорости разлета SN IIP и SN II<sub>n</sub>.
2. Оценка влияния и предложение способа расчёта неЛТР эффектов в оболочках SN II.
3. Определение границ применимости метода ЕРМ и анализ возможных причин, приводящих к ошибкам метода и уточнение расстояния до SN IIP.
4. Формализация алгоритма расчёта расстояния до SN II<sub>n</sub> методом плотного слоя (DSM) и создание программы, способной по наблюдательным данным вычислить расстояние в рамках чернотельной модели.
5. Подтверждение в радиационно-гидродинамическом расчёте выполнения в SN II<sub>n</sub> условий для применения DSM.
6. Проверка работоспособности метода при сильных модельных ограничениях в виде условий ЛТР путем сравнения ЛТР модели с более точным неЛТР расчётом.
7. Получение расстояний до сверхновых новым методом DSM.

## Научная новизна

1. Разработан алгоритм решения уравнения состояния вещества и включения его в многогрупповой перенос излучения в предположении доминирования радиационных процессов над столкновительными.
2. На примере SN 1999em показана неточность корреляционных формул для фактора дилуции, приводящая к существенным ошибкам в ЕРМ методе определения расстояний до SN IIP. Предложен способ более точного вычисления фактора дилуции путем радиационно-гидродинамического моделирования и использования каталога сверхновых.
3. В диссертации исследуется новый перспективный метод DSM, позволяющий прямым способом измерять расстояния до SN II<sub>n</sub>. Показано, что метод DSM даёт хорошие результаты для простой доступной наблюдателям чёрнотельной модели.
4. Методом DSM получены расстояния до сверхновых SN 2006gy, SN 2009ip и SN 2010jl. Полученные значения прекрасно согласуются с известными ранее расстояниями до родительских галактик, что подтверждает работоспособность метода.

## Научная и практическая ценность работы

Разработанные алгоритмы по учёту неЛТР эффектов при неравновесном взаимодействии излучения с веществом позволяют более корректно, чем в предыдущих работах, описать перенос излучения в сверхновых, что, в частности, позволяет проверять точность методов определения расстояний до SN II.

Разработанные программы можно применять для определения прямыми методами расстояний до сверхновых. Даны инструкции по использованию нового метода плотного слоя (DSM) на практике, и показан рабочий пример его применения.

## Материалы и методы

Наблюдательный материал (кривые блеска, спектры и другие данные для изучаемых SN II), а также модельные расчёты для SN Ia были взяты из статей, опубликованных в научных изданиях. Основным методом исследования, применявшимся для обоснования полученных результатов, было численное радиационно-гидродинамическое моделирование разлета газовых оболочек предсверхновых в результате выделения энергии в околоцентральной области звезды.

Кроме того, исследовались методы для определения расстояний до SN IIP: метод расширяющихся фотосфер (EPM) и метод плотного слоя (DSM).

## Основные результаты, выносимые на защиту

1. В результате детальных расчётов получены значения параметров предсверхновой SN 1999em, значительно отличающиеся от значений, вычисленных по корреляционным формулам. Это говорит о том, что для получения параметров SN IIP необходимо моделировать кривые блеска во всех фильтрах, а также скорость на уровне фотосферы, перебирая большой набор модельных предсверхновых и добиваясь максимального согласия с наблюдениями.
2. Подтверждено, что в процессе эволюции взрыва над фотосферой сверхновых II типа возникают условия доминирования радиационных процессов над столкновительными. Разработан алгоритм решения уравнения состояния вещества в условиях неЛТР в предположении доминирования радиационных процессов над столкновительными.
3. В короткой и длинной шкале расстояний до SN 1999em определены параметры предсверхновой. Для короткой шкалы при  $D = 7.5$  Мпк предсверхновая имела начальный радиус  $R = 450R_{\odot}$ , полную массу  $M = 15M_{\odot}$ , энергию взрыва  $E = 7 \cdot 10^{50}$  эрг;  $UBV$ -потoki лучше согласуются с наблюдениями при низкой металличности предсверхновой  $Z = 0.004$ . Для длинной шкалы расстояний в  $D = 12$  Мпк требуется увеличить  $R$ ,  $M$ ,  $E$  предсверхновой до следующих значений:  $R = 1000R_{\odot}$ ,  $M = 18M_{\odot}$  и  $E = 1 \cdot 10^{51}$  эрг.

4. На основе модели SN 1999em проверены факторы дилуции, обычно применяемые в методе ЕРМ и рассчитанные на основе корреляции между цветовой температурой и фактором дилуции. Подобно параметрам предсверхновых, корреляционные факторы дилуции значительно отличаются от более точных, полученных в результате детального моделирования. Фактор дилуции оказывается систематически больше корреляционных примерно на 25%, что непосредственно влияет на оценку расстояния до сверхновой. Ясно, что для точного определения расстояния методом ЕРМ необходимо делать расчёт радиационно-гидродинамической модели для каждой исследуемой сверхновой.
5. Выполнено исследование пределов обнаружения SN IIP современными телескопами 8-метрового класса. Расчёты яркости сверхновой в фильтре  $B$  в эпоху выхода ударной волны показали, что современные телескопы с зеркалом  $\geq 8$  метров позволяют открывать и исследовать SN IIP на красном смещении  $z \sim 1$ .
6. В расчёт коэффициента непрозрачности добавлен неучтенный ранее эффект фотоионизации с внутренних атомных оболочек. Показано, что учет данного эффекта слегка сказывается на коротковолновой части спектра и наиболее существенен в первые дни развития сверхновой. Однако при свертке спектра с широкополосной фотометрией различия нивелируются и не влияют на кривые блеска SN II в фильтрах UBVRI, а значит, не вносят корректив в методы определения расстояний по сверхновым.
7. Автор формализовал и написал первую программную реализацию расчёта расстояний новым методом космографии DSM (Dense Shell Method), применив данный метод к SN 2006gy. В совместной работе с коллегами методом DSM получены расстояния до сверхновых SN 2006gy, SN 2009ip и SN 2010jl. Полученные значения прекрасно согласуются с известными ранее расстояниями до родительских галактик, что подтверждает работоспособность метода.
8. В основе метода DSM лежит идея о формировании истинной фотосферы в плотном слое и движении фотосферы вместе с этим слоем. Для простых оценок расстояний на основе наблюдательных данных в методе DSM используется чернотельное описание спектра, основанное на модели сверхновой в ЛТР приближении. Для проверки корректности использования такой модели была построена неЛТР модель с безударным уравнением состояния. Показано, что смещение плотного слоя по радиусу относительно ЛТР случая в такой модели невелико и не зависит от времени. Следовательно, это не сказывается на результатах DSM, для которого важно изменение радиуса слоя. Также учёт процессов неЛТР практически не изменяет светимость и температуру вещества в слое. Отсюда сделан вывод, что метод DSM даёт хорошие результаты и для простой чернотельной модели.

## Апробация работы

Полученные в исследовании результаты докладывались и обсуждались на следующих конференциях и семинарах:

1. Расширенный семинар ИКИ “Актуальные направления исследований по астрофизике высоких энергий” (Москва, ИКИ, 05.2009).
2. Конференция “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра” (Москва, ИКИ, 21-24 декабря 2009 г.).
3. Конференция “Particle Physics and Cosmology”, 22nd Rencontres de Blois (Blois, France, 15-20th July 2010).
4. Конференция “Новейшие методы исследования космических объектов” (Казань, КГУ, 7-10.10.2010).
5. Международное совещание “Heavy elements in galactic chemical evolution and NLTE effects” (Odessa, Ukraine, 31.08.2011).
6. Расширенный семинар ИКИ “Магнитоплазменные процессы в релятивистской астрофизике” (Москва, ИКИ, 01.2013).
7. Международное совещание “Heavy elements nucleosynthesis and galactic chemical evolution” (Moscow, ITCR, 09.09.2013).

## Публикации автора по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 статьях, опубликованных в реферируемых журналах [40–46].

## Личный вклад автора

Автор внес определяющий вклад в работу по моделированию SN IIP и исследованию применимости EPM метода [40]. В работах с японскими коллегами [41–43] расчёты и графики были выполнены Томиной Н. и Морией Т. на основе модификаций кода STELLA, разработанных автором.

Автор разработал и реализовал алгоритмы учёта неравновесного излучения в безударном приближении в уравнениях состояния и переноса излучения, а также способ расчёта непрозрачности при флюоресценции.

Автор создал первую программную реализацию вычисления расстояния методом DSM, показавшую работоспособность метода. Поташов М.Ш. переписал программу, существенно улучшив качество и точность работы метода, позволившее выполнить определение расстояний до трех сверхновых в работах [44–46] (в этих статьях вклад авторов равный). Обоснование для применения в Главе 4 безударного приближения выполнено с использованием кода LEVELS, разработанного Поташовым М.Ш.

Автор создал систему каталогов на серверах ИТЭФ и разработал веб-интерфейс для доступа к наблюдениям сверхновых и теоретическим расчётам. Совместно с Павлю-

ком Н.Н.(ГАИШ) разработана программа автоматического фитирования кривых блеска сверхновых.

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и трех приложений. Полный объем диссертации составляет 104 страницы с 36 рисунками и 7 таблицами. Список литературы содержит 142 наименования.

## Краткое содержание диссертации

Во **Введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, показаны трудности, возникающие при определении расстояний до SN II существующими методами, формулируются цели и ставятся задачи работы, оценивается научная новизна и практическая значимость представляемой работы. В конце введения кратко изложено содержание глав диссертации.

В главе 1 определяется астрономическая классификация сверхновых, и кратко дается описание возможных источников энерговыделения в сверхновых, вызывающих взрыв и разлет оболочки звезды. Приводятся аргументы о возможности сферизации взрыва в массивной оболочке, и обсуждаются некоторые численные способы расчёта эволюции оболочек сверхновых. Выполнено сравнение между численными схемами расчёта сверхновых методами Монте-Карло и методами прямого интегрирования системы уравнений. Приведен краткий обзор подобных расчётов, развиваемых в разных научных группах.

В главе 2 представлена используемая в диссертации радиационно-гидродинамической модель SN II и выписаны уравнения, позволяющие рассчитывать эволюцию сверхновой для различных начальных конфигураций предсверхновых. Проводится исследование того, в каких условиях выполняется, а при каких условиях нарушается приближение Локального Термодинамического Равновесия (ЛТР). При найденных условиях обосновывается применимость модифицированного небулярного приближения для учета в уравнении состояния влияния неравновесного излучения (эффекты неЛТР), и разработан алгоритм по включению нового уравнения состояния в уравнения переноса излучения. На основе развитого аппарата сделаны расчёты модели W7 (для сверхновых типа Ia), и выполнено сравнение с результатами независимой работы, использующей такое же приближение для описания неЛТР, но с совершенно другим решателем задачи переноса излучения (на основе Монте-Карло).

В уравнение переноса излучения при расчёте непрозрачности добавлен неучтенный ранее эффект фотоионизации с внутренних атомных оболочек. Было показано, что учет данного эффекта слегка сказывается на коротковолновой части спектра и наиболее существенен в первые дни после вспышки сверхновой.

Глава 3 посвящена детальному анализу метода ЕРМ. Вначале дается описание метода ЕРМ и описаны ключевые факторы влияющие на точность метода. Затем на примере SN 1999em рассматривается детальная модель SN IIP и исследуется поведение фотосферы у сверхновой. На основе полученной модели сверхновой вычисляются точные значения корректирующего фактора (коэффициента дилуции), важного при определении расстояния методом ЕРМ. Основываясь на новых корректирующих факторах, методом ЕРМ мы рассчитываем расстояние до сверхновой, отличающееся от более ранних ЕРМ расстояний [25, 26, 31], но хорошо согласующееся с альтернативными способами определения расстояния: SEAM [29], по цефеидам [28], по зависимости плато-хвост на кривой блеска [20]. Достигнутое согласие с другими методами подтверждает работоспособность метода ЕРМ, но достигается ценою вывода о необходимости проведения индивидуального моделирования для каждой сверхновой. Таким образом наш вывод подтверждает заключение Барона [29], полученное им на основе применения метода SEAM. В качестве возможного инструмента для первичного подбора параметров модели предложен каталог сверхновых (описание в Приложение В). В последнем разделе главы дается исследование пределов обнаружения SN IIP современными телескопами 8-метрового класса на космологических расстояниях.

В главе 4 исследуется новый метод DSM для определения расстояний до SN IIn. Приведены формулы для вычисления расстояний и даётся обоснование данного метода путем построения модели сверхновой SN IIn. Приводится демонстрация работоспособности метода на примере SN 2010jl. DSM расстояние до SN 2010jl хорошо согласуется с известным расстоянием до родительской галактики. Используя полученные в главе 2 результаты, мы выполняем проверку того, насколько метод точен при сильных модельных ограничениях в виде условий ЛТР, сравнивая ЛТР модель с более точным неЛТР расчётом.

В Заключение приводятся основные результаты, полученные в ходе работы, а также формулируются задачи для дальнейшего исследования.

# Глава 1

## Сверхновые

### 1.1 Астрономическая классификация сверхновых

Астрономическая классификация сверхновых отражает проявление характерных особенностей в кривых блеска и спектрах сверхновых (подробный обзор см. [47]).

Минковский [48] обнаружил, что самый обильный элемент во Вселенной — водород — не наблюдается в спектрах некоторых сверхновых. Это было необычно и послужило отличительным признаком для разделения сверхновых на два типа: к типу I отнесли сверхновые без водородных линий, а к типу II сверхновые, в которых водород наблюдался. В дальнейшем, по мере роста количества и качества наблюдений, классификация стала обрывать подтипами (см. схему 1.1).

Среди сверхновых типа I (SN I) в отдельный подтип SN Ia были выделены сверхновые, в спектре которых отсутствуют линии гелия, но сильны линии ионизованного кремния SiII с  $\lambda = 6150\text{\AA}$ . В другие подтипы — SN Ib и SN Ic — были распределены сверхновые, которые, соответственно, показывали или не показывали линии гелия в своих спектрах.

Сверхновые типа II (SN II) изначально стали делить не по спектру, который у них отличается большим разнообразием, а по интегральному показателю — форме кривой блеска. Если после максимума на кривой блеска в фильтре V наблюдается участок постоянной светимости, называемый плато, то такие сверхновые относят к подтипу SN IIP. Некоторые SN II не показывают плато, а после максимума блеска у них наблюдается линейный спад светимости (в логарифмической шкале), и их называют SN IIL, где “l” означает “linear” (“линейный”).

Относительно недавно у некоторых сверхновых обнаружили яркие узкие эмиссионные линии водорода на широкой подложке, и их стали выделять в подтип SN II<sub>n</sub>, где “n” означает “narrow” [49]. Возникновение узких эмиссионных линий в спектре SN II<sub>n</sub> связывают со свечением достаточно плотной околосредной среды вокруг сверхновой.

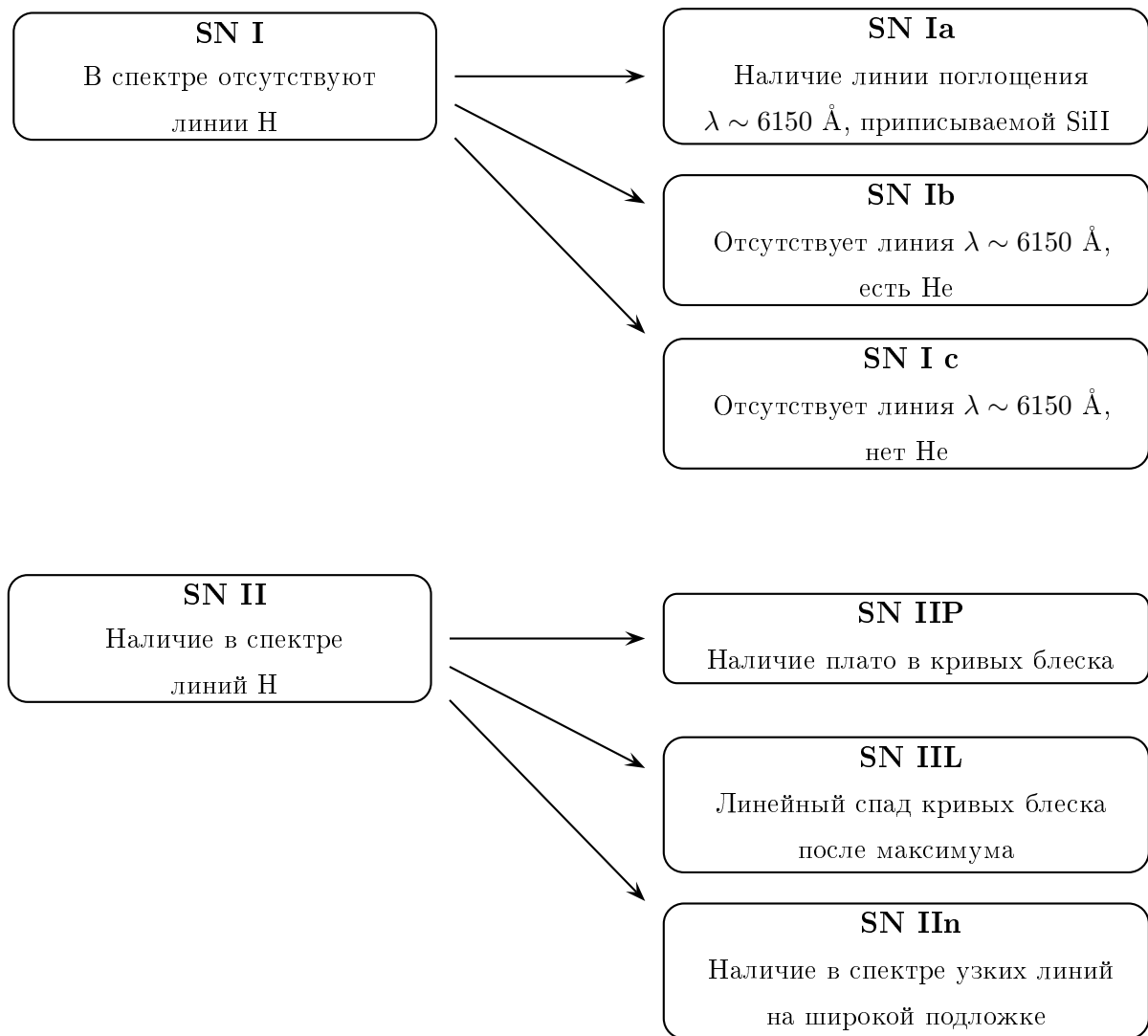


Схема 1.1 Астрономическая классификация сверхновых

Качество наблюдений сверхновых неизменно растет, и все больше открывается сверхновых, которые не удается уложить в прокрустово ложе астрономической классификации. Для таких сверхновых приходится открывать новые пекулярные подтипы, такие как Ib/c pec, IIPec, IIb (мало H).

Астрономическая классификация сверхновых целиком и полностью построена на наблюдательных проявлениях вспышек сверхновых, их кривых блеска и спектрах, и никак не отражает какие-либо теоретические предположения о механизмах взрыва сверхновых.

## 1.2 Механизм взрыва сверхновых

Вопрос о том, почему взрываются сверхновые, какие физические процессы при этом протекают, все еще далек от окончательного разрешения.

За последние несколько десятилетий общепринятой точкой зрения стало существование, по крайней мере, двух основных механизмов, отвечающих за взрыв сверхновой: коллапс



массивных звезд на финальной стадии эволюции и термоядерный взрыв белых карликов, приближающихся к пределу Чандрасекара.

Близость кривых блеска по форме и амплитуде, схожие характеристики спектров SN Ia, — все это требует в качестве предсверхновых достаточно однородного класса объектов, близких по своим массам, радиусам, химическому составу, энергетике взрыва. Основное объяснение таких сверхновых — это термоядерный взрыв белого карлика. Предложено два основных сценария термоядерного взрыва: превышение предела Чандрасекара белым карликом в результате аккреции вещества с компаньона [50] и слияния двух белых карликов [51]. В рамках модели сливающихся белых карликов можно объяснить и некоторые наблюдательные особенности пекулярных SN Ia [52].

Для сверхновых типа II, а также Ib/c действует другой сценарий, связанный с коллапсом центральной области массивной звезды в нейтронную звезду или черную дыру. Каким образом высвобождаемая при коллапсе энергия закачивается в оболочку сверхновой, до сих пор не ясно, но предложено несколько возможных вариантов. Наиболее вероятный механизм — это взаимодействие нейтрино с веществом оболочки и развитие различных типов конвективного перемешивания в оболочке [53, 54], однако предложены и другие гипотезы — такие, как отскок от поверхности нейтронной звезды и зарождение ударной волны [55], ротационный механизм взрыва [56], или магнито-ротационный [57] механизм взрыва.

## Расчёт разлета оболочек не зависит от механизма

Из БСЭ о тротиловом эквиваленте: *Взрывная волна имеет тенденцию к быстрой утрате особенностей, обусловленных природой взрыва, так что её последующее движение в основном определяется лишь величиной энергии, передаваемой окружающей среде. Благодаря этому обстоятельству В. в., порожденные в одной и той же среде взрывами разного типа, в основных чертах оказываются подобными, что позволяет ввести для характеристики взрывов так называемый тротиловый эквивалент* (БСЭ—М.: Советская энциклопедия, 1969—1978).

Характерные времена для всех предложенных механизмов взрыва [54–57] составляют порядка секунды, тогда как гидродинамическое время для оболочек предсверхновых составляет часы для компактных сверхновых вроде SN 1987A, сутки для обычных SN II и месяцы для SN II<sub>n</sub>. Поэтому детали механизма взрыва по прошествии нескольких характерных времен теряются, позволяя описывать сверхновую термодинамическими характеристиками вроде распределения скоростей и температур. Конечно, механизм взрыва сильно влияет на химический состав, но в нашей модели состав закладывается в начальных условиях и неизменен в процессе счёта (за исключение распада  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{56}\text{Co}$ ).

Приведем общие соображения в пользу сферизации фронта ударной волны, следуя работе [58]. Рассмотрим простую модель, когда несферический фронт движется в сферически-симметричной оболочке. Наружным давлением пренебрежем, полагая ударную волну сильной. Поскольку внутри высока температура газа, а значит, велика скорость звука, то это позволяет давлению быстро выравниваться по объему. Считаем, что давление внутри фрон-

та ударной волны одинаково по объему. Движение ударной волны поддерживается внутренним давлением. Пусть некоторая область фронта движется быстрее соседних. А значит, за одно и то же время в эту область натечёт больше вещества оболочки и масса области будет выше массы соседних областей.

Изменение импульса пропорционально давлению:

$$\frac{d}{dt}(Mu) \sim \delta S P_{\text{in}},$$

где  $M$  - масса области фронта,  $u$  - скорость фронта,  $\delta S$  - площадь области,  $P_{\text{in}}$  - внутреннее давление. Т.е. при постоянном давлении это приведет к уменьшению скорости данной области фронта.

Похожие соображения можно привести и для случая, когда область фронта движется медленнее других областей. В целом, это приведет к некоей постоянной скорости по фронту ударной волны. Тогда при постоянстве скорости по фронту разность расстояний между первоначальными отклонениями в форме фронта остается постоянной. А значит, уменьшаются в процессе разлета отклонения от сферы некоего среднего радиуса.

Расчёты моделей в диссертации выполнены в одномерной гидродинамике. Отказ от многомерной гидродинамики позволяет связать излучение с гидродинамикой и получить само согласованное решение уравнений, что важно для сверхновых II типа, а также включить в уравнение переноса излучения более богатую физику и эффекты неЛТР.

### 1.3 Обзор программ для моделирования сверхновых

Задачу о разлете оболочки сверхновой удастся решить аналитически, лишь сделав грубые модельные предположения [59–61]. Чтобы найти решение в 2D и 3D гидродинамике, включить эффекты неЛТР, учесть в переносе излучения большое число атомных уровней и другие эффекты, необходимо привлекать численное моделирование, создавая для расчётов большие комплексы программ.

Численное моделирование широко применяется в астрофизике, например, в очень важных для целей космологии расчётах цефеид [62,63], моделях гамма-всплесков [64], в расчётах остатков сверхновых [65]. Полезно помнить, что хорошую численную модель, изначально нацеленную на одну задачу, часто удастся успешно применить в другой области астрофизики. Так, например, код Люси и Абботта [66] для моделирования звездных ветров был успешно трансформирован для исследования сверхновых [67], похожая судьба у программы WM-BASIC [68].

К сожалению, сложность задачи и существующие мощности компьютеров не позволяют написать программу, учитывающую все возможные процессы, протекающие при взрыве сверхновой. Поэтому, в зависимости от целей исследования, принимаются некоторые упрощения и модельные предположения, позволяющие решить задачу в интересующем аспекте.

В таблице 1.1 дан обзор наиболее известных программ с указанием ключевых параметров и использованных упрощений.

Таблица 1.1: Обзор радиационно-гидродинамических кодов для расчёта сверхновых.

Код	Тип вычислителя	Тип метода	n-мерность	Авторы
Kepler	Eq + RadHydro + Nuc.syn.	неЛТР	1D	T.Weaver, S.Woosley
Eddington	Eq + NoHydro	неЛТР	1D	R.Eastman, P.Pinto
CMFGEN	Eq + NoHydro	неЛТР	1D	J.Hillier, L. Dessart
WM-basic	Eq + NoHydro	неЛТР	1D	D.Sauer, Pauldrach
SYNOW	Eq + NoHydro	ЛТР	1D	D.Branch, A.Fisher
code Zampieri	Eq + NoHydro + Grey Ath	ЛТР	1D	M.Pumo, L.Zampieri
code Utrobin	Eq + RadHydro + Grey Ath	неЛТР + ЛТР	1D	P.Utrobin
RAGE	Eq + RadHydro	ЛТР	3D	D.Whalen, C.Fryer
STELLA	Eq + RadHydro	ЛТР + неЛТР	1D	S.Blinnikov, P.Baklanov and et.
код Lucy	MC	неЛТР	3D	L.Lucy, P.Mazzali
Nero, ARTIS	MC + NoHydro	неЛТР	3D	S. Sim, M.Kromer
Phoenix	MC + NoHydro	неЛТР	3D	P.Hauschildt, E.Baron
SEDONA	MC + NoHydro	неЛТР	3D	Kasen

Сокращения, используемые в таблице, обозначают следующее:

“Eq” - алгоритм решает уравнение переноса излучения

“MC” - алгоритм трассировки фотонов методом Монте-Карло

“RadHydro” - самосогласованное решение уравнения переноса и гидродинамики

“NoHydro” - гидродинамика не считается, а задается извне

“Nuc.syn.” - учитывается нуклеосинтез, изменяемый химический состав

“Grey Ath” - уравнение переноса считается в приближении серой атмосферы с одной группой по частоте

“ЛТР” - принято приближение Локального Термодинамического Равновесия (ЛТР)

“неЛТР” - учитываются эффекты отклонения от ЛТР

Таблица показывает, что реализация трассировки фотонов методом Монте-Карло позволяет включить новую физику во взаимодействие излучения с веществом, выполнять трехмерные расчёты, а также прекрасно параллелизуется, что критически важно для производительности счета моделей. Но они плохо связываются с гидродинамикой ударных волн, поэтому в основном такие расчёты выполняются для SN Ia.

С другой стороны самосогласованное решение уравнения переноса и гидродинамики позволяет описывать распространение по оболочке и выход ударной волны на поверхность сверхновой. Однако, уже в одномерном случае при достаточно грубой сетке по частоте возникает необходимость решать систему из сотни тысяч ОДУ. Самосогласованный расчёт спектров в многомерном пространстве легко увеличит это число за миллиард. С учетом плохой параллелизуемости алгоритмов задача становится чрезвычайно сложной и требовательной к компьютерным ресурсам.

Для исследований, выполненных в этой работе, важно знать гидродинамику сверхновой и уметь строить эволюционные модели с учетом прохождения ударной волны по оболочке сверхновой. Более того, как будет показано в Главе 4, присутствие вокруг сверхновой плотного околозвездного вещества и распространение по нему ударной волны создает условия для работы нового метода определения расстояний, отличного от известного метода ЕРМ.

Для работы был выбран одномерный радиационно-гидродинамический код STELLA, в котором развит математический аппарат (подробнее в Главе 2), позволяющий достаточно детально нарисовать картину явления и сделать количественные расчёты моделей сверхновых. STELLA успешно применяется для изучения физики всех типов сверхновых: SN Ia [69], SN Ib/c [70], SN IIP [40], SN IIb [71], SN IIc [72]. Это очень гибкий код, позволяющий адаптировать расчёт для широкого круга задач в астрофизике — от моделей ореолов гамма-всплесков (GRB afterglow) [73, 74] до остатков SN [65, 75].

## Глава 2

# Радиационно-гидродинамическая модель сверхновой и неЛТР эффекты

В данной работе исследуются прямые методы определения расстояния до сверхновых. Однако их применение невозможно без предположений о физике сверхновой и построения адекватной модели для ее описания.

В этой главе дан краткий обзор радиационно-гидродинамической модели SN II и выписаны уравнения, позволяющие рассчитывать эволюцию сверхновой для различных начальных конфигураций предсверхновых. Проводится исследование, в каких условиях выполняется, а в каких нарушается приближение Локального Термодинамического Равновесия (ЛТР). При найденных условиях обосновывается применимость модифицированного небулярного приближения для учета в уравнении состояния эффектов неЛТР. На основе развитого аппарата были сделаны расчёты модели W7 и выполнено сравнение с результатами независимой работы, использующей такое же приближение для описания неЛТР, но с совершенно другим решателем задачи переноса излучения (Монте-Карло).

### 2.1 Предсверхновая

В наших расчётах для взрыва сверхновой может использоваться либо готовая сторонняя модель предсверхновой (например, модель W7 (см. раздел 2.3.3)), либо мы можем рассчитать предсверхновую сами, в виде слоеного политропного газового шара (с центральным ядром). Как правило, в наших расчётах предсверхновая - это композиция нейтронной звезды массой около  $1.5 M_{\odot}$  и окружающей её равновесной газовой оболочки в гидростатическом равновесии. Распределение элементов по оболочке может быть произвольным и определяется поставленной задачей. Мы рассмотрим детальный пример построения предсверхновой в Главе 3 при исследовании сверхновой SN 1999em.

Рассмотренные далее дифференциальные уравнения радиационной гидродинамики позволяют рассчитать реакцию газовой оболочки звезды на выделившуюся энергию и построить эволюцию взрыва сверхновой.

## 2.2 Система уравнений

Уравнения одномерной многогрупповой радиационной гидродинамики, выписанные в этом разделе, рассматриваются в предположении ЛТР в работах Блиникова и др. [69, 71, 76, 77] Подробное описание используемой теории можно найти в монографиях [78–80], а также в классических статьях [60, 81, 82].

Обзор общей картины протекающих физических процессов и их взаимодействие между собой показаны на схеме 2.2. Описание численного метода решения системы уравнений и блок-схема программы представлены в приложение А.

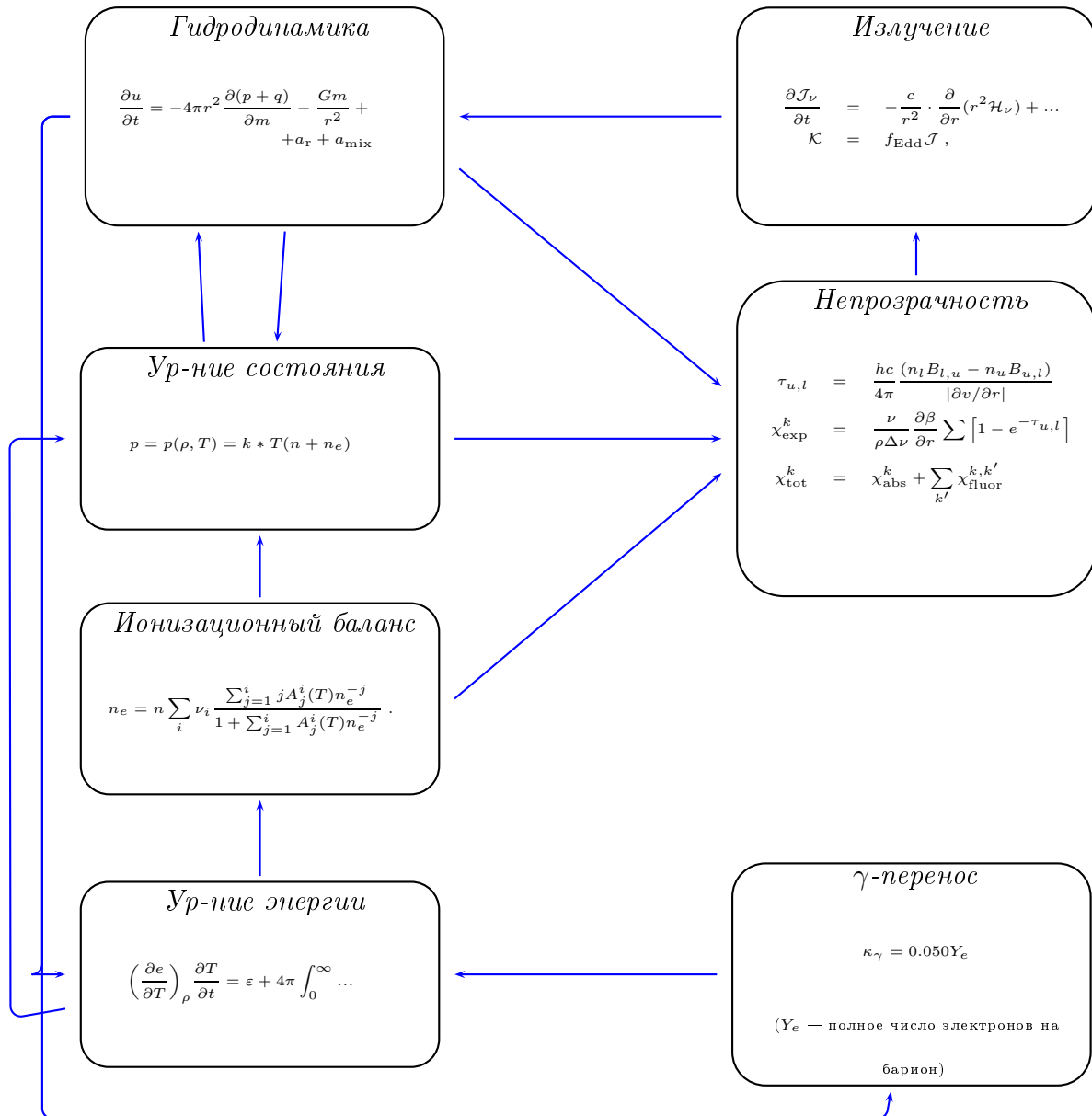


Схема 2.2. Панорама основных физических уравнений, описывающих эволюцию расширяющихся газовых оболочек

### 2.2.1 Гидродинамика

В начале выпишем уравнения гидродинамики в лагранжевых координатах для одномерного сферически симметричного случая.

Приращение координаты  $r$  элемента вещества задается скоростью  $u$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = u \quad (2.1)$$

Уравнение движения Эйлера в лагранжевых координатах

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -4\pi r^2 \frac{\partial(p+q)}{\partial m} - \frac{Gm}{r^2} + a_r + a_{\text{mix}} \quad (2.2)$$

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}. \quad (2.3)$$

Здесь  $p = p(\rho, T)$  – давление вещества,  $\rho$  – плотность,  $m$  – лагранжева координата (масса внутри радиуса  $r$ ),  $G$  – ньютонова гравитационная постоянная и  $a_r$  – ускорение за счет давления излучения:

$$a_r = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty (\chi_a + \chi_s) \frac{H_\nu}{\rho} d\nu. \quad (2.4)$$

$\chi_a$  – коэффициент истинного поглощения,  $\chi_s$  – коэффициент рассеяния,  $q$  – искусственная вязкость,  $a_{\text{mix}}$  – добавочное ускорение при перемешивании. Обсуждение формы дополнительных членов  $q$  и  $a_{\text{mix}}$ , необходимых для аккуратного счёта ударных волн, приводится в [71, 76]

### 2.2.2 Уравнение переноса

Уравнение переноса записывается в сопутствующей системе отчёта для Лоренц-инвариантной функции распределения частиц  $f_\nu(r, \mu)$  в сферически-симметричном случае:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial f}{\partial t} + \mu \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \left( 1 - \frac{Q\mu v}{c} \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} - \frac{v(1 + Q\mu^2)v}{cr} \frac{\partial f}{\partial \nu} = \eta_\nu - \chi_\nu f \quad (2.5)$$

Функция  $f$  связана с обычной интенсивностью через соотношение:

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} f_\nu(r, \mu)$$

Интегрирование по углу  $\mu$  уравнения 2.5 дает уравнение для нулевого момента  $\mathcal{J}_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu f_\nu$ ;

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{J}_\nu}{\partial t} = & -\frac{c}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \mathcal{H}_\nu) + c(\bar{\eta}_\nu - \chi_a \mathcal{J}_\nu) + \frac{u}{r} (3\mathcal{K}_\nu - \mathcal{J}_\nu) - \\ & - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) (\mathcal{J}_\nu + \mathcal{K}_\nu) - \frac{1}{\nu^3} \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^4 \left[ \frac{u}{r} (3\mathcal{K}_\nu - \mathcal{J}_\nu) - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) \mathcal{K}_\nu \right] \end{aligned} \quad (2.6)$$

Подобным образом получаем уравнение для первого момента  $\mathcal{H}_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \mu f_\nu$ ;

$$\frac{\partial \mathcal{H}_\nu}{\partial t} = -c \frac{\partial \mathcal{K}_\nu}{\partial r} - \frac{c}{r} (3\mathcal{K}_\nu - \mathcal{J}_\nu) - 2 \left( \frac{u}{r} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \mathcal{H}_\nu - c(\chi_a + \chi_s) \mathcal{H}_\nu + \dot{\mathcal{H}}_{\nu \text{diff}}, \quad (2.7)$$

Система замыкается определением второго момента  $\mathcal{K}_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \mu^2 f_\nu$  через переменные эддингтоновские факторы  $f_{\text{Edd}}$ :

$$\mathcal{K} = f_{\text{Edd}} \mathcal{J}, \quad (2.8)$$

В качестве граничных условий на внешней границе ( $m = M$ , где  $M$  - полная масса звезды) пренебрегаем давлением вещества  $p = 0$  и приходящим снаружи излучением, что дает  $\mathcal{H} = h_{\text{edd}} \mathcal{J}$ , где  $h_{\text{edd}}$  - граничный эддингтоновский фактор.

Эддингтоновские факторы  $f_{\text{Edd}}, h_{\text{edd}}$  - рассчитываются методом Фотрие [83] из решения стационарного уравнения переноса в каждой группе по частоте ( $f_{\text{Edd}}$  - в каждой зоне по лагранжевой координате  $m$ ,  $h_{\text{edd}}$  - на внешней границе лагранжевой сетки).

Решение уравнений гидродинамики и нестационарного уравнения переноса находилось самосогласованно во всех частотах в неявной по времени конечно-разностной схеме. Достаточно большое число групп по частоте (обычно 100 групп) позволяет довольно аккуратно описать неравновесное излучение в континууме и избежать необходимости приписывать излучению какую-либо температуру.

### 2.2.3 Ионные концентрации и населенности уровней

Взаимодействие излучения с веществом, одной из характеристик которого является длина свободного пробега излучения в среде, определяется концентрацией ионов и населенностью ионных уровней в веществе. При ЛТР состояние среды определяется совместным решением уравнений Больцмана (2.9) и Саха (2.10), записанного для каждого химического элемента. Обозначим индексом  $i$  номер элемента (H соответствует  $i = 1$ , He соответствует  $i = 2$  и т.д.), индексом  $j$  - степень ионизации элемента (нейтральный соответствует  $j = 1$ , единожды ионизованный -  $j = 2$  и т.д.), индексами  $l, u$  будем нумеровать уровни в  $j$ -ом ионе  $i$ -ого элемента.

Формула Больцмана:

$$\left( \frac{n_u^{ij}}{n_l^{ij}} \right)^* = \frac{g_u^{ij}}{g_l^{ij}} e^{-\frac{h\nu_{ul}}{kT}} \quad (2.9)$$

Формула Саха:

$$\left( \frac{n^{ij+1} n_e}{n^{ij}} \right)^* = \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \frac{2U^{ij+1}}{U^{ij}} e^{-\frac{\chi^{ij}}{kT}}, \quad (2.10)$$

где статистическая сумма по всем уровням иона:

$$U^{ij*} = \sum_{l=1}^{\infty} g_l^{ij} e^{-\frac{\chi_l^{ij}}{kT}} \quad (2.11)$$



Используя статистическую сумму  $U^{ij}$  и населенность основного состояния  $n_0^{ij}$  можно получить полную населённость иона:

$$n^{ij} = \frac{n_i^{ij}}{g_0^{ij}} U^{ij} \quad (2.12)$$

Из сохранения заряда следует уравнение для электронной концентрации

$$n_e = \sum_{j=1}^{\infty} j n^{ij+1}. \quad (2.13)$$

Решая его методом Карпа [84], можно вычислить  $n_e$ , а затем последовательно получить все концентрации ионов и населенности уровней.

## 2.2.4 Уравнение состояния

Используемое уравнение состояния описывает идеальный одноатомный газ. Буквой  $P$  обозначаем давление

$$P = \mathcal{R}T(1/\mu + X_e)\rho \quad (2.14)$$

Во внутреннюю энергию  $E = E_k + U_e$  входит кинетическая энергии ионов и электронов плюс потенциальная энергия электронов:

$$E = \frac{3}{2}\mathcal{R}T(1/\mu + X_e) + U_e \quad (2.15)$$

$$U_e = \frac{1}{m_A} \sum_{i=1}^N \frac{X_i}{A_i} \sum_{j=1}^{j^{max}} \chi^{ij} X^{ij}, \quad (2.16)$$

где  $E_k$  - суммарная кинетическая энергии ионов и электронов,  $U_e$  - потенциальная энергия ионизованных электронов,  $m_A$  - атомная единица массы,  $\mu$  - молярная масса,  $A_i$  - атомная масса  $i$ -ого элемента,  $X_e$  - электронная концентрация,  $X^{ij}$  - доля  $j$ -ого иона в концентрации  $i$ -ого элемента,  $\mu^{-1} = \sum_{Z=H}^{N_i} \frac{X_Z}{A_Z}$  - средняя атомная масса,  $\chi^{ij}$  - потенциал ионизации  $j$ -ого иона  $i$ -ого элемента.

## 2.2.5 Непрозрачность

При расчёте полной непрозрачности учитывались эффекты фотоионизации, свободно-свободное поглощение, электронное рассеяние и поглощение в линиях.

В расширяющихся оболочках сверхновых с сильным градиентом скорости поглощение в линиях является доминирующим источником непрозрачности в диапазоне от ультрафиолетовой части спектра до инфракрасной (в котором работает широкополосная фотометрия UVVRI).

В наших расчётах мы учитывали вклад от сотен тысяч линий усреднением по каждому интервалу частоты  $k$  и вычислением непрозрачности при расширении  $\chi_a^k$ , следуя работе [85]:

$$\chi_a^k = \frac{\nu}{c\Delta\nu} \frac{\partial\nu}{\partial r} \sum_{(\forall\{u,l\} \in (\nu_k, \nu_k + \Delta\nu))} [1 - e^{-\tau_{u,l}}] \quad (2.17)$$

$$\tau_{u,l} = \frac{hc (n_l B_{l,u} - n_u B_{u,l})}{4\pi |\partial\nu/\partial r|} \quad (2.18)$$

– соболевская оптическая толщина

Для расчёта непрозрачности в связанно-связанных переходах мы использовали список из 150 тыс. линий, отобранных из данных Куруча [86].

Значения сечения фотоионизации и коэффициенты ударной ионизации были получены из аппроксимационных формул Вернера [87]. Вероятность возбуждения электронным ударом рассчитывалась согласно Андерсону [88], использующему формулы Фон Регермортера (Van Regemorter).

Сечения для скоростей ударных возбуждений ионов и система уровней ионов, включающая примерно 5 тыс. атомных переходов, любезно предоставил автор программы WM-basic А.Полдрах (A.Pauldrach) [89].

## 2.2.6 Уравнение энергии

В случае ЛТР уравнение для изменение температуры по времени можно получить из законов термодинамики.

Первое начало термодинамики:

$$dE - \frac{P}{\rho^2} d\rho = \delta q. \quad (2.19)$$

В  $\delta q/dt$  мы закладываем весь нагрев и охлаждение:

$$\frac{\delta q}{dt} = -4\pi \frac{\partial}{\partial m} (r^2 k \nabla T) - \varepsilon_r, \quad (2.20)$$

где  $k$  - коэффициент теплопроводности, который может быть выражен через эффективную непрозрачность  $k = \frac{4ac}{3\rho} T^3$ ,  $\varepsilon_r$  - радиационные потери энергии.

В условиях ЛТР  $\delta q = T dS$  и уравнение энергии принимает вид

$$dE - \frac{P}{\rho^2} d\rho = \delta q = T dS.$$

Записав дифференциал

$$dE = \left( \frac{\partial E}{\partial T} \right)_\rho dT + \left( \frac{\partial E}{\partial \rho} \right)_T d\rho$$

и равенство смешанных производных энтропии  $S$

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \rho \partial T} = \frac{\partial^2 S}{\partial T \partial \rho}$$

можно получить

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \rho}\right)_T = \frac{P}{\rho^2} - \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho.$$

Откуда,

$$dE - \frac{P}{\rho^2} d\rho = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_\rho dT - \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho d\rho.$$

Используя уравнения гидродинамики (2.1) и (2.3), левую часть 2-ого закона термодинамики можно переписать как

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_\rho \frac{\partial T}{\partial t} + 4\pi T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho \frac{\partial}{\partial m} (r^2 u).$$

Окончательное выражение для температуры можно получить, заменив производную  $\partial/\partial r$  на  $\partial/\partial m$ :

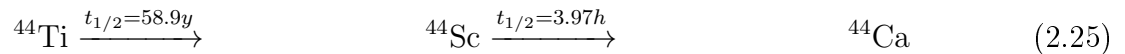
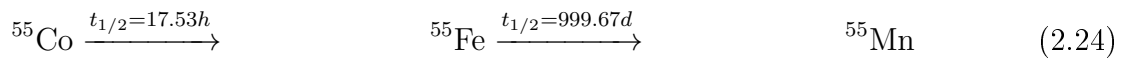
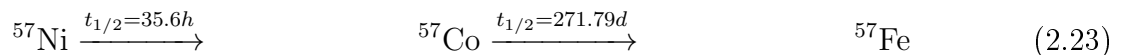
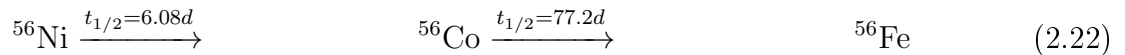
$$\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_\rho \frac{\partial T}{\partial t} = -4\pi T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho \frac{\partial}{\partial m} (r^2 u) - \frac{64\pi^2 ac}{3} \frac{\partial}{\partial m} \left( \frac{r^4 T^3}{\kappa(n_e, T, Z)} \frac{\partial T}{\partial m} \right) - \varepsilon_r, \quad (2.21)$$

где  $\kappa$  - эффективная непрозрачность,  $m$  - лагранжевая координата, связанная с радиусом:  $\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}$ .

## 2.2.7 Радиоактивный нагрев

Источником свечения сверхновой служит запасенная энергия в энтропии оболочки после прохождения ударной волны и дополнительный нагрев вещества оболочки энергией радиоактивных распадов.

Основные цепочки распада следующие:



Времена полураспада для разных цепочек отличаются на порядки величин, поэтому, по мере эволюции сверхновых, определяющую роль играют разные цепочки радиоактивного распада. В интересующую нас яркую фазу жизни сверхновой от начала взрыва до момента выхода кривой блеска на хвост радиоактивного распада определяющую роль в нагреве играет реакция (2.22). В процессе взрыва в термоядерных реакциях синтезируется нестабильный к электронному захвату  ${}^{56}\text{Ni}$ , распадающийся в  ${}^{56}\text{Co}$  с периодом полураспада  $t_{1/2} = 6.08^d$ , при этом за один акт распада в  $\gamma$ -квантах высвечивается энергия 1.72 МэВ. Нестабильный  ${}^{56}\text{Co}$  с периодом полураспада  $t_{1/2} = 77.2^d$ , в свою очередь, переходит в стабильное железо  ${}^{56}\text{Fe}$  и излучает 3.6 МэВ на один распад [90].

Другие цепочки переходов (2.23) и (2.24) имеют значительно большие времена полураспада. Энергия, выделяемая в этих реакциях, важна на более поздних стадиях сверхновой  $t \geq 1000^d$ .

Большая часть  $\gamma$ -излучения поглощается в процессах ионизации и возбуждения атомов в оболочке сверхновой. Перенос  $\gamma$ -излучения, рожденного при радиоактивных распадах, и его депозиция считается в однокрупном приближении с  $\kappa_\gamma = 0.050Y_e$  (здесь  $Y_e$  — полное число электронов на барион). Следуя результатам Шварца [91], непрозрачность в  $\gamma$ -диапазоне для наших целей можно рассматривать как чистое поглощение.

## 2.3 Исследование неЛТР эффектов

При термодинамическом равновесии (ТР) свойства газа и излучения можно описать в терминах макроскопических величин. В этом случае все переходы между квантовыми состояниями в газе уравновешены обратными, и конечное состояние системы зависит только от концентрации входящих в газ частиц  $n_i$  и температуры  $T$ . Сверхновые, теряющие на излучение огромную энергию, очевидно, не находятся в термодинамическом равновесии. Однако, несмотря на то, что в целом по звезде газ не находится в ТР, во многих случаях можно сохранить макроскопическое описание состояния газа, приняв выполнение ТР в небольшой локальной области газа и нахождение всех процессов в газе в детальном балансе. Это приближение называется Локальное Термодинамическое Равновесие (ЛТР). ЛТР предполагает максвеловское распределение частиц газа по скоростям, больцмановское население атомных уровней и концентрации ионов по Саха.

Наша модель использует ЛТР для вычисления состояния вещества в элементе объема и не накладывает никаких ограничений на спектр излучения  $J_\nu$ . Поэтому мы можем изучить, насколько сильно модельный спектр  $J_\nu$  отклоняется от чернотельного.

В этом разделе мы исследуем эффекты неЛТР, возникающие из-за неравновесности излучения с веществом сверхновой.

### 2.3.1 Сравнение скоростей ударных и радиационных процессов

Условия отклонения расчётного спектра от чернотельного было исследовано на сверхновых двух типов: SN IIP и SN Ia. Появление SN Ia в диссертации, где основное внимание уделяется сверхновым II типа, оправдывается наличием результатов независимого моделирования SN Ia Кромером и Симом [92] и ценной возможностью взаимной валидации полученных расчётов.

В качестве предсверхновой SN IIP была выбрана модель *R450\_M15\_Ni007\_E7*, хорошо описывающая классическую сверхновую SN 1999em (детальное описание модели можно найти в разделе 3.2).

Начальная конфигурация для SN Ia была выполнена на основе известной одномерной дефлаграционной модели W7 [50]. W7 — это модель белого C+O карлика (ниже БК) с аккрецирующим на поверхность веществом. Темп аккреции за год порядка  $10^{-8}M_\odot$ . H и He на поверхности в слабых вспышках синтезируют C и O, добавляя их к массе ядра БК. В конечном счете в центре поджигается C, вызывая дефлаграционную волну горения, распространяющуюся по веществу БК. В результате горения синтезируется богатый набор элементов, в том числе достаточное количество  $0.6M_\odot Ni^{56}$  для объяснения светимости сверхновой. Выделенная в БК ядерная энергия превосходит энергию гравитационной связи звезды, и БК разлетается полностью без остатка. Наше моделирование начиналось уже после прохождения дефлаграционной волны, на стадии разлета.

Был проведен расчёт взрывов сверхновых для обеих начальных конфигураций. Диаграмма плотность-температура 2.1 для моделей *R450\_M15\_Ni007\_E7* и *W7* в коорди-

натных осях  $\lg(\rho)$ ,  $\lg(T)$  демонстрирует изменение плотности и температуры вещества от начала взрыва до полного просветления в оболочке сверхновой. В заданный момент времени каждая точка на кривой  $(T, \rho)$  соответствует некоторому значению лагранжевой массы  $m$ , меняющейся вдоль кривой от центральных слоев (правый верхний угол) к краю оболочки (левый нижний угол). На диаграмме крестиками обозначена температура излучения  $T_j$ , определяемая из соотношения  $J = aT_j^4$ , где  $J = \int_0^\infty J_\nu d\nu$  - интенсивность, проинтегрированная по углу и частоте.

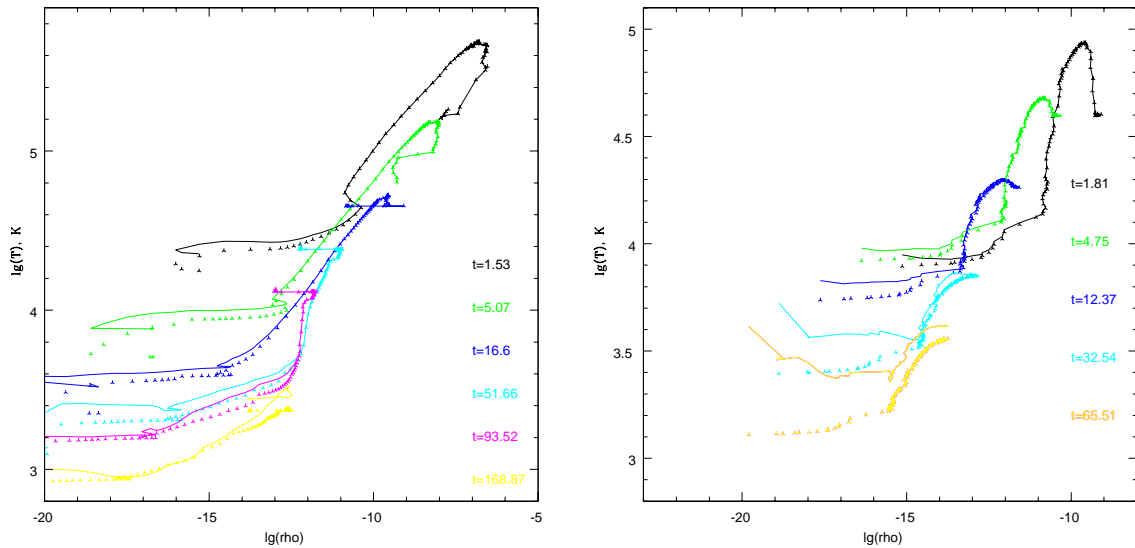


Рисунок 2.1: Эволюция  $\lg(T)$  и  $\lg(\rho)$  по времени для модели *R450\_M15\_Ni007\_E7* слева и для модели *W7* справа. Крестиками обозначена температура излучения  $T_j$ . Для каждого заданного момента времени  $t$ , каждая точка на кривой  $(T, \rho)$  отвечает некоторому значению лагранжевой массы  $m$ , меняющейся вдоль кривой. По оси абсцисс отложен  $\lg(\rho)$ , а по оси ординат -  $\lg(T)$ .

Видно, что во внутренних областях оболочки излучение заперто, температура вещества  $T$  равна температуре излучения  $T_j$ , ЛТР с хорошей точностью выполняется, и можно применять формулы Больцмана и Саха.

Однако, ближе к границе излучение начинает просвечивать сквозь внешние слои оболочки, равновесие со средой нарушается,  $T \neq T_j$ , спектр отклоняется от чернотельного, ЛТР нарушено, а следовательно, условий для пользования формулами Больцмана и Саха для расчёта населенностей уровней и ионных концентраций уже нет.

Прежде всего проведем оценку характерных температур и плотностей в областях неЛТР. В этом нам поможет тот же график плотность-температура (Рисунок 2.1). На графиках видно, что для обеих моделей сверхновых отклонения от ЛТР наблюдаются в области по температуре  $T < 1.2 \cdot 10^4$  К и по плотности  $\rho < 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup>, в которую попадают сверхновые и типа Ia, и типа II.

Чтобы оценить степень неравновесности излучения с веществом, мы взяли граничные значения температуры и плотности и сравнили скорости фотоионизации  $R_i^{jc}$  и ударной ионизации  $C_i^{jc}$ .

Скорость фотоионизации определяется как

$$R_c^{ij} = 4\pi \int_{\nu_{th}}^{\infty} \alpha_{PI} \frac{J_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (2.26)$$

где  $\nu_{th}$  - порог ионизации,  $J_\nu$  - средняя интенсивность,  $\alpha_{PI}$  - сечение фотоионизации.

Скорость ударной ионизации можно вычислить, зная  $\langle \sigma v \rangle$ :

$$C_c^{ij} = n_e \langle \sigma v \rangle = n_e \int_{\nu_{th}}^{\infty} \sigma(v) f(v) v dv,$$

где  $\nu_{th}$  - порог ионизации,  $f(v)$  - распределение электронов по скоростям,  $\sigma(v)$  - сечение ударной ионизации.

Принимая однотемпературное приближение  $T_e = T_c = T$  и полагая спектр излучения чернотельным, взяв  $\rho = 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup> и вычислив отношения скоростей процессов, мы заполнили следующую Таблицу 2.1.

Таблица 2.1: Таблица отношений  $\frac{C_c^{ij}}{R_c^{ij}}$ , вычисленная для элементов H, He, Fe для температур  $T = 5.0 \times 10^3$  K,  $1.2 \times 10^4$  K,  $2 \times 10^4$  K и  $\rho = 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup>.

$T[K]$	H I	He I	He II	Fe I	Fe II	Fe III
$5 \times 10^3$	$1.7 \times 10^{-7}$	$5.2 \times 10^{-15}$	$< 10^{-20}$	$2.0 \times 10^{-5}$	$1.4 \times 10^{-4}$	$5.5 \times 10^{-6}$
$1.2 \times 10^4$	$1.6 \times 10^{-5}$	$1.1 \times 10^{-7}$	$1.0 \times 10^{-6}$	$2.6 \times 10^{-5}$	$2.2 \times 10^{-5}$	$2.0 \times 10^{-7}$
$2 \times 10^4$	$1.3 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^{-7}$	$2.9 \times 10^{-7}$	нет иона	$8.9 \times 10^{-6}$	$1.0 \times 10^{-7}$

Из таблицы 2.1 видно, что скорости ударной ионизации значительно меньше радиационных. При этом, надо иметь в виду, что реальные плотности (см. Рисунок 2.1) значительно меньше  $\rho < 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup>. А учитывая, что  $R_i^{jc}$  от плотности не зависит, а  $C_i^{jc} \sim n_e \sim \rho$ , то отношение  $\frac{C_i^{jc}}{R_i^{jc}}$  уменьшается пропорционально плотности.

Следует отметить, что при расчётах не учитывалось, что спектр сверхновых нечернотельный с эффективной температурой ниже, чем температура вещества. Но зато спектр имеет более высокую цветовую температуру. Поэтому вклад в фотоионизацию  $R_i^{jc}$  (2.26) оказывается скомпенсирован и наши выводы остаются верны.

Численных оценок, сравнивающих скорости радиативной и ударной (тройной) рекомбинации мы не проводили, потому что, если скорости двойных столкновений (ударной ионизации) малы, то вероятности тройного соударения заведомо меньше.

Исходя из полученных оценок, мы заключили, что условия в оболочке сверхновой позволяют пренебречь ударными процессами и учитывать только радиативные процессы.

### 2.3.2 Модифицированное небулярное приближение

В условиях доминирования радиационных процессов применима формула ионизации, предложенная Люси, Абботт [66], [67] и являющаяся модифицированной формулой для планетарных туманностей [78].

В этом приближении спектр описывается дилютированным чернотельным спектром  $W \times B_\nu(T_c)$ , в котором форма определяется температурой излучения  $T_c$ , а интегральная светимость согласовывается с помощью дилуции  $W$ .

Температуру излучения  $T_c$  мы вычисляли через взвешенную усредненную частоту  $\langle \nu \rangle \equiv \frac{\int_0^\infty \nu J_\nu d\nu}{J}$ , где  $J \equiv \int_0^\infty J_\nu d\nu$ . Для чернотельного излучения отношение  $x \equiv \frac{h\langle \nu \rangle}{kT} \approx 3.8324$  постоянно и позволяет определить  $T_c = \frac{h\langle \nu \rangle}{kx}$ . Фактор дилуции находится из отношения  $W = \frac{\int_0^\infty J_\nu d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T_c) d\nu} = \frac{\pi J}{\sigma T_c^4}$ . Через  $T_c$  и  $W$  эффективная температура выражается по формуле  $T_J = W^{1/4} T_c$ .

Населенности уровней в ионе в этом приближении определяются радиационными процессами:

$$\frac{n_u^{ij}}{n_l^{ij}} = W \frac{g_u^{ij}}{g_l^{ij}} e^{-\frac{h\nu_{ul}}{kT_c}} \quad (2.27)$$

Населенность ионов при данных условиях можно получить из соотношения [67]:

$$\frac{n^{ij+1} n_e}{n^{ij}} = \eta W \frac{2U^{ij+1}}{U^{ij}} \frac{(2\pi m_e k T_r)^{3/2}}{h^3} \left( \frac{T_e}{T_c} \right)^{1/2} e^{-\frac{\chi^{ii}}{kT_c}}, \quad (2.28)$$

$$\eta = \zeta + W(1 - \zeta), \quad (2.29)$$

где  $\zeta$  - доля рекомбинаций, идущих на основной уровень.

При вычислении статистической суммы применялась модифицированная формула Больцмана:

$$U^{ij} = W \sum_l^\infty g_l^{ij} e^{-\frac{\chi_l^{ij}}{kT_c}} = W U^{ij*}(T_c) \quad (2.30)$$

По похожей на алгоритм Карпа [84] процедуре вычислялись электронная концентрация  $n_e$ , населённости уровней и концентрации ионов, а также необходимые термодинамические величины:  $P, E$  и их производные.

### 2.3.3 Тестирование неЛТР на модели W7

Если взглянуть на схему 2.2, то видно, что в общем случае внесенные в ионизационный баланс изменения оказывают воздействие на всю систему уравнений. Уравнение переноса будет реагировать на новые коэффициенты непрозрачности, а изменение давления и внутренней энергии поменяет гидродинамическое поведение оболочки. Перестройка системы усилится взаимным влиянием уравнений переноса и гидродинамики друг на друга. Предсказать итоговую реакцию сверхновой оказывается нетривиальной задачей, так же как и отделить реальный вклад эффекта неЛТР от возможных счетных ошибок.

Однако можно подобрать такую конфигурацию SN, которая бы минимизировала взаимное влияние расчётных блоков в схеме 2.2. В этом смысле удобны SN Ia, в которых, в



силу компактности предсверхновой и огромной энергии взрыва, все интересные гидродинамические события происходят за секунды после начала взрыва, а затем скорости в оболочке фиксируются и выходят на “хаббловский” закон разлета. Поэтому, тестируя алгоритм на SN Ia, мы исключаем влияние гидродинамики на расчёты.

Как известно, корректность работы новых алгоритмов гораздо лучше проверять не на собственных расчётах, а сравнивать с результатами чужой независимой работы. Кромер и Сим [92] выполнили в 2009 году исследование SN Ia, смоделировав взрыв W7. Они применили два варианта расчёта ионизационного баланса и населенностей уровней: по Больцману и Саха (“простой подход”) и модифицированное небулярное приближение по Люси (“детальный подход”). В свою работу они включили ряд графиков, показывающих как меняется ионный состав в зависимости от того или иного подхода. Конечно, метод Монте-Карло симуляции для расчёта переноса излучения в этой работе кардинально отличается от нашего и включает более богатую физику взаимодействия излучения с веществом. Здесь особенно важны эффекты флюоресценции, которую мы учитываем в грубом приближении через поглощение фотона и его чернотельное переизлучение (см. детали в [77]). На данном этапе мы научились считать флюоресценцию (см. приложение C) и в скором времени планируем включить ее в наше уравнение переноса. Поэтому сравнение кривых блеска двух расчётов (Рисунок 2.2) показывает некоторое расхождение результатов, особенно заметное в фильтрах V и R. Однако в целом согласие достаточно хорошее, что видно в полосах U, B, I. Такое качественное согласие в переносе излучения и отсутствие влияния гидродинамики позволяет выполнить сравнение корректности расчёта ионного состава.

На определенный момент времени (30-й день от начала взрыва) был построен график зависимости долей ионов Fe от координатной скорости вещества (2.3). Сравнение с подобным графиком Figure 3 (левый график из [92]) показывает, что степени ионизации FeII и FeIII очень хорошо соответствуют друг другу, включая координату  $v = 11 \cdot 10^3$  км/с, на которой сменяется доминирование FeIII на FeII. Видимое отличие есть в ионе FeIV, концентрация которого составляет доли процента от основных ионов. Однако это отличие слишком мало, чтобы позволить сделать вывод о неверном расчёте ионизации.

Теперь сравним эволюцию ионизации Fe, зафиксировав координату  $v = 10^4$  км/с согласно Figure 3 (правый график из [92]). Опять наш расчёт (Рисунок 2.4, правый) показывает очень хорошее согласие с работой Кромера.

Наличие большого числа энергичных фотонов в неЛТР спектре по сравнению с ЛТР случаем приводит к смещению границ ионизации по оболочке, что прослеживается на Рисунке 2.4 для Ca (левый) и для Fe (правый). Изменение ионного состава влияет на расчёт непрозрачности, а через нее и на выходящий спектр излучения.

## 2.4 Фотоионизация с внутренних атомных уровней

Все предыдущие вычисления кодом STELLA допускали при расчёте непрозрачности лишь фотоионизацию с внешней оболочки иона. В процессе работы над диссертацией в STELLA

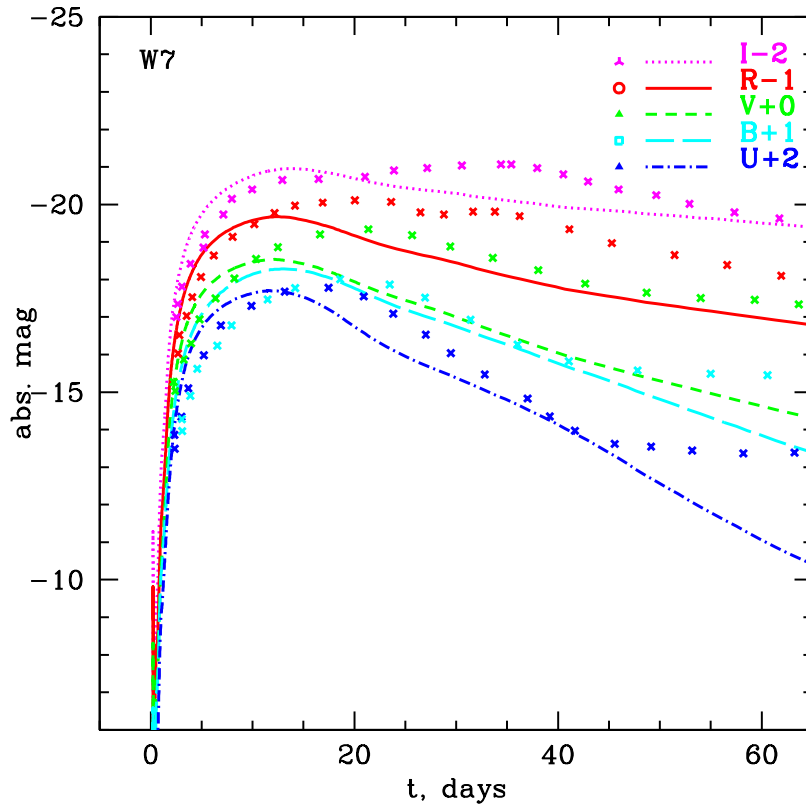


Рисунок 2.2: UBVRI кривые блеска для модели W7. Крестиками показан результат расчёта Кромера и Сима [92]. По оси абсцисс отложено время от момента взрыва.

был включен дополнительный модуль для учёта эффекта фотоионизации с внутренних атомных оболочек. Расчёт сечений фотоионизации выполнен согласно аппроксимирующей процедуре Вернера [87].

Для ионизации с внутренних атомных оболочек нужны высокие температуры и высокоэнергичные фотоны. Такие условия в сверхновых достигаются на этапе начальной стадии прохождения ударной волны по оболочке. Выполненное исследование показало правильность этого вывода и выявило довольно малое влияние этого эффекта на кривые блеска SN II [42, 43].

Таким образом результаты, полученные ранее с помощью STELLA для SN Ia и SN II, можно не подвергать пересмотру и коррекции за этот эффект, однако он проявляется в необычно ярких сверхновых SN II<sub>p</sub>, которые сейчас интенсивно исследуются.

## 2.5 Выводы главы

Описанные радиационно-гидродинамические уравнения заложены в пакет программ под названием STELLA.

Проведено исследование того, в каких условиях выполняется, а при каких условиях нарушается приближение Локального Термодинамического Равновесия (ЛТР). Сравнение скоростей ударный и радиативных процессов показало существенное доминирование при

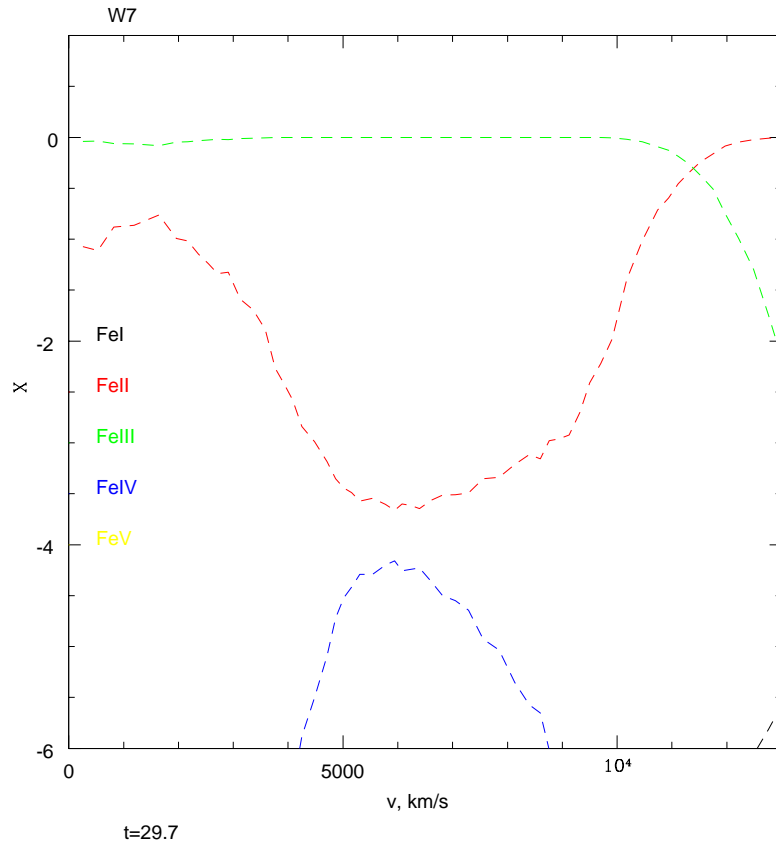


Рисунок 2.3: График показывает относительные доли ионов Fe от координатной скорости вещества на момент времени  $t = 29.7^d$ , рассчитанные в условиях неЛТР. По оси ординат отложен логарифм относительной доли иона Fe  $X_{Fe}^j$ . По оси абсцисс отложена скорость вещества в оболочке (скорость связана с радиусом соотношением  $r = vt$ ).

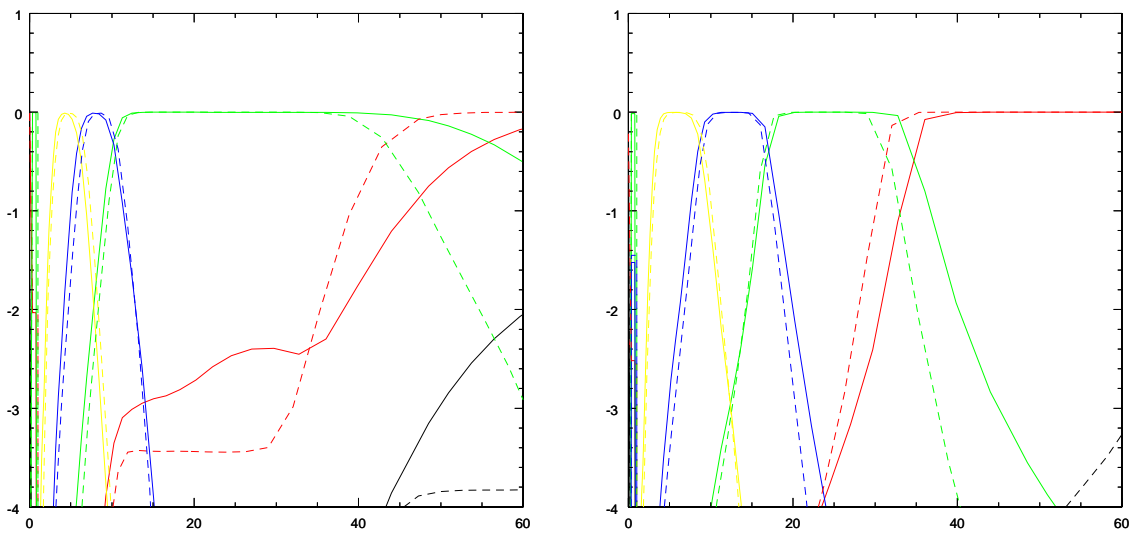


Рисунок 2.4: Левый график показывает эволюцию по времени ионизации Ca. Правый график показывает эволюцию по времени ионизации Fe. Цветами черный/красный/зеленый/синий/желтый обозначены ионизации xI/xII/xIII/xIV/xV. Сплошная линия — расчёт по Люси, штриховая расчёт — по Саха. По оси ординат отложен логарифм относительной доли иона  $X_i^j$ . По оси абсцисс отложено время наблюдения в днях с момента взрыва.

найденных условиях радиативных процессов и возможность применения модифицированного небулярного приближения для учета в уравнении состояния эффектов неЛТР. На основе развитого аппарата были сделаны расчёты модели W7 (для сверхновых типа Ia) и выполнено сравнение с результатами независимой работы, использующей такое же приближение для описания неЛТР, но с совершенно другим решателем задачи переноса излучения (Монте-Карло).

Несмотря на полную автономность в разработке программных алгоритмов, сравнение результатов расчётов показывает хорошее согласие друг с другом. Это позволяет доверять проводимым расчётам и применять новое уравнение состояния для других типов сверхновых, как это сделано в главе 4.

## Глава 3

# Метод расширяющихся фотосфер и SN II

Основанные на эмпирических закономерностях методы “стандартной свечи” не нуждаются в изучении внутренней физики свечи, что очень удобно для массового применения. За это удобство приходится расплачиваться наследованием ошибок от предыдущих ступеней лестницы космологических расстояний. Кроме того, ничто не мешает отдельным объектам нарушать эти закономерности, поскольку они не являются следствием физической природы свечи. По мере накопления статистики, пекулярных объектов, нарушающих стандартные корреляции, становится всё больше, и требуется либо придумывать способы их выявления в общей массе, либо менять эмпирические закономерности.

Большое разнообразие кривых блеска SN II по форме и амплитуде, в отличие от SN Ia, с трудом позволяет выявить статистические закономерности для определения абсолютной светимости сверхновой и использования ее в качестве “стандартной свечи” (см., например, [20]). Но зато SN II, формируя истинную расширяющуюся фотосферу, позволяют использовать для определения расстояния прямые геометрические методы.

Первым и самым используемым геометрическим методом для сверхновых типа II является Метод Расширяющихся Фотосфер (Expanding Photosphere Method, EPM). Однако, как подчеркивается во Введении на примере SN 1999em, метод EPM содержит корректирующий параметр.

В этой главе после описания метода определения расстояния до сверхновых EPM рассматривается детальная модель SN 1999em и исследуется поведение фотосферы у сверхновой. На основе модели сверхновой вычисляются исправленные значения корректирующего фактора (коэффициента диллюции), важного при определении расстояния методом EPM. Основываясь на новых корректирующих факторах, методом EPM получено расстояние до сверхновой, отличающееся от более ранних EPM расстояний [25, 26, 31], но хорошо согласующееся с другими способами определения расстояния: SEAM [29], по цефеидам [28], по зависимости плато-хвост на кривой блеска [20]. Достигнутое согласие с другими методами подтверждает работоспособность метода EPM, но ценою вывода о необходимости проведения индивидуального моделирования для каждой сверхновой. В качестве возможного

инструмента для первичного подбора параметров модели предложен каталог сверхновых (описание в приложение А). В последнем разделе главы дается исследование пределов обнаружения SN IIP современными телескопами 8-метрового класса на космологических расстояниях.

### 3.1 Метод расширяющихся фотосфер

Способ измерения расстояния до пульсирующих звезд, цефеид, был предложен в работах Бааде [21] и Весселинка [93]. В основе этого метода лежат достаточно очевидные соображения.

Допустим, на расстоянии  $D$  находится сферически симметричная звезда с радиусом фотосферы  $R_{\text{ph}}$ . Пусть поток на уровне фотосферы звезды равен  $F_{\nu}(R_{\text{ph}})$ , тогда наблюдаемый поток от звезды, согласно фотометрическому соотношению, равен

$$F_{\nu}(D) = \frac{R_{\text{ph}}^2}{D^2} F_{\nu}(R_{\text{ph}}). \quad (3.1)$$

Для  $F_{\nu}(R_{\text{ph}})$  авторы метода [21, 93] предложили использовать планковский спектр с цветовой температурой  $T_c$ :  $F_{\nu}(R_{\text{ph}}) = \pi B_{\nu}(T_c)$ . В своей статье Бааде писал (перевод [21]): *“...единственное предположение, которое нам необходимо сделать, что цефеиды излучают как чёрное тело. Дальнейшее изучение должно показать, насколько это предположение верно...”*.

Измеряя  $F_{\nu}(D)$ , из известного  $F_{\nu}(R_{\text{ph}})$  можно получить угловой размер звезды

$$\theta = \frac{R_{\text{ph}}}{D} = \sqrt{\frac{F_{\nu}(D)}{F_{\nu}(R_{\text{ph}})}}. \quad (3.2)$$

Ясно, что если можно померить  $R_{\text{ph}}$  или определить изменение  $\Delta R_{\text{ph}}$  за некоторый интервал времени, то из (3.2) по известному  $\theta$  или  $\Delta\theta$  легко найти расстояние  $D$ . В методе Бааде и Весселинка предполагалось, что фотосфера движется вместе с веществом. Зная скорость вещества  $u$ , измеренную по слабым спектральным линиям, из равенства  $v_{\text{ph}} = u$  можно получить скорость фотосферы  $v_{\text{ph}}$ . Зная  $v_{\text{ph}}$ , можно определить изменение радиуса фотосферы, проведя серию измерений за интервал времени  $t_1 - t_0$ :

$$\Delta R_{\text{ph}} = \int_{t_0}^{t_1} v_{\text{ph}} dt. \quad (3.3)$$

Красивая идея Бааде оказалась неприменима к сверхновым. Причина в том, что у SN IIP фотосфера не связана с определенным слоем вещества, а движется относительно него (ведь при расширении падает коэффициент поглощения вещества) [94]. Получить напрямую из наблюдений сверхновой скорость фотосферы  $v_{\text{ph}}$  нельзя, можно лишь получить скорость вещества  $u$  на уровне фотосферы, полагая, что слабые спектральные линии образуются близко к фотосфере. Более того,  $u$  и  $v_{\text{ph}}$  могут быть даже направлены в противоположные

стороны в момент, когда фотосфера сжимается. Ясно, что, не зная  $v_{\text{ph}}$ , нельзя воспользоваться (3.3) и получить величину  $\Delta R_{\text{ph}}$ , необходимую для применения метода ЕРМ.

Идея Киршнера и Квана [94] состояла в том, что огромная энергия взрыва быстро выводит разлетающуюся оболочку сверхновой на свободный разлет. Тогда становится верным “хаббловское” соотношение между скоростью вещества и его координатой:

$$u = r/(t - t_0), \quad (3.4)$$

где  $t_0$  – начальный момент взрыва.

Используя слабые линии, можно измерить скорость вещества на уровне фотосферы  $u$  и, полагая  $R_{\text{ph}} = r$ , найти из (3.4)

$$R_{\text{ph}} = u(t - t_0) \quad (3.5)$$

Это выражение совместно с (3.2) можно записать как:

$$D = \frac{u(t - t_0)}{\theta} \quad (3.6)$$

Это уравнение имеет 2 измеряемые величины  $\{u, \theta\}$  и 2 неизвестные величины  $\{t_0, D\}$ . Проведя два или больше наблюдений сверхновой, линейной регрессией, можно получить искомое расстояние  $D$  и момент начала взрыва  $t_0$  с оценкой их ошибок.

### 3.1.1 Фактор дилюции

Зыбким моментом метода ЕРМ остается определение величины  $F_\nu(R_{\text{ph}})$ , которое из равенства (3.2) позволяет определить видимый угловой размер сверхновой  $\theta$ .

Чернотельное приближение для  $F_\nu(R_{\text{ph}})$  использовали Киршнер и Кван в своей работе [94], но в 1982 году Вагонер [95] показал, что излучение от фотосферы SN II дилутировано из-за преобладания в атмосфере сверхновой процесса электронного рассеяния над поглощающими процессами. Вагонер понял, что фотосфера, расположенная на радиусе  $R_{\text{ph}}$  и определяемая поверхностью последнего рассеяния,  $\tau_{\text{scat}} = 2/3$ , переизлучает и рассеивает свет, зародившийся в глубине оболочки на радиусе термализации  $R_{\text{therm}}$ , где процессы истинного поглощения и переизлучения приводят излучение в термодинамическое равновесие с веществом.

Поскольку излучение приходит от  $R_{\text{ph}}$ , а по спектру восстанавливается  $R_{\text{therm}}$ , то необходимо внести в метод ЕРМ корректирующий фактор  $\zeta$ , определяемый как:

$$\zeta = \frac{R_{\text{therm}}}{R_{\text{ph}}} \quad (3.7)$$

Модифицированная формула для потока излучения от фотосферы сверхновой принимает вид:

$$F_\nu(R_{\text{ph}}) = \zeta^2 \pi B_\nu(T_c). \quad (3.8)$$

Цветовую температуру  $T_c$  можно вычислить либо фитированием спектра функцией Планка, либо по разности цветов в широкополосной фотометрии. С определением параметра  $\zeta$  дело обстоит сложнее. Глубина термализации, или радиус  $R_{\text{therm}}$ , определяется соотношением коэффициента рассеяния  $\kappa_s$  и коэффициента истинного поглощения  $\kappa_a$  (см. уравнение переноса 2.5). Это соотношение меняется с глубиной и зависит от длины волны [22]. Реалистичные оценки  $\zeta$  должны вычисляться из детального радиационно-гидродинамического моделирования сверхновой.

В работе 1996 года Истман и др. [96] провели масштабные расчёты моделей SN II для различных начальных конфигураций предсверхновых. Было получено эмпирическое соотношение между  $\zeta$  и  $T_c$ , определенное для комбинаций широкополосных фильтров BV, BVI, VI и JHK (фильтр R был исключен из-за попадания в него линии  $H_\alpha$ , интенсивность которой сильно варьируется среди SN IIP). Несмотря на явную нефизичность этого соотношения, оно очень удобно и позволяет избегать сложного моделирования сверхновых.

К моменту вспышки SN 1999em факторы дилуции по [96] были использованы для определения расстояния до 18 SN II [22, 23, 26]. Также они использовались для определения расстояния до SN 1999em в работах [25, 26], войдя в противоречие с данными о расстоянии, полученными другими методами.

### 3.1.2 Межзвездное поглощение

Для расстояния, определенного по (3.6), надо учесть поглощение света пылью на пути между сверхновой и наблюдателем, как в родительской галактике, так и в нашей Галактике. Ослабление и покраснение спектра света в нашей Галактике хорошо изучено [97–99]. Поглощение в родительской галактике учесть сложнее, а связь SN II с областями, богатыми газом и пылью, потенциально может еще больше усложнить проблему. При отсутствии данных о поглощении в родительской галактике, поглощение можно оценить по эволюции цветов SN на стадии плато.

При известном поглощении  $A_\nu$  на длине волны  $\nu$  (которое выражается в звёздных величинах) наблюдаемый поток можно исправить за поглощение следующим образом:

$$F_\nu^{A_\nu}(D) = F_\nu(D)10^{0.4A_\nu} \quad (3.9)$$

Тогда в фотометрическом соотношении (3.6) вместо  $F_\nu(D)$  надо использовать  $F_\nu^{A_\nu}(D)$ .

### 3.1.3 Несферически-симметричная фотосфера

Как показывают наблюдения, распределение элементов по оболочке сверхновой достаточно неоднородно. Развитие гидродинамических неустойчивостей, таких, как неустойчивость Рэлея-Тейлора, приводит к крупномасштабному перемешиванию вещества в оболочке сверхновой. Вполне допустимо, что обилие водорода и других элементов меняется не только по радиусу, но и в зависимости от угла к лучу зрения. В режиме волны охлаждения-рекомбинации, фотосфера, разделяющая почти полностью ионизованный водород от ре-



комбинированного водорода, движется по массовой координате внутрь по звезде. Скорость движения волны охлаждения-рекомбинации зависит от концентрации водорода в данном направлении, и из-за неоднородности состава даже изначально сферическая волна может отклониться от сферической формы. Связанная с ней фотосфера тоже искривится, что необходимо учитывать в фотометрическом соотношении (3.1).

Надёжин [100] проводит оценку несферичности, принимая форму волны за эллипсоид с полуосями  $a, b$ . В случае сильной несферичности и при соотношении полуосей эллипсоида  $\frac{a}{b} = 5$ , ошибка в определении расстояния может достигать 50%.

Однако, такая сильная несферичность не типична для SN II. Хамуи в работе [25] утверждает, что для SN II фактор несферичности мал. Леонард [101], выполнив детальное длительное спектрополяриметрическое изучение SN 1999em, оценил, что несферичность на стадии плато может составлять около 7%, что значительно меньше самого малого параметра несферичности  $\frac{a}{b} = 0.2$  для которого Надёжин оценил ошибку в расстоянии.

Далее мы подробно изучаем SN 1999em, для короткой и длинной шкалы расстояний строим наиболее подходящие под наблюдения модели сверхновой и исследуем применимость метода ЕРМ к SN 1999em.

## 3.2 SN 1999em

Сверхновые наблюдаются, как правило, на очень больших расстояниях, в десятки и сотни Мпк, что затрудняет получение для таких объектов полных фактических данных (фотометрия, спектры). Особо детальные наблюдения удается провести только для близких SN. Одним из таких детально изученных объектов является SN 1999em [26, 31, 102]

SN 1999em вспыхнула в относительно близкой галактике NGC 1637 на расстоянии, которое, по различным измерениям, составляет от 7.5 до 12.4 Мпк. Благодаря ранним наблюдениям вспышки, в широком диапазоне частот по ней были накоплены богатые данные по фотометрии и спектрам. Эта сверхновая принадлежит к типу IIр.

В работах [20] и [103] SN 1999em наряду с другими SN использовалась для изучения свойств предсверхновых. На основе параметров предсверхновых делались выводы о корреляции различных величин между собой, например, массы предсверхновой и наблюдаемой светимости на плато и т.п.

Надёжин [20] и Хамуи [103] получили массы  $M$ , радиусы  $R$  и энергии взрыва  $E$  для целого набора SN II типа. С помощью наблюдаемых значений  $M_V$ ,  $\Delta t$ ,  $u_{\text{ph}}$  на плато кривой блеска они получили  $M$ ,  $R$ ,  $E$ , основываясь на соотношениях из работ Литвиновой и Надёжина [15, 16]. Попов (1993) привел аналитический вывод формул, близких к полученным в работах Литвиновой и Надёжина [15, 16].

В настоящем разделе сосредоточено внимание на SN 1999em как на одной из наиболее подробно наблюдавшихся. Целью нашего исследования является построение детальной неэволюционной модели предсверхновой, максимально точно воспроизводящей наблюдения потоков SN 1999em в фильтрах  $UBVIR$  и скорости на уровне фотосферы. Кроме того, нашей задачей было еще сравнить, насколько точно результаты, получаемые по простым формулам из работ Литвиновой и Надёжина [15, 16], совпадают с нашим, гораздо более сложным и точным радиационно-гидродинамическим расчётом.

### 3.2.1 Наблюдения

SN 1999em была открыта 29 октября 1999г. на Ликской обсерватории по программе поиска SN [104]. SN 1999em вспыхнула в галактике NGC 1637, измеренная звездная величина  $m \sim 13.5^m$ . На изображении той же области, полученном девятью днями ранее, на месте SN ничего нет (предельная звездная величина на этом снимке  $m \sim 19^m$  [26]). Это значит, что SN была открыта практически сразу после взрыва. Фотометрические и спектроскопические наблюдения позволили отнести ее к типу IIр, с ярко выраженным плато. Раннее и слабое радиоизлучение позволяло предположить низкую плотность вещества, окружающего предсверхновую. Это означало, что у звезды до вспышки не было активного истечения вещества, и мы видим “чистый” взрыв SN, без взаимодействия с окружающим межзвездным веществом.

В соответствии с работой Барона и др. (2000) [105] было принято покраснение  $E(B - V) = 0.1$ .

Расстояние до родительской галактики было измерено несколькими методами. Расхождение между значениями расстояний, определенными разными методами, более чем 50%. Одна группа результатов сконцентрировалась около значения 8 Мпк — 7.5 Мпк - метод расширяющихся фотосфер [25], 8.2 Мпк - метод расширяющихся фотосфер [26], 7.8 Мпк - по ярчайшим сверхгигантам галактики [27]. Заметим, что, по данным каталога Тулли [30], расстояние до NGC 1637 составляет 8.9 Мпк. Заметно большее значение 11.7 Мпк было получено по цефеидам Леонардом и др. [28].

В нашей работе было принято расстояние до SN 1999em 7.5 Мпк как подкрепленное большим числом исследований, проведенных методом ЕРМ, чем увеличенное на 50% расстояние, определенное Леонардом и др. [28] по цефеидам. Однако Барон и др. [29] определили методом воспроизведения спектров расширяющихся атмосфер (SEAM) расстояние до SN 1999em в 12.48 Мпк, т.е. близко к значению Леонарда и др. [28]. Мы провели дополнительное исследование SN для этого значения расстояния. Заранее отметим, что модель предсверхновой изменилась в сторону значительного увеличения радиуса, а также некоторого увеличения массы и энергии взрыва.

### 3.2.2 Моделирование

Модели предсверхновых строились в гидростатическом равновесии в предположении степенной зависимости температуры от плотности (ср. Чугай и др., 2004) [72]

$$T \propto \rho^\alpha \tag{3.10}$$

При полной ионизации и однородном химическом составе такая гидростатическая конфигурация близка к политропе с индексом  $1/\alpha$ . Отличие от политропной модели возрастает во внешних слоях из-за рекомбинации ионов и неоднородности состава (Рисунок 3.1).

В центре этой конфигурации мы выделили тяжелое гравитирующее точечное ядро (с численным радиусом  $R_c = 0.1R_\odot$ ), что много больше, чем настоящее ядро, но много меньше, чем радиальный шаг численной сетки, используемой в нашем гидродинамическом моделировании).

Рассчитанная структура показана на графике 3.2. Она аналогична структуре красного сверхгиганта.

При прохождении ударной волны из центра предсверхновой наружу за границей ударной волны возникает сильная неустойчивость Рэлея–Тейлора [106], приводящая к перемешиванию вещества SN. В нашем моделировании мы считали, что все элементы, кроме  $^{56}\text{Ni}$ , равномерно перемешаны по всей разлетающейся оболочке SN (Рисунок 3.1). Количество и распределение  $^{56}\text{Ni}$ , синтезированного во время взрыва, играет важнейшую роль в светимости SN, поэтому распределение его по радиусу мы сделали более близким к реальному, логарифмически спадающим от центра.

Взрыв SN моделировался выделением тепловой энергии  $E$  в слое массы  $0.06M_\odot$  за 0.1 с, что гораздо меньше гидродинамического времени предсверхновой. Пока выполнено условие

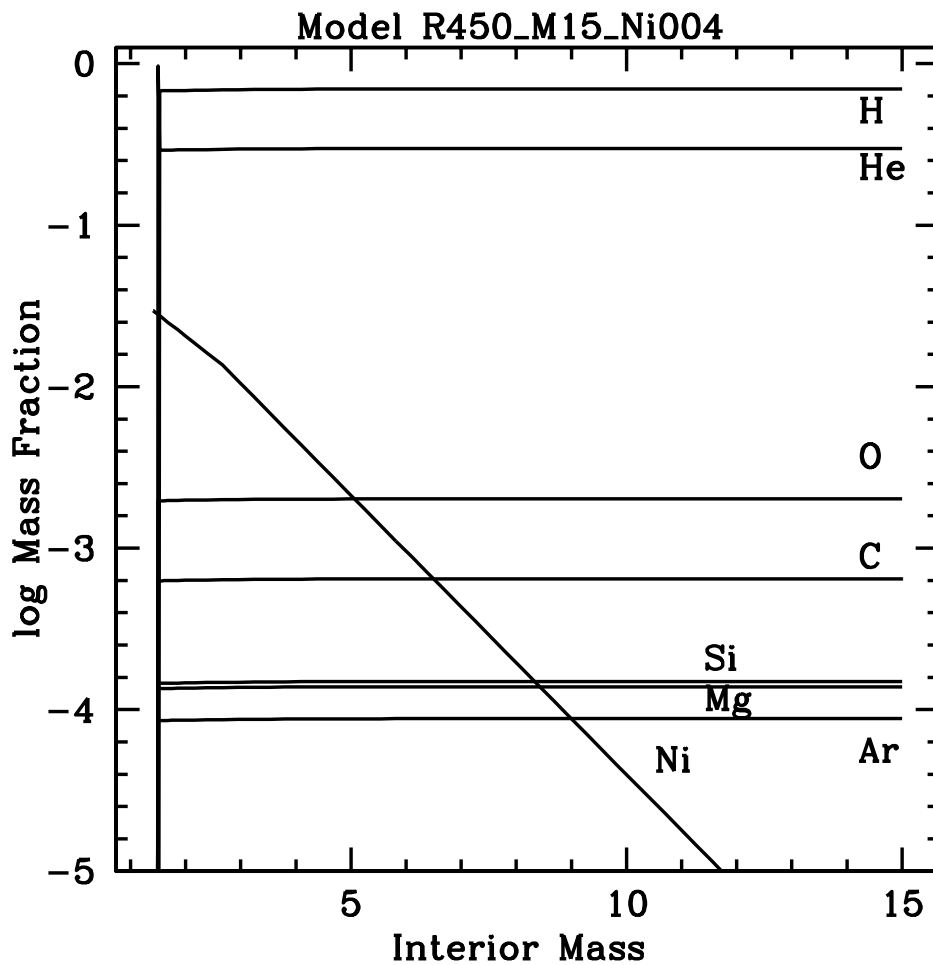


Рисунок 3.1: Распределение элементов по предсверхновой для модели R450\_M15\_Ni004\_E7

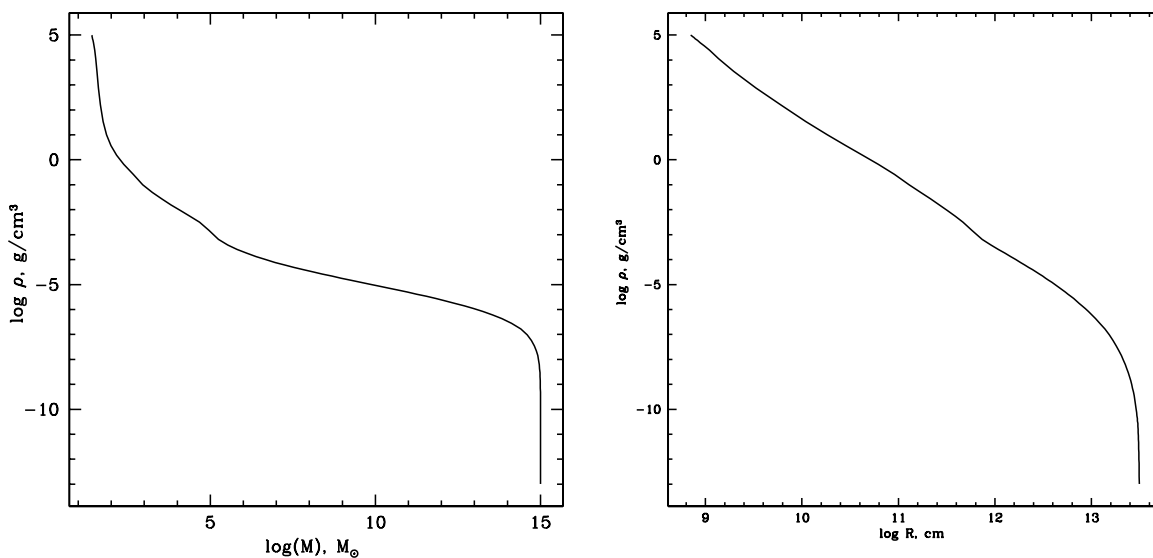


Рисунок 3.2: Зависимость плотности от массы (а) и от радиуса (б) для модели R450\_M15\_Ni004\_E7

малости времени энерговыделения по сравнению с гидродинамическим, результирующая кривая блеска не зависит от деталей механизма взрыва [107].

### 3.2.3 Модели Надёжина и Хамуи

Надёжин [20] и Хамуи [103] получили массы  $\mathcal{M}$ , радиусы  $R$ , и энергии взрывов  $E$  для ряда SN типа II. На основе наблюдаемых значений  $M_V, \Delta t, u_{\text{ph}}$  на плато кривой блеска они получили значения  $\mathcal{M}, R, E$ , используя соотношения из работ Литвиновой, Надёжина [15, 16].

SN 1999em они включили в свое исследование и получили для нее параметры, приведенные в Таблице 3.1.

Таблица 3.1: Сравнение параметров моделей Надёжина (2003) и Хамуи (2003)

Исходные параметры	Надёжина (2003)	Хамуи (2003)
$D$ , Мпк	12.38	10.7
$M_V$	$-16.78^m$	$-16.44^m$
$\Delta t$ , сут	110	124
$u_{\text{ph}}$ , км/с	2900	3290
Полученные параметры		
$E$ , foe	0.63	1.2
$\mathcal{M}, M_{\odot}$	13.2	27
$R, R_{\odot}$	569	249

В своих исследованиях Надёжин [20] и Хамуи [20] опирались на работы Литвиновой, Надёжина [15, 16], однако оценки параметров предсверхновой SN 1999em у них сильно отличаются друг от друга. Так, из Таблицы 3.1 видно, что масса сброшенной оболочки и энергия взрыва в модели Надёжина в два раза меньше, чем в модели Хамуи, а начальный радиус предсверхновой в два раза больше, хотя начальные данные различаются примерно на 10%.

Существенно различие и в расстоянии  $D$  в этих двух моделях, а следовательно, и в значениях  $M_V$ . Значения  $E, \mathcal{M}$  и  $R$ , согласно формулам Литвиновой и Надёжина [16], зависят от расстояния как

$$E \sim D^{-0.675}, \quad \mathcal{M} \sim D^{-1.17}, \quad R \sim D^{2.86}. \quad (3.11)$$

Поэтому очень важно знать  $D$  с максимально возможной точностью. Однако разными значениями  $D$  можно объяснить различие только в  $R$ , но не различия в  $E$  и  $\mathcal{M}$ : для них зависимость от  $D$  слишком слабая. Если посмотреть на график  $UBV$ -кривых блеска в работе Литвиновой и Надёжина [15], можно заметить, что они очень похожи и имеют, вопреки

наблюдениям, одинаковое плато: реальные SN II типа имеют явное плато только в фильтре  $V$  и более длинноволновых фильтрах, но не в  $B$  и  $U$  [26]. Это объясняется тем, что модели из работ Литвиновой и Надёжина [15, 16] рассчитаны в приближении лучистой теплопроводности.

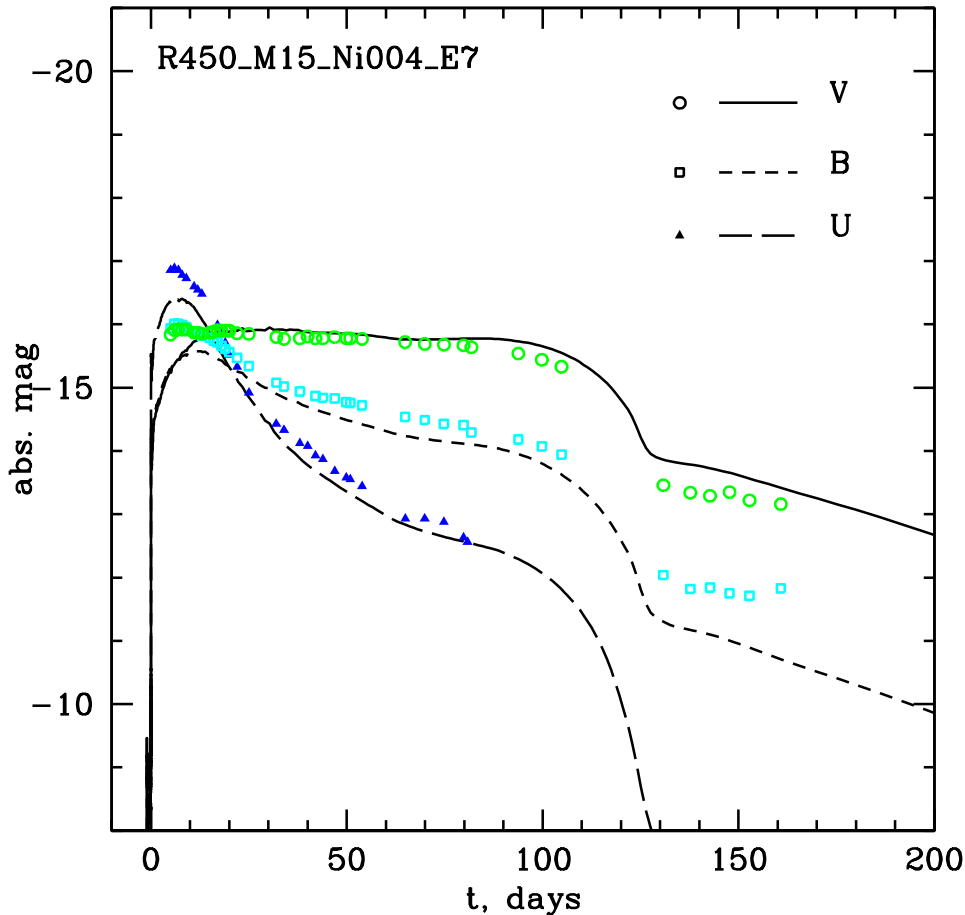


Рисунок 3.3: Кривые блеска SN 1999em в фильтрах  $UBV$  для модели №1. По оси абсцисс отложено время от момента взрыва.

Это значит, что необходимы более детальные модели для воспроизведения наблюдаемых потоков в  $UBV$ . Мы рассматриваем пример хорошо изученной SN 1999em с целью получения ее параметров, применяя более сложное многогрупповое моделирование кривых блеска SN II типа. Мы использовали нашу программу STELLA [69, 71, 76]. Алгоритмы, включенные в пакет STELLA, моделируют SN с учетом гораздо более богатой физики, чем в работах Литвиновой, Надёжина [15, 16]. Вместо приближения лучистой теплопроводности мы описываем перенос излучения без предположения о равновесном спектре фотонов (в многогрупповом приближении). Учитываются гораздо более точные выражения для непрозрачности (в том числе, около 150 тыс. спектральных линий). Это позволяет нам правильно воспроизвести более быстрое падение потоков в полосах  $B$  и  $U$ , по сравнению с полосой  $V$  на стадии плато, что соответствует наблюдениям (Рисунок 3.3). Помимо этого, мы учитываем нагрев оболочки SN за счет распадов  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  с учетом переноса гамма-квантов. В 2002 году нами был построен теоретический каталог для  $M_{\text{bol}}$ ,  $UBV$  кривых блеска SN типа II,

полученных при самых разных значениях  $M, R, E$  предсверхновых. Более современный и полный каталог (описанный в Приложении B) см. на сайте <http://dau.itep.ru/sn>. Вдобавок к параметрам, использованным Литвиновой и Надёжиным [15, 16], учитывалась масса  $M_{\text{Ni}}$  радиоактивного  $^{56}\text{Ni}$ .

Для SN 1999em мы построили неэволюционную модель предсверхновой с протяженной водородной оболочкой, как в работах Литвиновой и Надёжина [15, 16], но более реалистичную, поскольку она имеет компактное массивное ядро и перемешивание  $^{56}\text{Ni}$  в оболочке, как и в моделях для SN 1987A [71]. В работах Литвиновой и Надёжина [15, 16] было принято  $Z = 0.044$ , а по [108, 109] для III зон в NGC 1637 получено  $Z = 0.01$ . В наших первых моделях массовая доля H в оболочке составляла  $X = 0.7$ , массовая доля металлов была принята  $Z = 0.03$  (на 50% выше значения для стандартного космического распределения элементов [110] и на 30% меньше, чем в работах Литвиновой и Надёжина [15, 16]).

Для начала мы построили две предсверхновые, а затем моделировали в них взрыв выделением в центре тепловой энергии  $E$ , при значениях радиуса, массы и энергии взрыва, предложенных Хамуи и Надёжиным (модели №3 и №4 в Таблице 3.2).

Таблица 3.2: Основные параметры моделей.

№	Модель	$R, R_{\odot}$	$M, M_{\odot}$	$E, 10^{51}\text{эрг}$	$M_{\text{Ni}}, M_{\odot}$	$V$	$\Delta t$	$u_{\text{ph}}$
1	R450_M15_Ni004_E7	450	15	0.7	0.04	-16.6	120	3.0
2	R1000_M18_Ni006_E10	1000	18	1	0.06	-15.8	106	2.7
3	HZ_R250_M28_Ni004_E12	250	28	1.2	0.04	-14.8	119	3.3
4	NZ_R569_M15_Ni006_E6	569	15	0.6	0.06	-14.7	99	3.1
5	H_R250_M28_Ni004_E12	250	28	1.2	0.04	-15.5	123	3.2
6	N_R569_M15_Ni006_E6	569	15	0.6	0.06	-15.7	124	2.3
7	R600_M15_Ni008_E10	600	15	1	0.08	-15.5	95	3.0
8	R750_M12_Ni004_E12	750	12	1.2	0.04	-15.4	105	2.6
9	R900_M15_Ni004_E8	900	15	0.8	0.04	-16.6	72	4.0
10	R200_M15_Ni004_E10	200	15	1.0	0.04	-16.3	109	3.9
11	R300_M15_Ni004_E7	300	15	0.7	0.04	-16.8	74	4.5
12	R450_M19_Ni004_E7	450	19	0.7	0.04	-16.5	100	3.2

На входе:  $R, M, E, M_{\text{Ni}}$  для предсверхновой

На выходе:  $V$  – абсолютная звездная величина на середине плато в фильтре  $V$ ;  $\Delta t$  (сут.) – длительность плато в фильтре  $V$ ;  $u_{\text{ph}}$  ( $10^3$  км/с) – скорость вещества SN на уровне фотосферы в момент середины плато в фильтре  $V$ .

На графике 3.4 показаны наши модельные кривые блеска, рассчитанные с параметрами предсверхновых (и покраснения) Надёжина [20] и Хамуи [103]. Видно, что полученные по данным Надёжина и Хамуи модельные кривые блеска значительно отличаются друг от

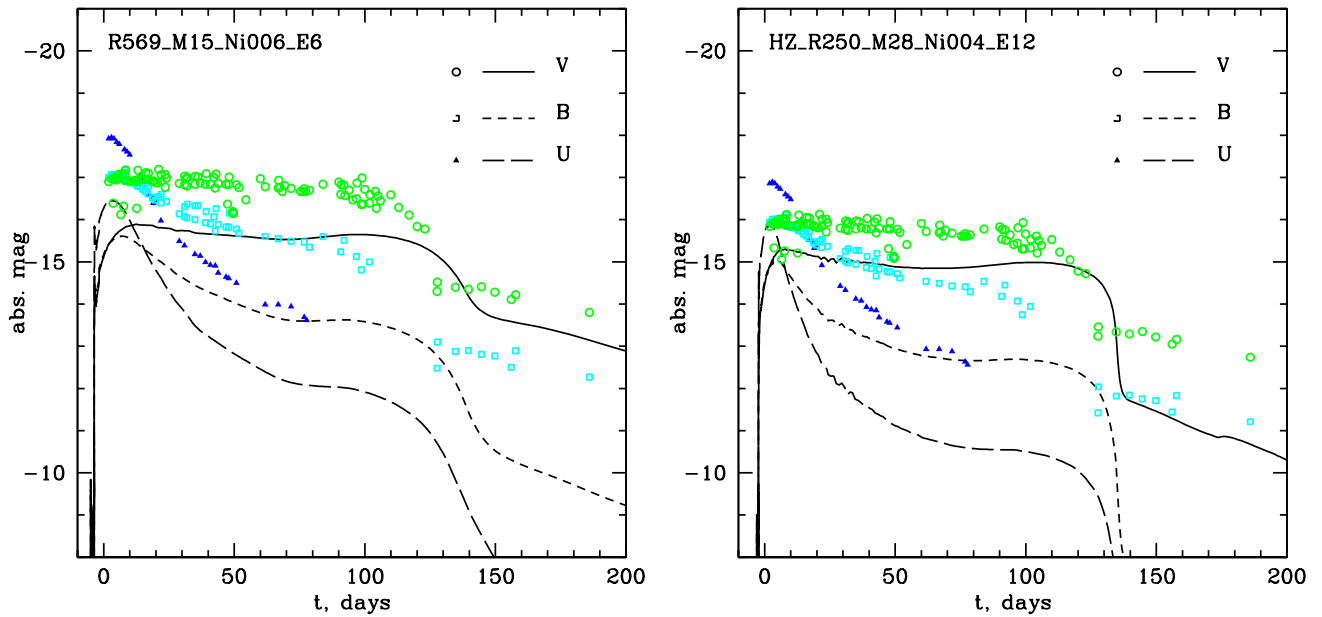


Рисунок 3.4: Кривые блеска SN 1999em с начальными данными Надёжина [20],  $D = 12.38$  Мпк (а) и Хамуи [103],  $D = 7.5$  Мпк (б). Содержание тяжелых элементов  $Z = 0.03$ . По оси абсцисс отложено время от момента первого наблюдения SN.

друга и не очень хорошо воспроизводят наблюдения. Например, различия на стадии плато в полосе  $V$  составляют  $1.5^m$ , а в полосе  $U$  – более  $2^m$ .

### 3.2.4 Набор моделей сверхновых

Не существует метода, позволяющего решить обратную задачу, т.е. по наблюдательным данным вспышки получить параметры предсверхновой, вызвавшей эту вспышку. Мы можем только построить модель с заданными начальными параметрами и посмотреть, насколько точно в эволюционном развитии она отражает наблюдения: например, как мы сделали для данных Надёжина и Хамуи.

При моделировании мы варьировали параметры, наиболее сильно влияющие на развитие SN в широком диапазоне значений: радиус от 200 до  $2000 R_{\odot}$ , масса от 6 до  $30 M_{\odot}$ , масса  $^{56}\text{Ni}$  от 0.01 до  $0.08 M_{\odot}$ , энергия взрыва от 0.6 до  $2 \cdot 10^{51}$  эрг. Как будет показано далее, важную роль играет распределение элементов, их процентное содержание в предсверхновой.

Затем мы строили модели, сравнивали с наблюдениями, корректировали начальные условия и заново рассчитывали модели. Наиболее интересные из этих моделей представлены в Таблице 3.2. Моделям Хамуи и Надёжина соответствуют модели №3 и №4.

### 3.2.5 Модель R450\_M15\_Ni004\_E7

В результате получена модель, наиболее близкая по своим данным к наблюдениям. По главным параметрам она названа R450\_M15\_Ni004\_E7, это модель №1 в Таблице 3.2. Перед взрывом предсверхновая была звездой с массой  $15M_{\odot}$  и радиусом  $450R_{\odot}$ . На 70% оболочка состояла из водорода, на 29.6% из гелия, и лишь на 0.4% из элементов тяжелее



Ne. Низкая металличность согласуется с результатами моделирования спектров Бароном и др. (2000). Распределение элементов по предсверхновой в модели №1 показано на графике 3.1. Взрыв моделировался выделением энергии  $E = 7 \times 10^{50}$  эрг в околоцентральной области.

Подбирая модельные кривые блеска, именно для этой модели мы нашли наилучшее согласие с наблюдениями (Рисунок 3.3) при расстоянии до сверхновой  $D = 7.5$  Мпк [25]. На графике 3.3 приведенные кривые блеска показаны в фильтрах  $UBV$  для абсолютных звездных величин, исправленных за покраснение  $E(B - V) = 0.1$ . На графике 3.5 показаны кривые блеска в фильтрах  $UBVRI$  на большем отрезке времени и для наблюдаемых, а не абсолютных звездных величин.

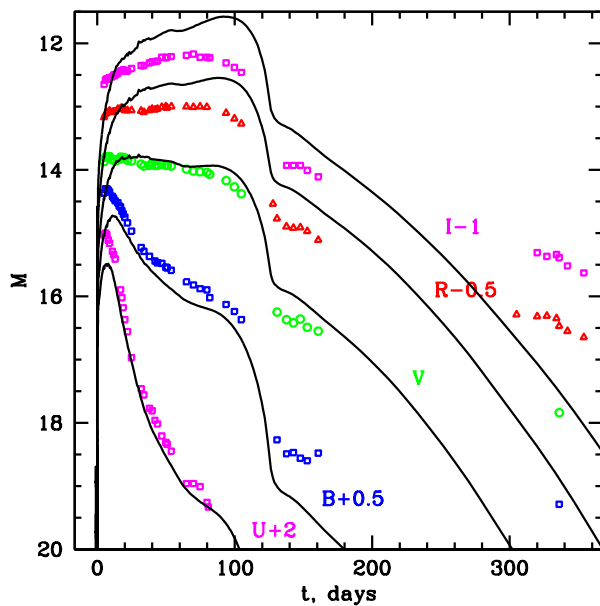


Рисунок 3.5: Кривые блеска SN 1999em в фильтрах  $UBVRI$  для модели №1.

Наблюдательные значения нанесены квадратиками и треугольниками. Для наглядности кривые в разных фильтрах смещены по оси ординат на указанную величину.

По оси абсцисс отложено время от момента взрыва (в сутках).

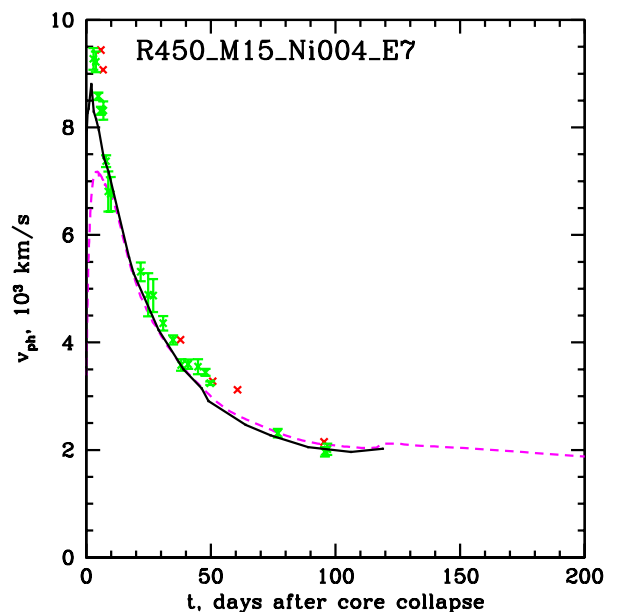


Рисунок 3.6: Скорость на уровне фотосферы для модели №1. Крестики - наблюдательные значения, сплошная кривая - скорость, полученная из гидродинамического моделирования на уровне  $\tau = 2/3$ , штриховая линия - простая аппроксимация  $u_{ph} \approx R_{ph}/t$ . По оси абсцисс отложено время от момента взрыва (в сутках).

Сравнивая модельные и наблюдаемые кривые блеска, мы получили, что взрыв SN 1999em произошел 24 октября 1999 г., а через 5 суток она была открыта на Ликской обсерватории. Еще через 2.7 суток она достигла своего максимума в фильтре  $U$ .

Интересно сравнить для той же модели зависимость скорости на уровне фотосферы  $u_{ph}$  с наблюдательными значениями. Хорошее совпадение расчёта и наблюдений  $u_{ph}$  на графике 3.6 является веским независимым аргументом при выборе именно этой модели. Штриховая кривая на графике 3.6 показывает простую аппроксимацию  $u_{ph} \approx R_{ph}/t$ , применимую на стадии свободного (гомологического) разлета. Видно, что значение  $u_{ph}$  на уровне  $\tau = 2/3$

совпадает с  $R_{ph}/t$ , только начиная с 15-го дня. Это говорит о том, что метод ЕРМ [25, 26] можно применять не раньше этого момента.

Наша модель не может полностью воспроизвести спектр SN, поскольку мы не разрешаем в расчёте отдельные спектральные линии. В численном расчёте частотный диапазон разбит на сто групп, что не позволяет в спектре воспроизводить такие тонкие детали, как линии. Тем не менее, интересно посмотреть, как рассчитанный спектр аппроксимирует наблюдаемый. Мы построили такие графики для семи моментов наблюдения, полученных за первые два месяца после начала вспышки. Из графиков 3.7, 3.8 видно, что между ними достигается хорошее согласие. Данные о наблюдаемых спектрах были взяты из открытого индекса Хамуи [111] в Интернете.

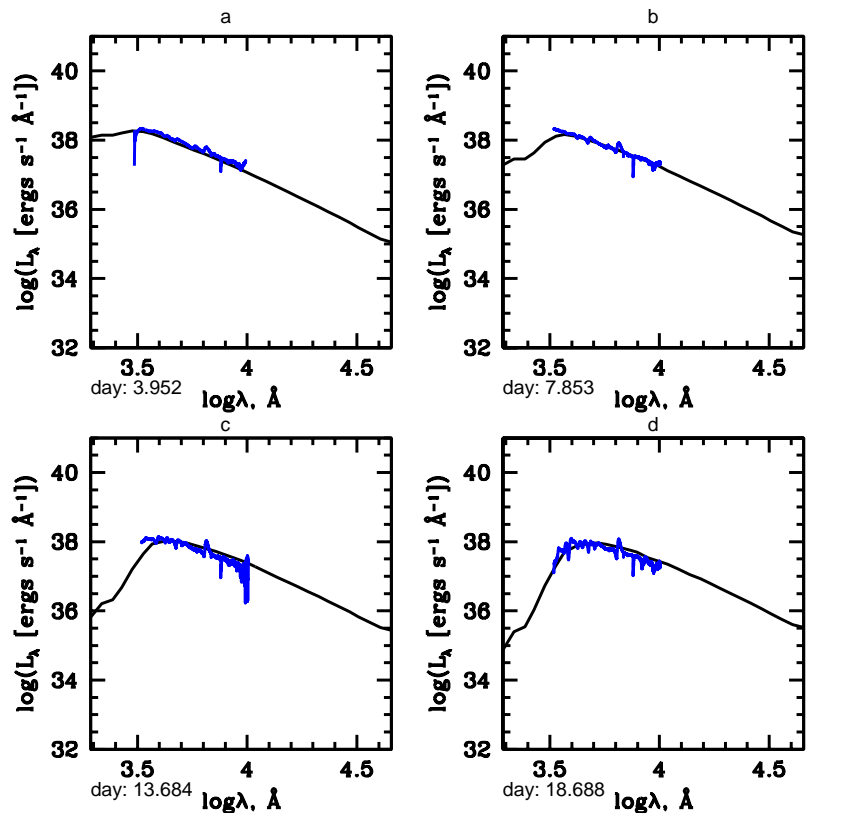


Рисунок 3.7: Спектры на 30.10.1999 (а), 3.11.1999 (б), 9.11.1999 (в), 14.11.1999 (г) для модели №1

### 3.2.6 Модель R1000\_M18\_Ni006\_E10

Барон и др. (2004) дали оценку расстояния до SN 1999em 12.48 Мпк, близкую к расстоянию 11.7 Мпк [28], определенному по цефеидам, чем укрепили длинную шкалу расстояний до SN 1999em. Надёжин [20] также использовал похожее значение расстояния 12.38 Мпк. Мы взяли за основу второй серии расчётов расстояние из работы Надёжина [20]  $D = 12.38$  Мпк, соответственно, модуль расстояния до SN 1999em увеличился более чем на  $1^m$ . При таком значении расстояния модель, описанная выше, стала негодна, так как наблюдаемые кривые блеска значительно сместились.

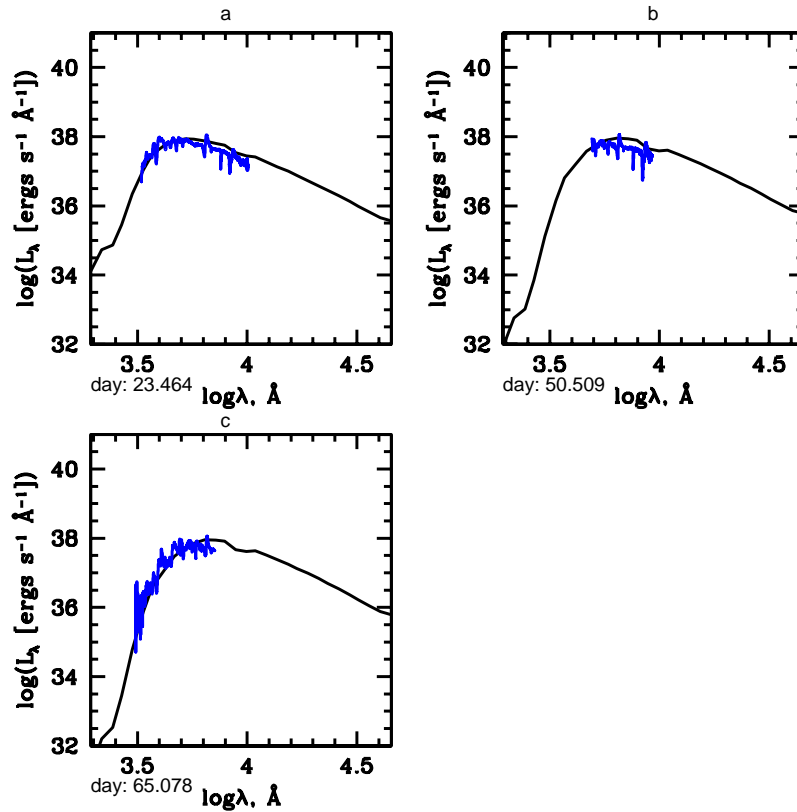


Рисунок 3.8: Спектры на 19.11.1999 (а), 16.12.1999 (б), 31.12.1999 (в) для модели №1

Проделав работу, подобную описанной выше, мы получили модель R1000\_M18\_Ni006\_E10 (№2 в Таблице 3.2).

Перед взрывом предсверхновая была звездой массой  $18M_{\odot}$  и радиусом  $1000R_{\odot}$ . Согласно Вусли и др. [112], звезда с начальной массой от  $15M_{\odot}$  до  $25M_{\odot}$  на стадии горения кремния в ядре (т.е. близко к предсверхновой) может иметь радиус от  $800R_{\odot}$  до  $1400R_{\odot}$ . На 70% оболочка состояла из водорода, на 29.6% из гелия и лишь на 0.4% из элементов тяжелее He. Распределение элементов по предсверхновой в модели №2 показано на графике 3.9. Зависимость плотности от массы (лагранжевой координаты) показана на графике 3.10. Взрыв моделировался выделением энергии  $E = 10^{51}$  эрг в околоцентральной области.

Начало взрыва произошло примерно за 12 суток до открытия SN 29 октября 1999 г., т.е. взрыв SN в этой модели произошел 17 октября 1999 г. Можно было бы сдвинуть начало взрыва назад по времени для лучшего совпадения потоков  $VRI$  в первые 20 суток, если бы не два ограничения: наблюдения галактики NGC 1637 за 9 суток до взрыва SN 1999em [26] и измеренные скорости на уровне фотосферы.

Кривые блеска в фильтрах  $UBV$  (Рисунок 3.11) и скорость на уровне фотосферы (Рисунок 3.12) для этой модели согласуются с наблюдательными данными несколько хуже, чем для модели №1. Если же наложить друг на друга модельные кривые блеска и наблюдения в пяти фильтрах  $UBVRI$ , то глобально кривые блеска модели №2 (Рисунок 3.13) точнее проходят через точки наблюдения, чем в случае модели №1 (Рисунок 3.5). Однако для первых 20 суток модель №1 кажется предпочтительней, особенно по наблюдениям

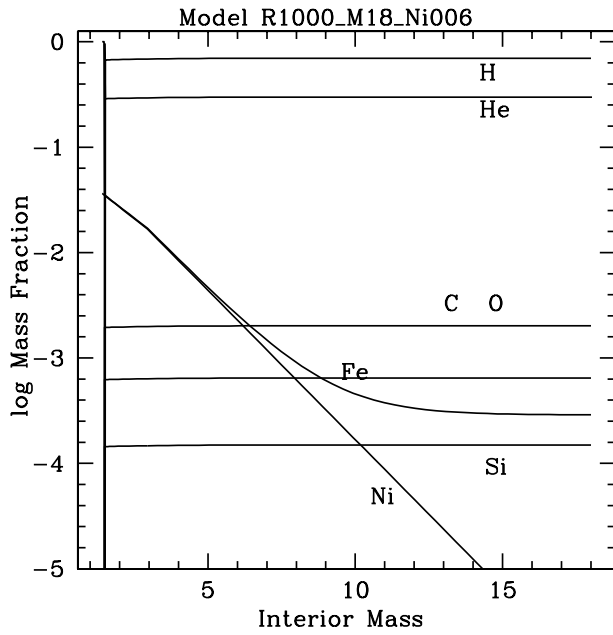


Рисунок 3.9: Распределение элементов по предсверхновой для модели №2.

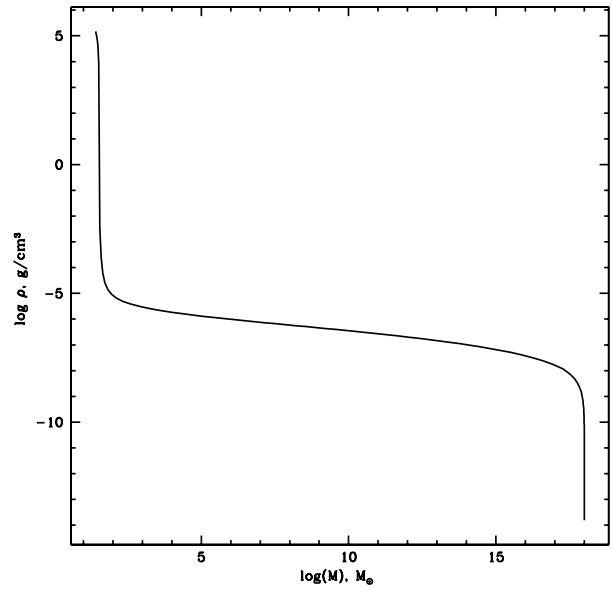


Рисунок 3.10: Зависимость плотности от массы (лагранжевой координаты) для модели №2.

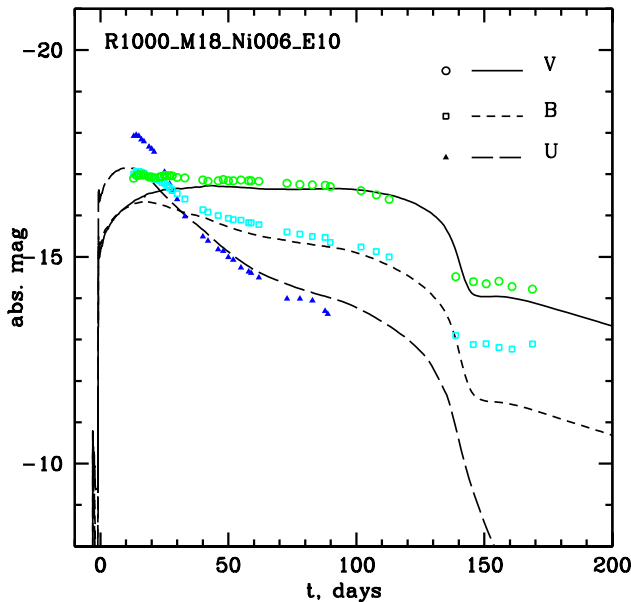


Рисунок 3.11: Кривые блеска SN 1999em для модели №2.  $D = 12.38$  Мпк, содержание тяжелых элементов  $Z=0.004$ . По оси абсцисс отложено время от момента взрыва.

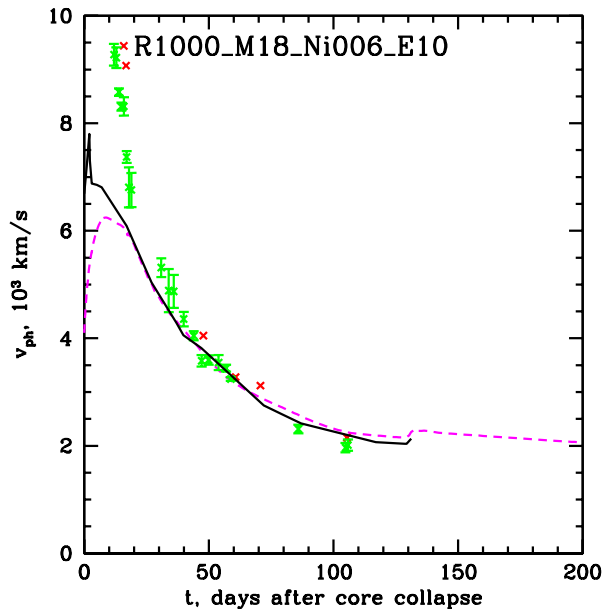


Рисунок 3.12: Скорость на уровне фотосферы для модели №2. По оси абсцисс отложено время от момента взрыва.

$u_{ph}$  (ср. Рисунок 3.6 и Рисунок 3.12). Лучшее совпадение для  $u_{ph}$  в случае более короткой

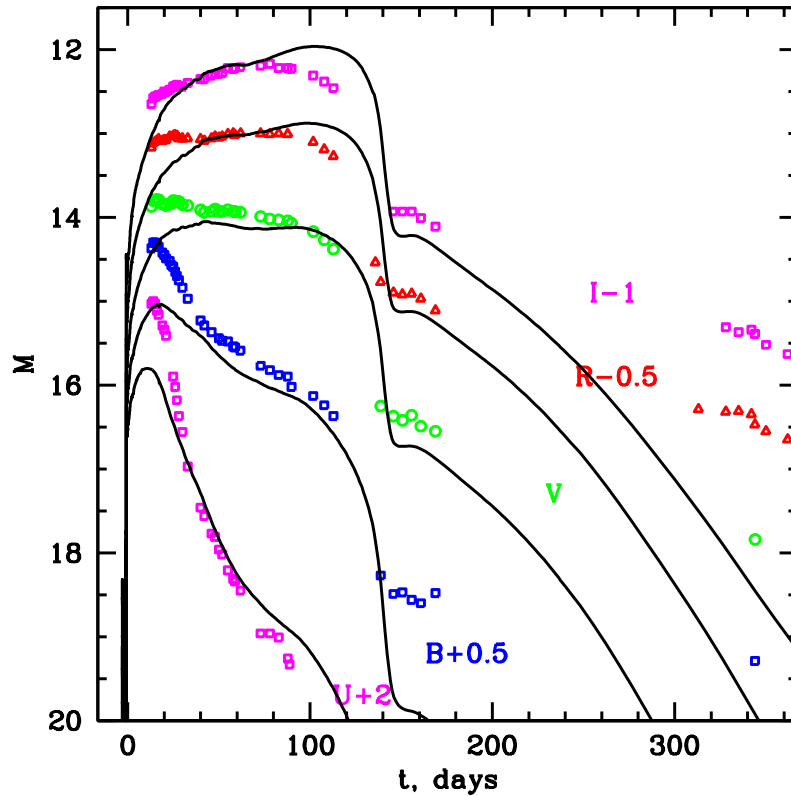


Рисунок 3.13: Кривые блеска SN 1999em в фильтрах UBVR для модели №2. По оси абсцисс отложено время от момента взрыва.

шкалы расстояний может объясняться систематической ошибкой в наблюдениях  $u_{ph}$ . Такая ошибка могла привести к недооценке истинного расстояния в методе EPM. В то же время и спектры в коротковолновом диапазоне лучше согласуются с наблюдениями для короткой шкалы расстояний (Рисунок 3.7). Для длинной шкалы расстояний теоретические спектры получаются слишком мягкие (Рисунок 3.14, 3.15), так как большее расстояние соответствует большему радиусу предсверхновой, а при большем радиусе максимально достижимая цветовая температура вспышки, порождаемой выбегающей ударной волной, снижается. Таким образом, большая жесткость спектра говорит в пользу меньшей шкалы расстояний.

Заметное отклонение *UBVR*-потоков от наблюдений в первые 20 суток может вызываться неучтенными в нашей модели особенностями строения внешних слоев атмосферы предсверхновой. Отметим, что теоретические спектры континуума для первых дней на графике 3.7 в целом отклоняются от наблюдений меньше, чем, например, потоки в фильтре *V*, так как на поток в этом фильтре влияют особенности спектральных линий.

В результате наших детальных расчётов мы получили значения параметров предсверхновой SN 1999em, значительно отличающиеся от результатов Надёжина [20] и Хамуи [103], полученных по простым формулам Литвиновой и Надёжина [15, 16]. Это говорит о том, что для получения параметров SN IIP необходимо моделировать ее кривые блеска во всех

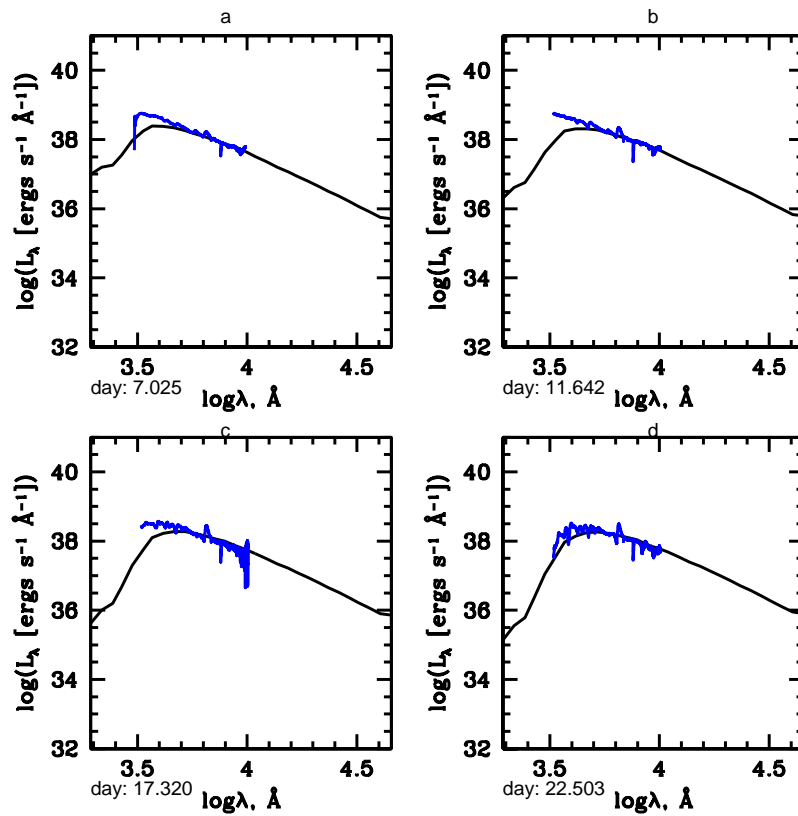


Рисунок 3.14: Спектры на 30.10.1999 (а), 3.11.1999 (б), 9.11.1999 (в), 14.11.1999 (г) для модели №2.

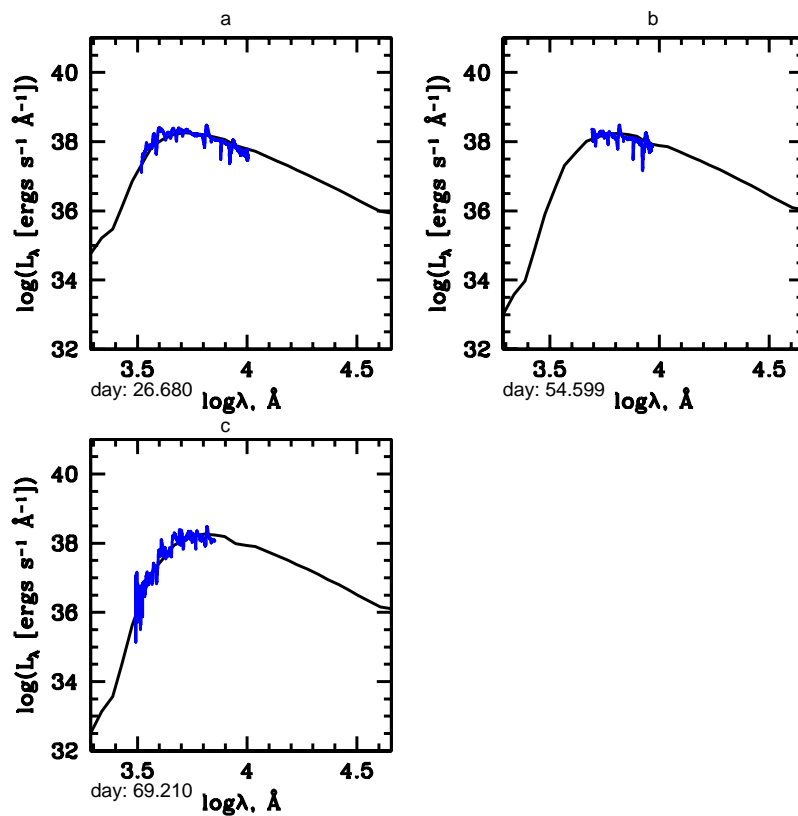


Рисунок 3.15: Спектры на 19.11.1999 (а), 16.12.1999 (б), 31.12.1999 (в) для модели №2.

фильтрах, а также скорость на уровне фотосферы, перебирая большой набор модельных предсверхновых и добиваясь максимального согласия с наблюдениями.

Принимая расстояние до SN 1999em, полученное методом ЕРМ, в  $D = 7.5$  Мпк, мы нашли разумные параметры предсверхновой: радиус  $R = 450R_{\odot}$ , масса  $M = 15M_{\odot}$  и энергия взрыва  $E = 7 \times 10^{50}$  эрг. *UBV*-потоки лучше согласуются с наблюдениями при низкой металличности предсверхновой  $Z = 0.004$ . Для расстояния в  $D = 12$  Мпк, определенного по цефеидам, требуется увеличить  $R, M, E$  предсверхновой до следующих значений:  $R = 1000R_{\odot}$ ,  $M = 18M_{\odot}$  и  $E = 10^{51}$  эрг. Заметим, что такое поведение  $M, E$  с ростом  $D$  качественно отличается от предсказанного формулами (3.11) [15, 16]. Достоверность наших значений подтверждается в работе Утробина [113], в которой рассчитанные параметры предсверхновой близки к нашим значениям для длинной шкалы расстояний.

Наше моделирование показало, что выход SN 1999em на стадию гомологического разлета произошел не ранее, чем через 15 дней после взрыва. Следовательно, для этой SN оценивать значение  $u_{\text{ph}}$  как  $R_{\text{ph}}/t$  и, соответственно, применять метод ЕРМ можно только с этого момента. В работах [25, 26] использовались и более ранние точки. То же замечание относится и к работе Барона [29], где применяется метод SEAM. Таким образом, в результаты для расстояния  $D$ , полученные в работах [25, 26, 29], нужно внести поправку, исключая из них данные за первые две недели.

### 3.2.7 Фактор диллюции и ЕРМ

Хороший и детальный расчёт гидродинамической модели для SN 1999em позволяет получить поток на уровне фотосферы звезды  $F_{\nu}(R_{\text{ph}})$ .  $F_{\nu}(R_{\text{ph}})$  можно сразу подставлять в выражение для определения расстояния (3.1), и нет никакой необходимости вычислять факторы диллюции  $\zeta$ . Очевидно, будет получено нужное расстояние, т.к. наша модель хорошо фитирует кривые блеска (Рисунок 3.5) и скорости фотосферы (Рисунок 3.6). Однако есть некоторое лукавство в определении расстояния таким методом, поскольку, подбирая хорошую модель, мы пользовались известным расстоянием. Поэтому наша цель не получить расстояние до SN 1999em, а исследовать сам метод ЕРМ.

Используя определенные в разделе 3.1.1  $R_{\text{therm}}$  и  $R_{\text{ph}}$ , мы вычислили коэффициент диллюции для нашей точной модели и сравнили его с результатом (Таблица 3.3), полученным по корреляционным формулам из работы [96] и рассчитанным на основе корреляции между цветовой температурой и фактором диллюции.

Модельные значения фактора диллюции оказались систематически выше на 20-25%, чем в работе у Истмана. Согласно формулам для фотометрического соотношения (3.1) и фотосферного потока (3.8), расстояние прямо пропорционально коэффициенту диллюции. Поэтому, если в работе Хамуи использовать не корреляционные коэффициенты диллюции Истмана, а наши точные, то значение расстояния увеличится с  $D = 8.2$  Мпк до  $D = 10.4$  Мпк. Это объясняет, почему ЕРМ расстояния [25, 26] были столь малы, и требуется признать, что для точного определения расстояния методом ЕРМ необходимо делать расчёт радиационно-гидродинамической модели под каждую сверхновую.

Таблица 3.3: Сравнение коэффициентов дилюции, рассчитанных по корреляционной формуле из работы [96]( $\zeta$  E96) и по нашей модели ( $\zeta$  BB05).

<i>Date</i> (JD 2451000+)	$\zeta$ E96	$\zeta$ BB05
481.2	0.45	0.50
485.863	0.424	0.52
486.767	0.42	0.55
517.795	0.65	0.86
530.755	0.75	0.89
540.7	0.8	0.89
575.42	0.88	0.80

В 2005 году Дессарт и Хиллиер [114], используя собственный код для моделирования сверхновых, повторили работу Истмана [96] и рассчитали коэффициент дилюции как функцию от цветовой температуры.

Сравнения их результата с результатом Истмана на Рисунке 3.16 позволяет сделать тот же вывод относительно коэффициента дилюции: у Истмана он систематически занижен. Закономерно, что годом позже Дессарт и Хиллиер [32], оценив методом ЕРМ расстояние до SN 1999em, получили значение  $D = 11.5 \pm 1.0$  Мпк, лучше совпадающее с другими методами. Несмотря на этот результат, в целом доверие к использованию коэффициентов дилюции из эмпирических соотношений у астрономов было подорвано и практически нет статей, применяющих их в массовой оценке расстояний методом ЕРМ. Стало ясно, что для каждой сверхновой надо подбирать индивидуальную радиационно-гидродинамическую модель.

Невозможно только лишь по одним наблюдательным данным оценить модельные параметры сверхновой. Как показывает наше исследование на примере SN 1999em, корреляционные формулы типа разработанных Литвиновой и Надёжиным [15, 16] слишком неточны.

При работе над диссертацией было предложено следующее решение этой задачи. Был создан каталог теоретических кривых блеска с предварительно рассчитанной сеткой моделей (см. Приложение В). Данная сетка охватывает достаточно широкий диапазон возможных значений начальных параметров сверхновой и позволяет подобрать достаточно близкую модельную кривую к произвольной SN IIP. На экране браузера можно визуальнo изучить в разных фильтрах теоретические кривые блеска и сравнить с наблюдениями. Также у каталога есть веб-интерфейс, способный методом кластерного анализа решить задачу подбора лучшей модели для введенных данных о кривой блеска. Эта работа введется совместно с наблюдателями ГАИШ, активно развивается, и мы полагаем, что её ждет большое будущее.



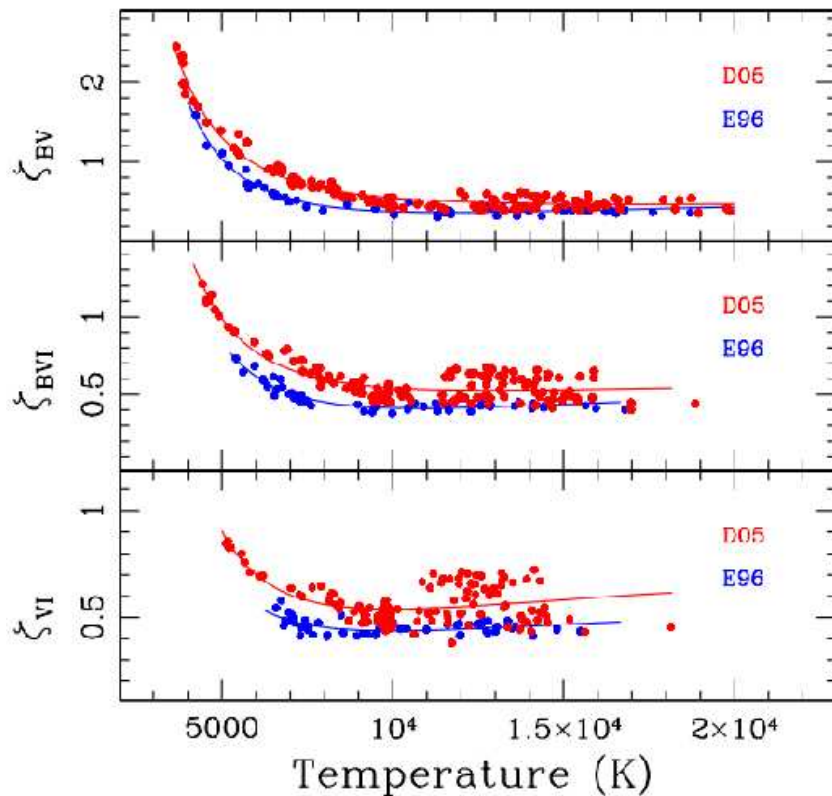


Рисунок 3.16: Сравнение коэффициента дилуции, рассчитанного по моделям Истмана [96] (синие точки) и моделям Дессарта [114] (красные точки)

### 3.3 Наблюдаемость SN II на космологических расстояниях

Максимум излучения от SN II приходится на первые часы ее жизни, на стадию выхода ударной волны. Наблюдения вспышек, вызванных выходом ударной волны, могут быть использованы для получения информации об особенностях взрыва и параметров предсверхновой, что необходимо для понимания механизмов, лежащих в основе этого явления, и космологических приложений.

Хотя в этот момент сверхновая достигает своей наивысшей светимости, ее трудно наблюдать из-за малой длительности выхода ударной волны и из-за смещения максимума спектра на рентгеновский или ультрафиолетовый диапазон частот. В 2008 году были опубликованы результаты первых полных наблюдений выхода ударной волны SN II на спутнике GALEX и Supernova Legacy Survey (SNLS). Для двух сверхновых SNLS-04D2dc and SNLS-06D1jd были получены данные в ультрафиолете и в оптике.

В настоящем разделе представлено исследование SN II с расчётом спектров и кривых блеска в нескольких фильтрах, включающих момент выхода ударной волны и развитие вспышки на стадии плато, полученных из моделирования взрыва эволюционной модели предсверхновой с помощью многогруппового кода радиационной гидродинамики STELLA. Наша модель успешно воспроизводит наблюдаемые многоцветные кривые блеска для SNLS-

04D2dc. Это первая работа, в которой согласованно воспроизводится ультрафиолетовый спектр при выходе ударной волны и многоцветные кривые блеска на стадии плато.

Для моделирования кривых блеска применялся пакет программ многогрупповой радиационной гидродинамики STELLA [71, 115, 116].

В расчётах предполагалось:

1. Модель предсверхновой, полученная в эволюционном расчёте, имеет само-согласованные  $R_{\text{preSN}}$ ,  $M_{\text{tot}}$ , светимость, температуру и массу оболочки [117].
2. Уравнения выписаны в одномерном, сферически-симметричном приближении.
3. Ионные концентрации и населенности уровней получены в приближении ЛТР.
4. В расчёте непрозрачности при расширении использовался список более чем из 150 тыс. линий.
5. Находилась решение нестационарного уравнения переноса в моментном приближении в неявной по времени конечно-разностной схеме.

Для разных значений поглощения  $E_{B-V}^{\text{host}} = 0^m$  (штрих-пунктирная линия),  $0.06^m$  (штриховая линия),  $0.14^m$  (сплошная линия),  $0.22^m$  (пунктирная линия) в родительской галактике построены модельные кривые блеска в фильтрах *NUV* (вверх) и *FUV* (низ) (рис. 3.17). Точками указаны наблюдения SNLS-04D2dc [118].

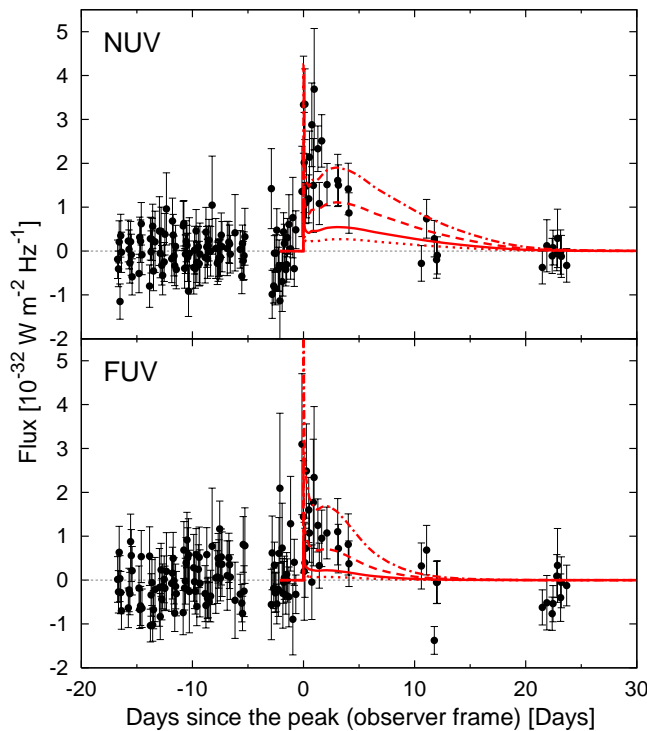


Рисунок 3.17: Наблюдения в ближнем (вверх) и дальнем (внизу) ультрафиолете и модельный расчёт SN IIP с поглощением в родительской галактике  $E_{B-V}^{\text{host}} = 0^m$ ,  $0.06^m$ ,  $0.14^m$  и  $0.22^m$  (сверху вниз).

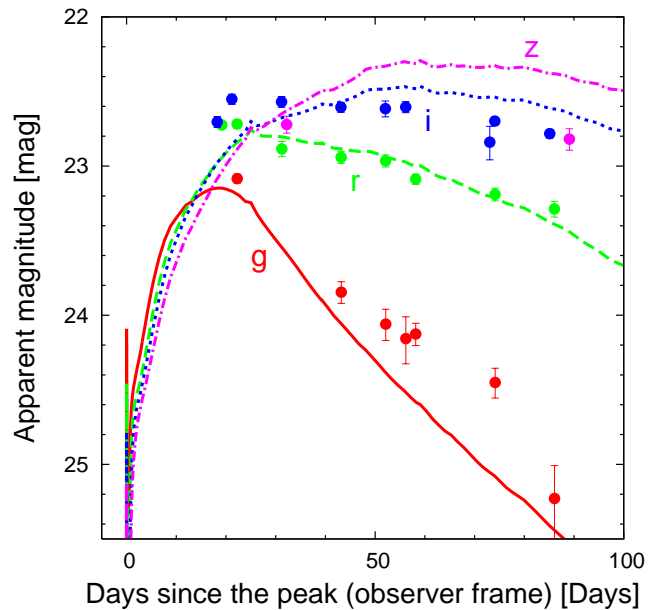


Рисунок 3.18: Наблюдения [118] и модельные кривые блеска (*g-band*, *r-band*, *i-band*, *z-band* в AB magnitude system). Принято поглощение в родительской галактике  $E_{B-V}^{\text{host}} = 0.14^m$

Сравнение между наблюдениями SNLS-04D2dc (точки, Schawinski et al. 2008) и модельными кривыми блеска (линии, красный: *g*, зеленый: *r*, синий: *i*, пурпурный: *z* в фотометрической системе AB). Учтено поглощение в родительской галактике  $E_{B-V}^{\text{host}} = 0.14^m$ .

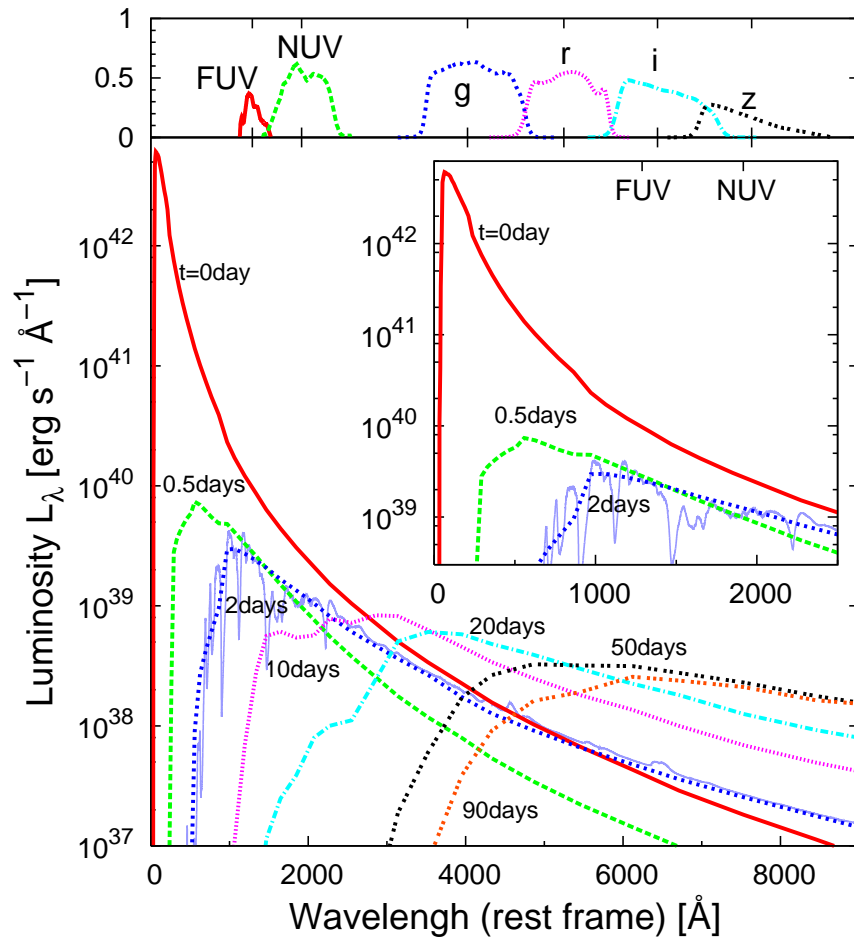


Рисунок 3.19: Вверху: полосы пропускания фильтров FUV, NUV, g,r,i,z, смещенные в голубую область для компенсации  $z = 0.185$ . Внизу: Эволюция модельного спектра на моменты  $0^d$ ,  $0.5^d$ ,  $2^d$ ,  $10^d$ ,  $20^d$ ,  $50^d$ ,  $90^d$  дней от начала вспышки. Тонкой сплошной синей линией изображен нЛТР спектр на 2-й день [119].

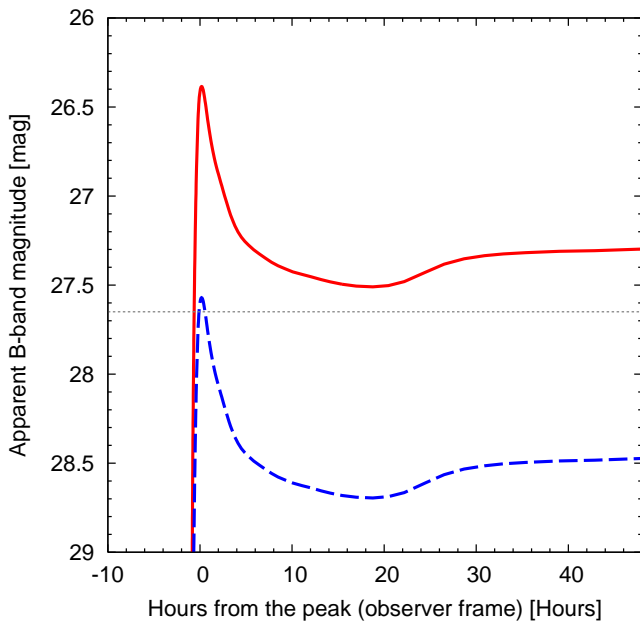


Рисунок 3.20: Видимая кривая блеска на момент выхода ударной волны в фильтре B на  $z = 1$  для двух значений поглощения  $E_{B-V}^{host}$ , см. текст.

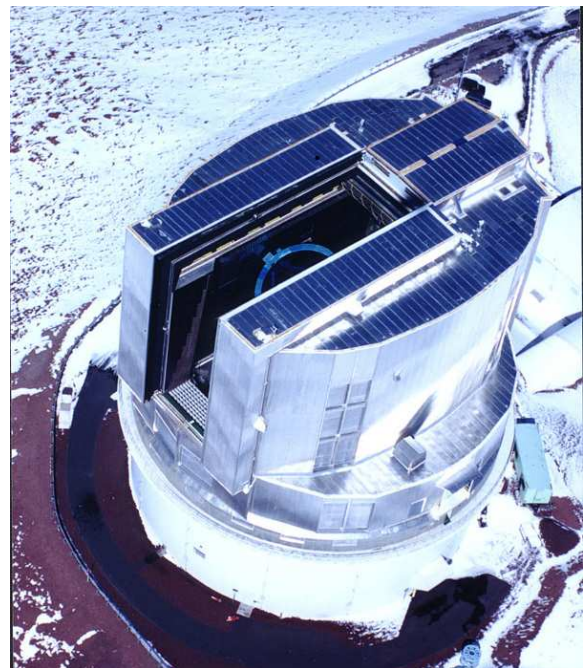


Рисунок 3.21: Телескоп SUBARU с 8-ми метровым зеркалом.

На основе расчётов был сделан вывод, что SNLS-04D2dc вызвана взрывом звезды с массой предсверхновой  $18.4 M_{\odot}$ , радиусом  $800 R_{\odot}$  и с характерной для SN II энергией  $1.2 \times 10^{51}$  эрг.

Рассчитанная кривая блеска в фильтре  $B$  на момент выхода ударной волны для сверхновой, похожей на SNLS-04D2dc, видимая с  $z = 1$ . Показаны две кривые для  $E_{B-V}^{\text{host}} = 0^m$  (сплошная линия) и  $0.14^m$  (штриховая линия) (рис. 3.20). Мы предполагали ММО закон покраснения, поглощение в нашей Галактике принято  $E_{B-V}^{\text{Gal}} = 0.02^m$ . Пунктирной линией показана предельная величина, доступная для наблюдения с часовой экспозицией на 8-ми метровом телескопе SUBARU, изображенном на рис. 3.21.

Моделирование показало, что сверхновая, схожая с SNLS-04D2dc, на красном смещении  $z = 1$  при выходе ударной волны в фильтре  $B$  достигнет  $m_B \sim 26.4$ . Объекты такого блеска доступны для наблюдения на телескопах с зеркалом  $\geq 8$  метров. Таким образом, наблюдение выхода ударной волны позволяет открывать SN II на космологических расстояниях с  $z > 1$ .

### 3.4 Выводы главы

В результате детальных расчётов были получены значения параметров предсверхновой SN 1999em, существенно отличающиеся от значений, вычисленных по корреляционным формулам. Это говорит о том, что для получения параметров SN IIP необходимо моделировать кривые блеска во всех фильтрах, а также скорость на уровне фотосферы, перебирая большой набор модельных предсверхновых и добиваясь максимального согласия с наблюдениями.

В короткой и длинной шкале расстояний до SN 1999em были определены параметры предсверхновой. Для короткой шкалы при  $D = 7.5$  Мпк предсверхновая имела радиус  $R = 450 R_{\odot}$ , массу  $M = 15 M_{\odot}$ , энергию взрыва  $E = 7 \cdot 10^{50}$  эрг,  $UBV$ -потоки лучше согласуются с наблюдениями при низкой металличности предсверхновой  $Z = 0.004$ . Для длинной шкалы расстояний в  $D = 12$  Мпк требуется увеличить  $R, M, E$  предсверхновой до следующих значений:  $R = 1000 R_{\odot}$ ,  $M = 18 M_{\odot}$  и  $E = 1 \cdot 10^{51}$  эрг.

На основе модели SN 1999em были проверены факторы дилуции, обычно применяемые в методе ЕРМ и рассчитанные на основе корреляции между цветовой температурой и фактором дилуции. Подобно параметрам предсверхновых, корреляционные факторы дилуции значительно отличаются от более точных, полученных в результате детального моделирования. Фактор дилуции оказывается систематически больше корреляционных примерно на 25%, что непосредственно влияет на оценку расстояния до сверхновой. Ясно, что для точного определения расстояния методом ЕРМ необходимо делать расчёт радиационно-гидродинамической модели для каждой исследуемой сверхновой.

В последней части главы приведены результаты расчётов потоков сверхновой типа IIP в фильтре  $B$  в эпоху выхода ударной волны на космологическом расстоянии. Расчёты показа-

ли, что современные телескопы с зеркалом  $\geq 8$  метров позволяют открывать и исследовать SN II на красном смещении  $z \sim 1$ .

## Глава 4

# Метод плотного слоя и SN IIn

В этой главе речь идет о развитии нового метода для измерения расстояний в космологии. Метод частично основан на EPM и SEAM и частично на методе расширяющегося фронта ударной волны (ESM — Expanding Shock Front Method) [120]. В этом методе должны использоваться сверхновые типа IIn наивысшей светимости. Выделить из SN типа II подкласс SN IIn было предложено в работе [49] из-за наличия в спектре необычно узких спектральных линий водорода. Буква “n” в названии типа означает narrow.

За прошедшие 2 десятилетия наблюдения обнаружили значительное разнообразие фотометрических и спектроскопических свойств SN IIn [121]. SN 1994aj показала в пике лишь  $-17^m$ , тогда как знаменитая сверхновая SN 2006gy показала в пике абсолютную величину  $M_R = -21^m$  [122]. Способность SN IIn светить так ярко позволяет отнести их к классу сверхмощных сверхновых SLSN (Superluminous Supernovae), которые активно исследуются в последнее десятилетие [123].

В SN II фотоны рождаются в ударных волнах, распространяющихся в их оболочках (за время  $< 10^4$  с в SN 1987A и до  $\sim 10^7$  с и больше в SN IIn). В обычных SN II ударная волна порождает не только кратковременную вспышку жёсткого излучения, но и резервуар энтропии, обеспечивающий свечение на стадии “плато” в течение нескольких месяцев. У сверхновых SN IIn, где ударная волна распространяется в окружающей среде несколько месяцев, она и является источником свечения [72, 81, 124, 125]. Ударная волна формирует в оболочке тонкий плотный слой (Dense Shell, DS), играющий важнейшую роль в новом методе определения расстояний по сверхновым, который получил название DSM — Dense Shell Method. Для нового метода не требуется приближения стандартной свечи, как для сверхновых типа Ia, и нет необходимости опираться на шкалу (так называемую лестницу) космологических расстояний. Применение метода на SN 2006gy, SN 2009ip и SN 2010jl демонстрирует, что этот метод является работоспособным: полученные расстояния до этих сверхновых хорошо согласуются с известными расстояниями до родительских галактик.

## 4.1 DSM - способ определения расстояния до SN

Метод полностью воспроизводит идею Бааде и описан в разделе 3.1. Коротко повторим суть метода. Если известна скорость фотосферы  $v$ , то за время измерений  $dt$  ее радиус изменится на  $dr = vdt$ , и мы сразу узнаем изменение радиуса  $dr$  без применения лестницы космологических расстояний. Измеряемый поток излучения равен

$$F = 4\pi r^2 \sigma T^4 / D^2,$$

где  $D$  - фотометрическое расстояние. Температура  $T$  измерима,  $dr$  и  $dF$  измеримы, а  $D$  не меняется. Удобнее ввести  $S = \sqrt{F}$

$$S = 2\sqrt{\pi\sigma}rT^2/D \tag{4.1}$$

Отсюда, если  $T$  не изменяется значительно между двумя измерениями, имеем

$$dS = 2\sqrt{\pi\sigma}drT^2/D \tag{4.2}$$

Величина  $dr$  может быть измерена непосредственно в ряде случаев. А именно,  $dr = v_{ph}dt$ , если  $v_{ph}$  есть скорость фотосферы. Тогда из измерения  $dS$ ,  $dr$  и  $T$  прямым методом находим расстояние  $D$ .

Киршнер и Кван [94] чётко поняли, что по спектральным линиям можно определить скорость  $u$  вещества, а сама фотосфера движется относительно вещества (ведь при расширении падает коэффициент поглощения вещества). Даже знаки  $u$  и  $v_{ph}$  могут быть противоположны, когда фотосфера сжимается. В этом состоит главная трудность методов EPM и SEAM: чтобы эти методы работали, необходимо полагать, что идёт свободный разлёт и скорость вещества составляет  $u = r/t$ . Так бывает, когда через какое-то время после взрыва вокруг отсутствует плотное вещество. А в SN II ситуация иная: вокруг много вещества, и ударная волна месяцами, или даже годами не прорывается в разреженную среду.

Зато, как видно из графиков в работах [72] и [124], в таких сверхновых всё вещество за фронтом ударной волны сжалось в холодный плотный слой (Cold Dense Shell, CDS или DS). Фотосфера приклеена к этому плотному слою, и как раз  $u = v_{ph}$  – а это можно измерить. Всё описанное соответствует идее Бааде [21], выдвинутой ещё в 1920-е годы.

Итак, мы можем сформулировать новый метод DSM (Dense Shell Method) для определения космологических расстояний с помощью сверхновых типа SN II. Этот метод состоит из следующих этапов.

- Нужно измерить *узкие* компоненты спектральных линий для оценки свойств (плотности, скорости) околосвёздной оболочки. Здесь не требуется высокая точность измерений и моделирования.
- Измерить *широкие* эмиссионные компоненты линий и найти скорость на уровне фотосферы (с максимально возможной точностью).

- Хотя закон  $u = r/t$  в этих сверхновых не применим, но  $v_{ph}$  соответствует теперь *истинной* скорости радиуса фотосферы (а не только скорости течения вещества, как в SNII-P).
- Теперь работает первоначальная идея Бааде [21] для измерения приращений радиуса  $dr = v_{ph}dt$  путём интегрирования по времени (конечно, с необходимым учётом рассеяния, потемнения/уярчения к краю, и т.п.). Получаемые значения изменений радиуса должны использоваться при итерациях оптимальной модели.
- Наблюдаемый поток теперь позволяет получить расстояние  $D$  из выражения

$$D = 2\sqrt{\pi\sigma}drT^2/dS . \quad (4.3)$$

При значительном изменении  $T$  такой простой подход не работает, и нужно построить модель, наилучшим образом воспроизводящую наблюдения широкополосной фотометрии и скорость  $v_{ph}$ , которая контролируется по наблюдениям  $dr(t)$ . Такая модель нужна для вычисления эволюции  $r$  и поправочного фактора  $\zeta$ , а в реальности, и для детальных предсказаний теоретического потока  $F_\nu$ .

Изложим основной алгоритм метода на основе чернотельной модели с температурой  $T$  с поправочным фактором  $\zeta$ . Будем считать, что наблюдения достаточно часты, чтобы для ряда точек можно было измерить изменения радиуса  $dr = v_{ph}dt$ . Пусть начальный (неизвестный нам) радиус есть  $R_0$ , а  $R_i = R_0 + \Delta R_i$  для  $i = 1, 2, 3, \dots$ , где  $\Delta R_i$  уже можно считать известными из суммирования измеренных  $dr$ . Тогда

$$\zeta_i^2(R_0 + \Delta R_i)^2\pi B_\nu(T_{ci}) = 10^{-0.4A_\nu} D^2 f_{\nu i}, \quad (4.4)$$

или, извлекая корень,

$$\zeta_i(R_0 + \Delta R_i)\sqrt{\pi B_\nu(T_{ci})} = 10^{-0.2A_\nu} D\sqrt{f_{\nu i}} . \quad (4.5)$$

Хорошая модель даёт нам набор  $\zeta_i, T_{ci}$  для всех точек наблюдений, и по измеренным  $f_{\nu i}, \Delta R_i$  мы находим методом наименьших квадратов неизвестные  $R_0$  и комбинацию  $10^{-0.4A_\nu} D^2$ . Чтобы получить расстояние  $D$ , мы должны либо знать поглощение  $A_\nu$  из астрономических наблюдений, либо получить его из тех же уравнений, записанных для различных спектральных фильтров. В таком случае, уже зная  $R_0$ , мы получим ряд уравнений вида:

$$10^{-0.4A_\nu} D^2 = a_s , \quad (4.6)$$

где индекс  $s$  обозначает один из фильтров UBVRi, а  $a_s$  - некоторая постоянная, зависящая от выбора фильтра. Это даёт нам разности  $A_{s1} - A_{s2}$ , и с помощью закона зависимости экстинкции от частоты можно получить  $A_\nu$ .



## 4.2 Применение DSM метода на конкретных примерах

Используя описанный выше метод DSM, мы получили расстояние до трёх SN II: SN 2006gy, SN 2009ip, SN 2010jl.

### 4.2.1 SN 2006gy

Сверхновая SN 2006gy, по яркости превосходившая все известные сверхновые, была открыта по программе Texas Supernova Search 18 сентября 2006 (UT) около центра галактики NGC 1260 [126]. В определении полного поглощения до сверхновой есть некоторый разброс (см. обсуждение в [43]); мы использовали  $A_R = 1.3 \pm 0.25^m$ .

В работе [44], используя данные наблюдений [127–129], мы получили оценку расстояния до SN 2006gy  $D \approx 68_{-15}^{+19}$  Мпк. Полученное расстояние хорошо согласуется с известным модулем расстояния до родительской галактики  $\mu = 34.53^m$  [129], что эквивалентно расстоянию  $D = 71$  Мпк.

### 4.2.2 SN 2009ip

Замечательная сверхновая SN 2009ip, расположенная в NGC 7259, после своего открытия в 2009 году [130] произвела несколько выбросов, детально исследованных наблюдателями.

Самый яркий всплеск проявился быстрым ростом после 24 сентября 2012 года из-за взаимодействия быстролетящего выброса с околосвёздной средой [131]. К сожалению, после 28 сентября широкие линии практически полностью исчезли, что создает трудности с определением скорости движения плотного слоя. Мы связываем их исчезновение с ростом коэффициента непрозрачности в нагретом околосвёздном веществе.

Однако в интервале с 24 по 28 сентября было сделано несколько наблюдений ([131, 132]), позволяющих применить наш метод.

В работе [45] мы получили расстояние до сверхновой  $D = 20.1 \pm 0.8$  Мпк, что находится в прекрасном согласии с известным модулем расстояния до родительской галактики  $\mu = 31.55^m$  [133], эквивалентном расстоянию  $D = 20.4$  Мпк.

### 4.2.3 SN 2010jl

Ньютон и Пакетт открыли эту сверхновую 3 ноября 2010 года (UT) [134] в галактике UGC5189A, находящейся от нас на расстоянии 50 Мпк [135]. Галактическое поглощение до сверхновой составляет  $E_{B-V} = 0.027$ ,  $A_V = 0.083$  [136, 137].

Приведем пример того, как можно, не строя модель сверхновой, методом DSM оценить расстояние до сверхновой по двум точкам наблюдений.

Нам нужны наблюдения на этапе роста кривой блеска, когда ударная волна движется по околосвёздному веществу и формирует DS. Можно принять, что на фотосфере температура  $T$  не меняется (обоснование ниже), а светимость возрастает из-за роста геометрических размеров фотосферы, движущейся со скоростью  $v_{ph}$ .

Данные широкополосной фотометрии можно получить из графика 1 работы [136], из которых следует, что за время между  $t_1 = 10^d$  и  $t_2 = 14^d$  поток в фильтре  $V$  вырос на  $0.1^m$  с  $13.7^m$  до  $13.6^m$ .

Мы оценили  $T = 7000$  К (Рисунок 3 из [136], Рисунок 2 из [135]). К сожалению, на нужные моменты времени у нас нет данных о скорости фотосферы, определенных из спектров широких линий. Мы использовали  $v_{ph} = 5.5 \cdot 10^8$  см/с, полученную на основании аппроксимации графика 12 из работы [136].

Подставляя данные наблюдений в формулу 4.3, получаем расстояние до сверхновой  $D = 49$  Мпк, что хорошо согласуется с известным расстоянием до галактики в 50 Мпк.

Каждый, имеющий в руках наблюдательные данные, может выполнить такую оценку расстояния. Приведённый расчёт является замечательным примером того, что, если выбрать подходящий момент эволюции сверхновой, а именно, стадию роста светимости при прохождении ударной волны по облаку околосвёздного вещества, окружающего сверхновую, то для определения расстояния можно воспользоваться простой чернотельной моделью.

Далее мы рассмотрим, насколько корректно применять чернотельную модель в этом случае.

### 4.3 Обоснование метода DSM

В процессе работы над SN 2009ip мы построили модель `sn09ipbp3` для качественного изучения процесса формирования плотного слоя в сверхновой SN 2009ip. Полученные модели пока не воспроизводят всех детали многочисленных наблюдательных данных, но, тем не менее, они качественно воспроизводят восходящую часть кривой блеска сверхновой (Рисунок 4.1), наиболее важную для нового метода.

При построении модели мы решаем уравнения переноса совместно с гидродинамическими уравнениями движения газа, не накладывая каких-либо ограничений на спектр излучения  $J_\nu$ , кроме разбиения спектра на определенное число групп по частотам, в которых радиативные величины (интенсивность, непрозрачность, оптическая толщина) не зависят от частоты [116, 138]. Это позволяет реалистично и самосогласованно описывать сложные процессы в оболочках сверхновых разных типов: распространение ударной волны и прогрев оболочки, выход ударной волны (shock breakout),хождение по оболочке волны рекомбинации и свечение сверхновой на стадии плато. Эти расчёты сделаны в приближении ЛТР (локального термодинамического равновесия), т.е. в приближении, когда в уравнении состояния плазмы в поле неравновесного излучения при расчёте концентраций ионов и населенностей уровней используются формулы Саха и Больцмана.

В модели `sn09ipbp3` взрыв инициируется в протяженной оболочке  $R = 700 R_\odot$  с полной массой  $M = 1.3 M_\odot$  и однородным распределением элементов (Рисунок 4.2). Такое строение оболочки воспроизводит строение оболочки предсверхновой, которая незадолго до взрыва сбросила внешние слои.

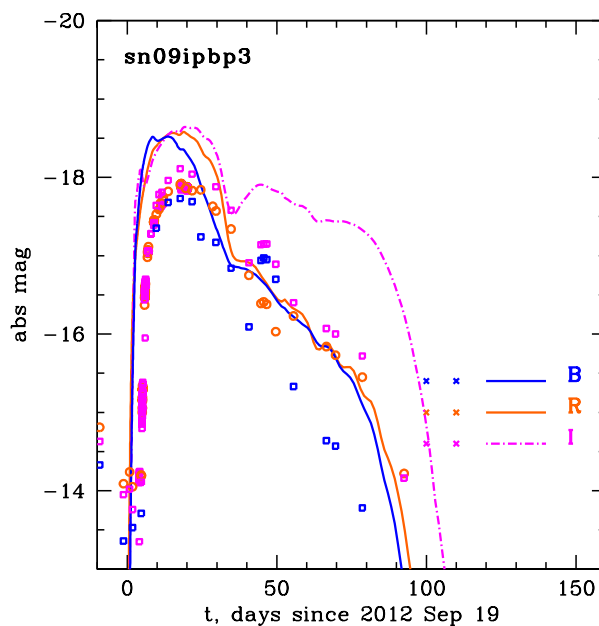


Рисунок 4.1: Сравнение кривых блеска сверхновой SN 2009ip для модели sn09ipbp3. По оси ординат отложена абсолютная светимость в фильтрах, обозначенных в правых верхних углах графиков. По оси абсцисс отложено время наблюдения с момента взрыва (в сутках).

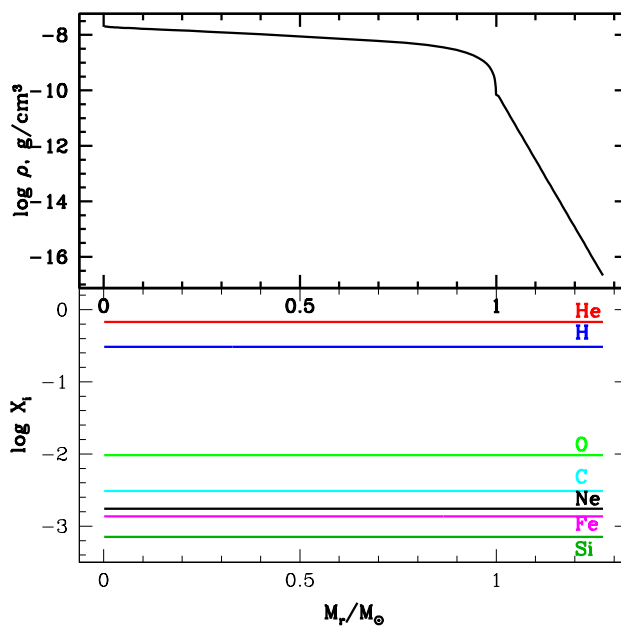


Рисунок 4.2: Для модели sn09ipbp3 показано начальное распределение плотности (наверху) и химический состав оболочки сверхновой (внизу).

### 4.3.1 Формирование фотосферы в плотном слое

Проведенные расчёты показывают, что в процессе эволюции вспышки в оболочке SN II образуется летящий наружу плотный слой, в котором формируется истинная фотосфера. Образование плотного тонкого слоя (DS) можно проследить на графике 4.3, показывающем структуру оболочки на моменты времени  $t = 10, 20, 40^d$ . По графику  $\tau(r)$  видно, что основная оптическая толща набирается как раз в DS. Если на момент  $t = 10^d$  светимость  $L$  после прохождения DS еще слегка подрастает, то в дальнейшем слои перед DS постепенно просветляются, становясь полностью прозрачными к  $t = 20^d$ , так что фотосфера полностью прилипает к DS. При  $t = 40^d$  уже вся оболочка прозрачна, и свет исходит только от тонкого кольца DS.

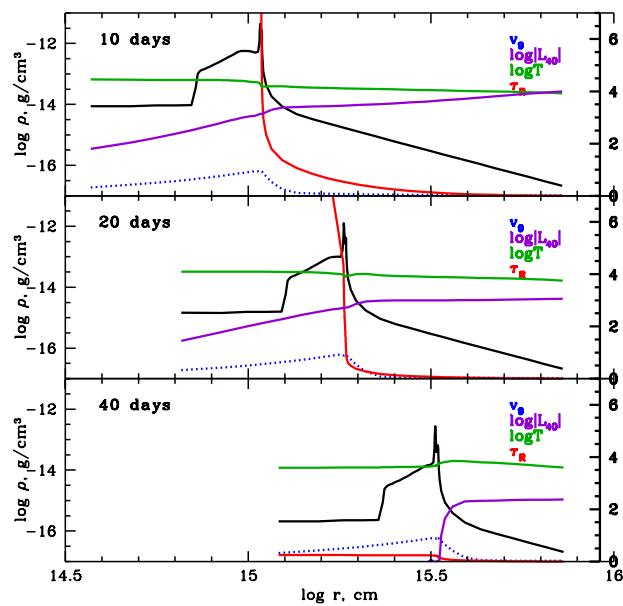


Рисунок 4.3: Изменение плотности  $\rho$ , оптической толщи  $\tau$ , температуры  $T$ , светимости  $L$ , скорости фотосферы  $v_{ph}$  по радиусу  $r$  для модели sn09ipbp3 на моменты времени  $t = 10, 20, 40$  дней. Кривые разного цвета описывают: плотность  $\rho$  (черная), росселандова оптическая толща  $\tau$  (красная), температура  $T$  (зеленая), светимость  $L$  (фиолетовая), скорость фотосферы  $v_{ph}$  (синяя). По оси абсцисс отложен радиус сверхновой  $r$ . По оси ординат (слева) -  $\lg(\rho)$ , по оси ординат (справа) -  $\lg(\tau)$ ,  $\lg(T)$  и нормированные  $\lg(L_{40})$ ,  $\lg(v_9)$ .

Наличие истинной фотосферы позволяет для описания спектра применять чернотельное фитирование, а приклеенность фотосферы к веществу плотного слоя даёт возможность, измеряя доплеровские скорости вещества в оболочке, вычислить скорость фотосферы. Поэтому для простых оценок расстояния до SN на основе наблюдательных данных можно использовать простую чернотельную модель, избегая трудозатратного и сложного моделирования сверхновых. Важно только правильно выбрать время наблюдения – на стадии роста светового потока сверхновой.

### 4.3.2 Обоснование чернотельной модели

Как было сказано выше, мы не накладываем ограничений на спектр излучения  $J_\nu$ , и следовательно, в наших моделях он может значительно отличаться от чернотельного. Из зависимостей, приведенных на графике 4.4, видно, что так и происходит. На этом графике показана эволюция трех характерных температур со временем:  $T$  - температура вещества (сплошная линия),  $T_{rad}$  цветовая температура (звезды),  $T_J$  - эффективная температура излучения (треугольники).

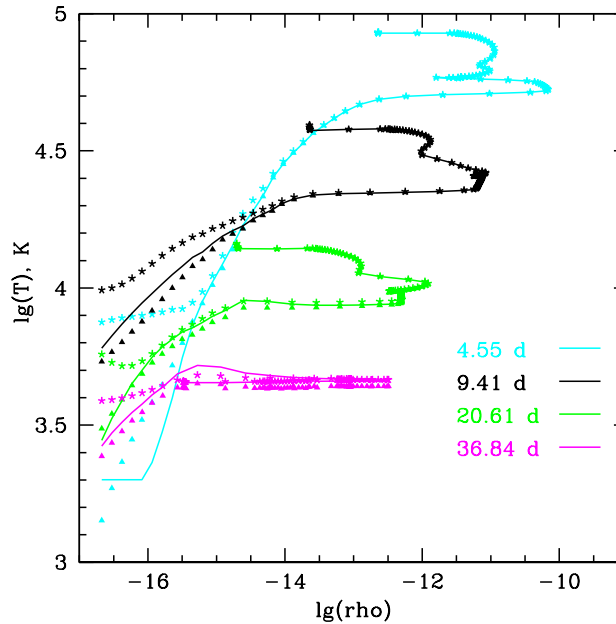


Рисунок 4.4: Эволюция  $\lg(T)$ - $\lg(\rho)$  (сплошная линия) для случая ЛТР. Цветовая  $T_{rad}$  и эффективная  $T_J$  ( $J = aT_J^4$ ) температуры излучения соответствуют на графике звездочкам и треугольникам. Для каждого заданного момента времени  $t$  каждая точка на кривой  $(T, \rho)$  отвечает некоторому значению лагранжевой массы  $m$ , меняющейся вдоль кривой. По оси абсцисс отложен  $\lg(\rho)$ , а по оси ординат -  $\lg(T)$ .

Видно, что, если внутри оболочки чернотельное приближение хорошо работает и все температуры совпадают, то при приближении к границе сверхновой, т.е. при низкой плотности, излучение перестает описываться планковским спектром и не находится в равновесии с веществом. Иными словами, условия ЛТР оказываются нарушенными.

Посмотрим, что происходит в этом случае и как это влияет на DSM. Исследуем, как нужно изменить наши уравнения, чтобы они учитывали неравновесность излучения во внешних слоях оболочки SN. Мы уже решали подобную задачу для моделей SN Ia и SN IIP в разделе 2.3. Здесь мы пойдем несколько другим путем и вместо оценочного сравнения скоростей радиативной и ударной ионизации воспользуемся более точным расчётом населенностей уровней и концентраций ионов.

В мировой науке делают расчёты кривых блеска и спектров сверхновых [139–141], содержащие решения полной системы кинетических уравнений, которые учитывают ударные и радиативные переходы между уровнями и континуумом для всех возможных состояний возбуждения и ионизаций атомов с десятками тысяч уровней.

В нашей исследовательской группе также развит пакет программ LEVELS для расчёта населённостей уровней всех атомов и ионов в полной кинетической схеме, где поле излучения описывается в приближении Соболева. В предположении о стационарности расчёты показывают, что темпы радиативных переходов между уровнями при наших условиях всегда заметно больше, чем ударные темпы между теми же уровнями. Темпы могут сравняться только для очень высоких близлежащих уровней, где населённости уже незначительны. Также скорость процессов фотоионизации, начиная с некоторого уровня, особенно для водорода, и выше, становится меньше, чем скорость ударной ионизации. Но для этих уровней лучше выполняется ЛТР приближение, поэтому прямые и обратные ударные процессы практически полностью сбалансированы.

В интересующий нас период времени плотность быстро падает до значений  $\rho \leq 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup>, а температура не превышает  $T \leq 1.2 \cdot 10^4$  К (Рисунок 4.3). Для того, чтобы оценить итоговую роль ударных процессов в нашей модели мы сделали расчёт для двух случаев: с включением ударных процессов и без них. Сравнение результатов этого расчёта для нашей модели приведено в таблице 4.1, из которой видно, что при данных условиях ролью ударных процессов можно пренебречь.

Вышесказанное позволяет применить для решения уравнения состояния модифицированное небулярное приближение [67] для расчёта населённостей уровней и концентраций ионов.

Мы выполнили такой расчёт и результаты сравнения приводим на графике 4.5: приближение ЛТР (сплошная кривая) и отсутствие ЛТР (штриховая).

Из неЛТР расчёта следует:

1. Неравновесное излучение в уравнении состояния повышает ионизацию в плазме, делая ее менее прозрачной. Видно, что  $\tau$  в такой плазме растет к центру быстрее.
2. Увеличение непрозрачности дает добавку в радиативный член в уравнении для  $v$ . Скорость разлета оболочки увеличивается, как видно из графика 4.5 для графика скорости.
3. Более быстрый разлет смещает DS по радиусу относительно случая ЛТР.

Однако смещение DS по радиусу невелико и не меняется со временем, а значит, не сказывается на результатах DSM, для которого важно изменение  $dr$ . Также видно, что учёт неЛТР процессов практически не изменяет светимость  $L$  и температуру  $T$ .

Таким образом, был сделан вывод, что метод DSM дает хорошие результаты и для простой чернотельной модели. Косвенно это подтверждается сравнением результатов определения расстояния методом DSM с другими независимыми методами и найденным хорошим согласием между ними.

## 4.4 Выводы главы

Важнейшее достоинство метода DSM (Dense Shell Method) для определения расстояний до SN II состоит в том, что это прямой метод, не требующий привлечения лестницы расстоя-

Таблица 4.1: Сравнения концентраций ионов  $N_{ijk}[\text{см}^{-3}]$ , вычисленных с учетом ударных процессов и без оных. Для краткости в таблице приводятся несколько наиболее населенных состояний ионов. Расчет сделан для смеси, совпадающей по химическому составу с модельным (Рисунок 4.2) при  $T = 1. \times 10^4 \text{ К}$  и  $\rho = 10^{-12} \text{ г/см}^3$ . Целая часть числа в левом столбце означает степень ионизации(1-нейтральный), дробная - уровень возбуждения(1-основной).

Расчёт населенностей $N_{ijk}[\text{см}^{-3}]$ , с ударными процессами и без них	
H	
1.01	1.7161e+08 / 1.7735e+09
1.02	5.6416e+03 / 5.6815e+03
1.03	7.4184e+02 / 7.3463e+02
2.01	1.8353e+11 / 1.8193e+11
He	
1.01	1.0393e+11 / 1.0392e+11
2.01	2.5296e+07 / 2.5517e+07
C	
1.01	3.4388e+04 / 3.4085e+04
1.02	3.4781e+03 / 3.4475e+03
2.01	1.5254e+08 / 1.5254e+08
2.02	2.4570e+05 / 2.4570e+05
3.01	4.2105e+03 / 4.2474e+03
Fe	
1.01	1.8969e+00 / 1.8682e+00
2.01	1.7754e+06 / 1.7636e+06
2.02	1.1765e+06 / 1.1687e+06
3.01	1.1634e+07 / 1.1658e+07

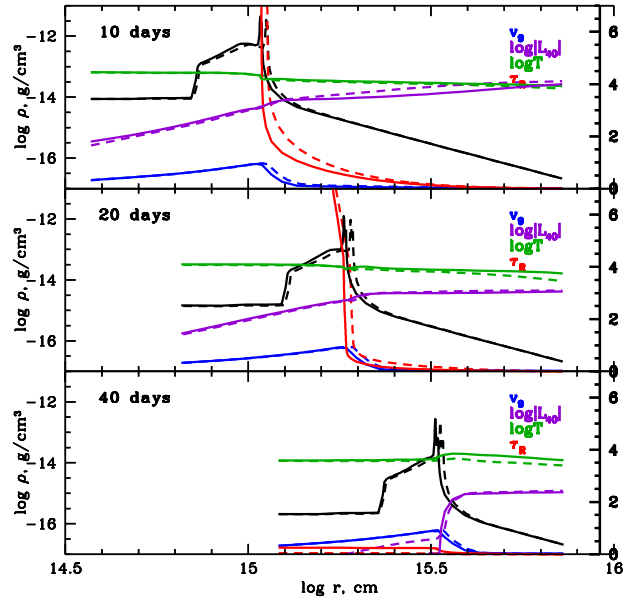


Рисунок 4.5: Сравнение ЛТР (сплошная) и неЛТР (штриховая) расчётов эволюции распространения ударной волны через оболочку сверхновой. Разными цветами показаны: плотность  $\rho$  (черный), оптическая толщина  $\tau$  (красный), температура  $T$  (зеленый), светимость  $L$  (фиолетовый), скорость фотосферы  $v_{ph}$  (синий). По оси абсцисс отложен радиус сверхновой, по ординат (слева) -  $\lg(\rho)$ , по оси ординат (справа) -  $\lg(\tau)$ ,  $\lg(T)$ , нормированные на  $\lg(L_{40})$ ,  $\lg(v_9)$ .

яний или каких-либо предварительных статистических оценок. Достаточно иметь наблюдательные данные, и DSM позволяет сразу получить расстояние до сверхновой, как показано на примере SN 2010jl.

Формирование истинной фотосферы в плотном слое (DS), движение фотосферы вместе с DS позволяет с хорошей точностью использовать в расчётах чернотельную модель. Коррекция на неЛТР процессы не сильно влияет на структуру DS, а значит, и на полученную оценку расстояния.

Методом DSM получены расстояния до трех сверхновых:

1.  $D \approx 68_{-15}^{+19}$  Мпк до SN 2006gy
2.  $D \approx 20.1 \pm 0.8$  Мпк до SN 2009ip
3.  $D \approx 49$  Мпк до SN 2010jl



# Заключение

Сформулируем основные результаты диссертационного исследования:

1. В результате детальных расчётов получены значения параметров предсверхновой SN 1999em, значительно отличающиеся от значений, вычисленных по корреляционным формулам. Это говорит о том, что для получения параметров SN IIP необходимо моделировать кривые блеска во всех фильтрах, а также скорость на уровне фотосферы, перебирая большой набор модельных предсверхновых и добиваясь максимального согласия с наблюдениями.
2. Подтверждено, что в процессе эволюции взрыва над фотосферой сверхновых II типа возникают условия доминирования радиационных процессов над столкновительными. Разработан алгоритм решения уравнения состояния вещества в условиях неЛТР в предположении доминирования радиационных процессов над столкновительными.
3. В короткой и длинной шкале расстояний до SN 1999em определены параметры предсверхновой. Для короткой шкалы при  $D = 7.5$  Мпк предсверхновая имела радиус  $R = 450R_{\odot}$ , массу  $M = 15M_{\odot}$ , энергию взрыва  $E = 7 \times 10^{50}$  эрг,  $UBV$ -потоки лучше согласуются с наблюдениями при низкой металличности предсверхновой  $Z = 0.004$ . Для длинной шкалы расстояний в  $D = 12$  Мпк требуется увеличить  $R, M, E$  предсверхновой до следующих значений:  $R = 1000R_{\odot}$ ,  $M = 18M_{\odot}$  и  $E = 10^{51}$  эрг.
4. На основе модели SN 1999em проверены факторы диллюции, обычно применяемые в методе ЕРМ и рассчитанные на основе корреляции между цветовой температурой и фактором диллюции. Подобно параметрам предсверхновых, корреляционные факторы диллюции значительно отличаются от более точных, полученных в результате детального моделирования. Фактор диллюции оказывается систематически больше корреляционных примерно на 25%, что непосредственно влияет на оценку расстояния до сверхновой. Отсюда следует, что для точного определения расстояния методом ЕРМ необходимо делать расчёт радиационно-гидродинамической модели для каждой исследуемой сверхновой.
5. Выполнено исследование пределов обнаружения SN IIP современными телескопами 8-метрового класса. Расчёты яркости сверхновой в фильтре  $B$  в эпоху выхода ударной волны показали, что современные телескопы с зеркалом  $\geq 8$  метров позволяют открывать и исследовать SN IIP на красном смещении  $z \sim 1$ .
6. В коэффициент непрозрачности добавлен неучтенный в предыдущих расчётах эффект фотоионизации с внутренних атомных оболочек. Показано, что учет данного эффек-

та слегка сказывается на коротковолновой части спектра и наиболее существенен в первые дни развития сверхновой. Однако при свертке спектра с широкополосной фотометрией различия нивелируются и не влияют на кривые блеска SN II в фильтрах UBVRI, а значит, не вносят коррективов в методы определения расстояний по сверхновым.

7. Автор формализовал и написал первую программную реализацию расчёта расстояний новым методом космографии DSM (Dense Shell Method), применив данный метод к SN 2006gy. В совместной работе с коллегами методом DSM найдены расстояния до сверхновых SN 2006gy, SN 2009ip и SN 2010jl. Полученные значения прекрасно согласуются с известными ранее расстояниями до родительских галактик, что подтверждает работоспособность метода.
8. В основе метода DSM лежит идея о формировании истинной фотосферы в плотном слое и движении фотосферы вместе с этим слоем. Для простых оценок расстояний на основе наблюдательных данных в методе DSM используется чернотельное описание спектра, основанное на модели сверхновой в ЛТП приближении. Для проверки корректности использования такой модели построена неЛТП модель с безударным уравнением состояния. Показано, что смещение плотного слоя по радиусу относительно ЛТП случая в такой модели невелико и не зависит от времени. Следовательно, это не сказывается на результатах DSM, для которого важно изменение радиуса слоя. Также учёт процессов неЛТП практически не изменяет светимость и температуру вещества в слое. Отсюда сделан вывод, что метод DSM даёт хорошие результаты и для простой, доступной наблюдателям чернотельной модели.

В работе также отмечено, что, несмотря на вышеуказанные преимущества метода DSM, более точное значение расстояния до SN может быть получено лишь при индивидуальном моделировании каждой наблюдаемой SN II и вычислении необходимого для работы метода ряда параметров, таких как, потоки, скорости разлета оболочки, положение фотосферы  $R_{ph}$ . Для дальнейшего развития наших радиационно-гидродинамических моделей SN мы планируем добиться более точного описания процессов при взаимодействии излучения с веществом: расчёта неравновесной кинетики ионизации, перераспределения излучения по спектру из-за эффектов флюоресценции. В настоящее время продолжается работа по расчёту переноса излучения с флюоресценцией, предварительные результаты отражены в Приложении С диссертации.

Улучшая наше понимание физики сверхновых, мы делаем первичные индикаторы расстояния — SN II — все более надёжным и точным измерительным прибором для решения космологических задач.

# Благодарности

В первую и главную очередь я выражаю огромную благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н. С.И. Блинникову за создание профессиональной и дружеской рабочей атмосферы, подогреваемой новыми открытиями и задачами. За необыкновенную, астрономическую эрудицию, в том числе в областях, не связанных с астрофизикой, расширяющую кругозор и позволяющую взглянуть на старую задачу с нового, необычного ракурса. За организацию рабочей среды, терпение и помощь во всех вопросах, появившихся при написании этой диссертации.

Я очень ценю возможность работать со своими замечательными коллегами и благодарен им за сотрудничество. Совместные работы были бы невозможны без участия: М.Ш. Поташова, Н.Н. Павлюка, Е.И. Сорокиной, Д.Ю. Цветкова, N. Tomi naga, T. Moriga.

Огромную признательность я хочу выразить всем сотрудникам отдела астрофизики ИТЭФ, особенно И.В. Панову, Д.К. Надёжину, В.П. Утробину, А.В. Юдину, К.В. Мануковскому за поддержку, ценные замечания, полезные обсуждения. И.В. Панову я хочу выразить отдельную благодарность за постоянную поддержку и создание инфраструктуры для работы над диссертацией.

# Приложение А

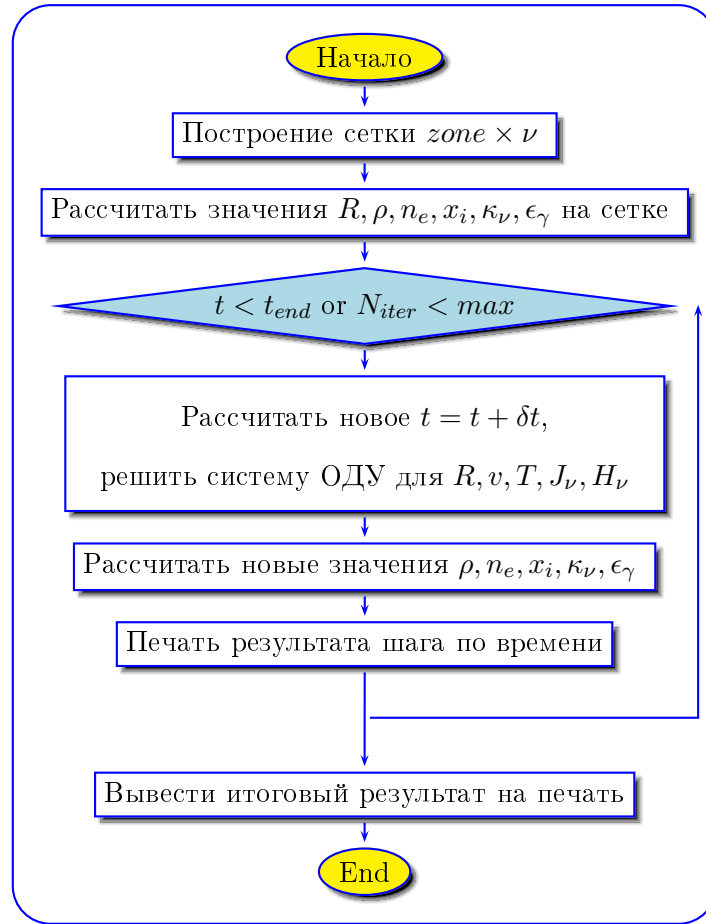
## Численный метод расчёта моделей сверхновых

Это приложение дает краткий обзор алгоритмов программы STELLA, позволяющих рассчитывать эволюционные модели сверхновых. Дополнительные рассуждения и детали работы алгоритмов, заложенные в программный код STELLA, можно найти в работах [69, 71, 76].

### А.1 Блок-схема программы STELLA

Базовый алгоритм работы STELLA достаточно очевиден из Рисунка [A.1](#):

1. Прочитать начальную конфигурацию и построить модель предсверхновой на заданной сетке по радиусу и частоте.
2. Имитировать взрыв в околоцентральной области, выделив нужное количество энергии в тепловой или кинетической форме.
3. Двигаясь в цикле по времени, сделать шаг по времени и самосогласованно пересчитать все переменные, решив систему дифференциальных уравнений (см. раздел [A.2](#)).
4. По достижении финальной точки по времени произвести необходимые вычисления на основе полученных данных и завершить программу.



Блок-схема A.1. Основные блоки программы STELLA и главный цикл, рассчитывающий эволюцию сверхновой

## A.2 Система уравнений

В этом разделе обсуждается численный метод, решающий систему одномерных радиационно-гидродинамических уравнений, описывающих модель сверхновой. Полученное решение позволяет продвинуться на один шаг по времени  $t = t + \delta t$  в главном цикле STELLA (Рисунок A.1).

Повторим рассмотренную в Главе 2 систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{\partial r}{\partial t} = u \\
 \frac{\partial u}{\partial t} = -4\pi r^2 \frac{\partial(p+q)}{\partial m} - \frac{Gm}{r^2} + a_r + a_{\text{mix}} \\
 \left( \frac{\partial e}{\partial T} \right)_\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \varepsilon + 4\pi \int_0^\infty \chi_a \frac{J_\nu - B_\nu}{\rho} d\nu - 4\pi \frac{\partial r^2 u}{\partial m} \left[ T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho + q \right] \\
 \frac{\partial \mathcal{J}_\nu}{\partial t} = -\frac{c}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \mathcal{H}_\nu) + c(\bar{\eta}_\nu - \chi_a \mathcal{J}_\nu) + \frac{u}{r} (3\mathcal{K}_\nu - \mathcal{J}_\nu) - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) (\mathcal{J}_\nu + \mathcal{K}_\nu) - \\
 \quad - \frac{1}{\nu^3} \cdot \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^4 \left[ \frac{u}{r} (3\mathcal{K}_\nu - \mathcal{J}_\nu) - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) \mathcal{K}_\nu \right] \\
 \frac{\partial \mathcal{H}_\nu}{\partial t} = -c \frac{\partial \mathcal{K}_\nu}{\partial r} - \frac{c}{r} (3\mathcal{K}_\nu - \mathcal{J}_\nu) - 2 \left( \frac{u}{r} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \mathcal{H}_\nu - c(\chi_a + \chi_s) \mathcal{H}_\nu + \dot{\mathcal{H}}_{\nu \text{diff}}
 \end{array} \right.$$

Для решения системы уравнений необходимо построить расчётную сетку. Вся звезда разбивается на  $N_{\text{zon}}$  зон по массе. Разбиение по массовой координате делается неравномерным и подбирается так, чтобы детальнее описать резкие скачки в плотности и переходы между слоями с разным химическим составом. Обычное число зон в расчётах от 100 до 300. Для описания функциональной зависимости величин  $\mathcal{J}_\nu, \mathcal{H}_\nu, \chi_a, \chi_s$  от частоты спектр разбивается на  $N_{\text{freq}}$  групп в геометрической прогрессии от  $1\text{\AA}$  до  $5 \cdot 10^4\text{\AA}$ .

Вычислив расчётную сетку и заменив производные по радиусу и частоте на конечные разности, получаем систему ОДУ вида:

$$\dot{\mathbf{y}} = F(t, \mathbf{y}), \quad (\text{A.1})$$

где  $\mathbf{y}$  – вектор, полученный объединением всех неизвестных во всех зонах и частотах в один общий массив,  $F(t, \mathbf{y})$  – нелинейная функция от  $t$  и  $\mathbf{y}$ .

Вектор  $\mathbf{y}$  содержит упорядоченный набор радиусов, скоростей, температур, нулевой и первый моменты интенсивности:

$$\mathbf{y} = \begin{pmatrix} r_1 \dots r_n \\ v_1 \dots v_n \\ T_1 \dots T_n \\ \mathcal{J}_{\nu_1}^1 \dots \mathcal{J}_{\nu_n}^1 \\ \cdot \\ \mathcal{J}_{\nu_1}^m \dots \mathcal{J}_{\nu_n}^m \\ \mathcal{H}_{\nu_1}^1 \dots \mathcal{H}_{\nu_n}^1 \\ \cdot \\ \mathcal{H}_{\nu_1}^m \dots \mathcal{H}_{\nu_n}^m \end{pmatrix}$$

(здесь индекс  $n$  означат число зон по радиусу, а  $m$  - число бинов по частоте).

### А.3 Метод прогноза и коррекции

Мы ищем решение (A.1) методом Гира для жестких систем дифференциальных уравнений. Метод позволяет менять порядок используемых производных от 1 до 5, а также варьировать размер шага по времени  $h$ .

Метод работает в два этапа.

На первом этапе производится прогноз значения  $\mathbf{y}_p(t_i + h)$  и ее производных до 5-ого порядка в момент времени  $t_i + h$ . Это обычное разложения в ряд Тейлора:

$$\begin{aligned} \mathbf{y}_p(t_i + h) &= \mathbf{y}(t_i) + h\dot{\mathbf{y}}(t_i) + \frac{h^2}{2}\ddot{\mathbf{y}}(t_i) + \frac{h^3}{6}\dddot{\mathbf{y}}(t_i) + \frac{h^4}{24}\mathbf{y}^{(4)}(t_i) + \frac{h^5}{120}\mathbf{y}^{(5)}(t_i) \quad (\text{A.2}) \\ \dot{\mathbf{y}}_p(t_i + h) &= \dot{\mathbf{y}}(t_i) + h\ddot{\mathbf{y}}(t_i) + \frac{h^2}{2}\dddot{\mathbf{y}}(t_i) + \frac{h^3}{6}\mathbf{y}^{(4)}(t_i) + \frac{h^4}{24}\mathbf{y}^{(5)}(t_i) \\ \ddot{\mathbf{y}}_p(t_i + h) &= \ddot{\mathbf{y}}(t_i) + h\dddot{\mathbf{y}}(t_i) + \frac{h^2}{2}\mathbf{y}^{(4)}(t_i) + \frac{h^3}{6}\mathbf{y}^{(5)}(t_i) \\ \dddot{\mathbf{y}}_p(t_i + h) &= \dddot{\mathbf{y}}(t_i) + h\mathbf{y}^{(4)}(t_i) + \frac{h^2}{2}\mathbf{y}^{(5)}(t_i) \\ \mathbf{y}_p^{(4)}(t_i + h) &= \mathbf{y}^{(4)}(t_i) + h\mathbf{y}^{(5)}(t_i) \\ \mathbf{y}_p^{(5)}(t_i + h) &= \mathbf{y}^{(5)}(t_i) \end{aligned}$$

Введем обозначение

$$\mathbf{Y}_i = \begin{pmatrix} \mathbf{y}_i \\ h\dot{\mathbf{y}}_i \\ (h^2/2)\ddot{\mathbf{y}}_i \\ (h^3/6)\dddot{\mathbf{y}}_i \\ (h^4/24)\mathbf{y}_i^{(4)} \\ (h^5/120)\mathbf{y}_i^{(5)} \end{pmatrix}.$$

Тогда систему уравнений [A.2](#) можно переписать как

$$\mathbf{Y}_{i+1} = \mathbf{P}\mathbf{Y}_i, \quad (\text{A.3})$$

где  $\mathbf{P}$

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 2 & 3 & 4 \\ 0 & 0 & 1 & 3 & 6 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 4 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

- матрица Паскаля.

На старте вычислений используется первая производная, значения производных более высоких порядков полагаются равными нулю. Необходимые для прогноза высшие порядки производных получаем, используя предыдущие шаги по времени. Прогнозное значение используется как начальное приближение на этапе коррекции.

Решение  $\mathbf{Y}$  отклоняется от приближенного  $\mathbf{Y}^p$  на корректирующую поправку  $e$ , умноженную на вектор  $G$ , состоящий из констант метода (действительные числа):

$$Y_{i+1} = Y_{i+1}^p + Ge \quad (\text{A.4})$$

Поправку  $e$  можно найти, требуя выполнения уравнения:

$$\dot{\mathbf{y}}_{i+1} = F(t + h, \mathbf{y}_{i+1}) \quad (\text{A.5})$$

Выпишем отдельно второе уравнение в системе  $\mathbf{Y}$ :

$$h\dot{\mathbf{y}}_{i+1} = h\dot{\mathbf{y}}_{i+1}^p + G_2 e \quad (\text{A.6})$$

Согласовывая [A.5](#) и [A.6](#) получаем выражение для корректирующего члена  $e$ :

$$e = hF(t + h, \mathbf{y}_{i+1}) - h\dot{\mathbf{y}}_{i+1}^p \quad (\text{A.7})$$

В векторе  $G$  второй член  $G_2 = 1$ , остальные определяются выбранным численным методом. Отсюда получаем выражение для  $\mathbf{Y}_{i+1}$ :

$$\mathbf{Y}_{i+1} = \mathbf{Y}_{i+1}^p + Gh(F(t + h, \mathbf{y}_{i+1}) - \dot{\mathbf{y}}_{i+1}^p) \quad (\text{A.8})$$

Итерационное выражение для решения неявного уравнения относительно  $\mathbf{y}_{i+1}$ :

$$\mathbf{y}_{i+1}^{p+1} = \mathbf{y}_{i+1}^p + G_1 h(F(t + h, \mathbf{y}_{i+1}) - \dot{\mathbf{y}}_{i+1}^p) \quad (\text{A.9})$$

Решение ищется методом касательных Ньютона. Выпишем формулу Ньютона для нашего случая, итерации считаем индексом  $j$ :

$$\mathbf{y}_{i+1}^{j+1} = \mathbf{y}_{i+1}^j - \left[ I - G_1 h \frac{\partial F}{\partial \mathbf{y}}(t + h, \mathbf{y}_{i+1}^j) \right]^{-1} [\mathbf{y}_{i+1}^j - G_1 h(F(t + h, \mathbf{y}_{i+1}^j) - \dot{\mathbf{y}}_{i+1}^p)] \quad (\text{A.10})$$



# Приложение В

## Каталог сверхновых

В приложении дано описание системы каталогов сверхновых, созданных на базе серверов ГНЦ РФ ИТЭФ. Развернут каталог кривых блеска сверхновых, содержащий данные о 4863 наблюдаемых сверхновых и заполняемый сотрудниками ГАИШ. Создан каталог теоретических моделей сверхновых, рассчитанных для различных начальных конфигураций предсверхновых. Адрес сайта каталога: <http://dau.itep.ru/sn/lc>.

### В.1 Теоретический каталог

Целью создания каталога моделей сверхновых типа II является исследование зависимости кривых блеска, скоростей разлета оболочки от энергии взрыва, массы, начального радиуса и металличности предсверхновых.

В каталоге по адресу <http://dau.itep.ru/sn/snview> представлены модели коллапсирующих сверхновых. Начальные конфигурации предсверхновых подготавливались подобно описанной в разделе 3.2 предсверхновой SN 1999em.

Взрыв сверхновой инициировался моментальным выделением энергии в околоцентральной области на границе железного ядра. Варьируя ключевые параметры предсверхновых и энергию взрыва, специально для каталога мы рассчитали сетку моделей СН с большим разбросом кривых блеска по амплитуде, по длительности плато, по скорости падения кривых блеска в разных фильтрах. Эти модели в основной своей массе внесены в теоретический каталог СН и имеют префикс “*cat*”. Название моделей в каталоге отражает ключевые параметры предсверхновых, разберем их на примере модели `cat_R500_M15_Ni004_E7`. Нижнее подчеркивание “\_” служит разделителем между смысловыми единицами; “*cat*” – префикс помечающий цель, производимого расчёта, в данном случае модель рассчитана для каталога; “R500” – радиус предсверхновой, здесь  $500 R_{\odot}$ ; “M15” – полная масса предсверхновой, здесь в  $15 M_{\odot}$ ; “Ni004” – масса радиоактивного никеля, здесь  $0.04 M_{\odot}$ ; “E7” – полное энерговыделение при взрыве SN равно  $7 \cdot 10^{50}$  эрг. Таким образом, по имени модели можно получить представление о параметрах сверхновых.

Число теоретических моделей в каталоге составляет 36. Сетка моделей охватывает по массе диапазон от  $5 M_{\odot}$  до  $18 M_{\odot}$ , по радиусу от  $50 R_{\odot}$  до  $1000 R_{\odot}$ , по энерговыделению при взрыве от  $5 \cdot 10^{50}$  эрг ФОВ до  $2 \cdot 10^{51}$  эрг.

Скриншот [В.1](#) демонстрирует веб-интерфейс каталога (<http://dau.itep.ru/sn/snview>), позволяющего проводить селекцию по начальному радиусу, массе и содержанию  $^{56}\text{Ni}$  в предсверхновой.

Модельные кривые блеска могут быть выведены каталогом в различных комбинациях фильтров UBVR<sub>I</sub> (см. панель настроек на скриншоте [В.2](#)) в трех форматах: png, postscript и текст (в табличном виде).

## В.2 Наблюдательный каталог

Каталог наблюдений сверхновых заполняется научным сотрудником ГАИШ МГУ Павлюком Н.Н. На момент написания диссертации в каталоге содержалось 4863 записи о сверхновых. Из них для 442 сверхновых имелись наблюдательные точки на кривых блеска.

Создано два веб-интерфейса для доступа к данным о сверхновых: упрощенный и подробный.

Упрощенный веб-интерфейс доступен по адресу <http://dau.itep.ru/sn/snviewobs>. Информация о сверхновых выводится на экран (Рисунок [В.3](#)) в виде простой таблицы сверхновых с информацией об имени сверхновой и ее типе. Предоставлена возможность ограничить выдачу сверхновых некоторым интервалом времени или конкретным годом, произвести отбор по типу сверхновых. Данный веб-интерфейс служит только для просмотра графиков кривых блеска SN (Рисунок [В.4](#)) и позволяет строить кривые блеска в различных комбинациях фильтров UBVR<sub>I</sub>.

Для получения подробной информации по сверхновым Павлюком Н.Н.(ГАИШ) был разработан отдельный интерфейс каталога, позволяющий получить всю имеющуюся в каталоге информацию по интересующей сверхновой. Для этого на странице по адресу <http://dau.itep.ru/sn/lctheory/param> надо в окошко поиска ввести имя сверхновой. Полнота данных варьируется для разных сверхновых, но в общем случае она достаточно обширна, в чем можно убедиться путём поиска по каталогу данных о SN 1999em.

## В.3 Задача фитирования наблюдаемых кривых блеска

Запущена программа автоматического поиска ближайших теоретических кривых блеска для данной наблюдаемой кривой в случае, когда кривые рассматриваются в одной полосе.

Возможен следующий алгоритм работы с этой частью каталога. Допустим, открыта сверхновая и получены из наблюдений ее кривые блеска. Требуется получить предварительные оценки параметров взорвавшейся звезды. После ввода на странице каталога полученной из наблюдений кривой блеска сверхновой, программа отыщет и выведет на экран

Рисунок В.1: Скриншот главной страницы каталога теоретических моделей.

Home » Supernova explosion models

### Supernova explosion models

Filter sn parameters

Radius: 30:10000

Total mass: 3:30

Mass Ni56: 0.001:1.0

Filter

Count: 36

name	comment	Last update
cat_R500_M15_Ni008_E7	LTE model	2012-01-03 16:28:18.918547
cat_R500_M15_Ni008_E12	LTE model	2012-01-03 16:10:59.986214
cat_R200_M15_Ni012_E7	LTE model	2012-01-03 15:55:16.124239
cat_R200_M15_Ni012_E12	LTE model	2012-01-03 15:52:50.655285
cat_R200_M15_Ni008_E12	LTE model	2011-11-11 18:27:56.56146
cat_R200_M15_Ni008_E7	LTE model	2011-11-11 17:35:45.064136
20z002_E12	LTE model	2010-12-07 12:40:11.889223
cat_R200_M15_Ni004_E12	LTE model	2010-11-24 23:56:52.226764
cat_R500_M10_Ni004_E7	LTE model	2010-11-13 18:52:28.438646
cat_R1000_M10_Ni004_E7	LTE model	2010-11-13 18:47:35.788795
cat_R1000_M10_Ni004_E12	LTE model	2010-11-03 15:58:56.905378
cat_R500_M10_Ni004_E12	LTE model	2010-11-03 15:56:37.072043
cat_R500_M10_Ni004_E20	LTE model	2010-10-30 19:05:01.99859
cat_R1000_M10_Ni004_E20	LTE model	2010-10-28 11:42:47.695966
cat_R50_M10_Ni004_E20	LTE model	2010-10-25 23:18:53.871655
cat_R200_M10_Ni004_E20	LTE model	2010-10-25 23:14:01.511278
cat_R200_M10_Ni004_E12	LTE model	2010-10-22 19:01:09.505411
cat_R50_M10_Ni004_E12	LTE model	2010-10-22 15:23:02.292029
cat_R200_M10_Ni004_E7	LTE model	2010-10-20 19:01:48.689107
cat_R50_M10_Ni004_E7	LTE model	2010-10-20 18:58:33.843164

1 2 next » last »

Рисунок В.2: Скриншот страницы модели с графиком кривых блеска в фильтрах UBVRI. Панель слева позволяет задать любую комбинацию фильтров, а также изменить формат выдачи данных.

Home » Details

### Details

Properties of 20z002\_E12

Type	Value
AMEveNi	0.064
BM1	1.5616d0
--BMKOLD	18.3
Rbeg	800.
sn.files.dat	20z002_E12.dat
sn.files.eve	20z002.eve
sn.files.res	20z002_E12.res
sn.files.tt	20z002_E12.tt
sn.name	20z002_E12

Options Light curves

Setup

u  b  v   
 r  i

Refresh

Other formats

ps  
txt

mag [m]

date [d]

Рисунок В.3: Скриншот табличной формы каталога наблюдений сверхновых

Home » SAI Supernovae Catalogue

### SAI Supernovae Catalogue

Filter sn parameters

Years: 1885:2013

Type Sn: IIP  
Choose the type of supernova

Tick the box to choose the supernovae with the graph on the following data:

light curves

Filter

Count: 4863

name	type	comment	Last update
SN SCP06F6	GAMMA		2011-11-14 16:53:33.915413
SN PTF10gv	Ic		2012-02-20 13:21:36.100312
SN 2013cq	Ic		2013-06-18 10:38:03.268296
SN 2013bh	Ia		2013-09-25 15:40:21.467263
SN 2012aw	IIP		2013-05-22 16:04:05.245124
SN 2011hw	IIIn		2012-04-27 21:30:09.927769
SN 2011ht	IIIn		2012-10-19 16:41:50.507425
SN 2011fu	IIb		2013-02-22 17:35:45.892872
SN 2011fe	Ia		2012-03-09 17:48:00.698282
SN 2011dh	IIb		2011-11-15 00:14:59.085416
SN 2011bm	Ic		2012-03-23 15:26:48.78827
SN 2010jl	IIIn		2012-10-24 16:26:20.905798
SN 2010gx	Ic		2011-10-20 16:17:31.630481
SN 2010B	Ia		2010-03-04 17:45:33.874091
SN 2010ay	Ic		2011-10-13 13:00:43.448475
SN 2010aj	IIP		2013-02-19 16:36:12.800575
SN 2009Z	IIb		2009-03-10 15:54:36.569886
SN 2009Y	Ia		2009-03-10 15:54:36.56943
SN 2009X			2009-03-10 15:54:36.568975
SN 2009W	IIP		2009-03-10 15:54:36.568534
SN 2009V	Ia		2009-03-10 15:54:36.568093
SN 2009U	Ia		2009-03-10 15:54:36.56767
SN 2009T	Ia		2009-03-10 15:54:36.567246
SN 2009S			2009-03-10 15:54:36.566803
SN 2009R			2009-03-10 15:54:36.566379
SN 2009Q	Ia		2009-03-10 15:54:36.565954
SN 2009P	Ia		2009-03-10 15:54:36.565423
SN 2009O			2009-03-10 15:54:36.564985
SN 2009N	II		2009-03-10 15:54:36.564531
SN 2009md	II		2010-03-18 15:55:56.207427

1 2 3 4 5 6 7 8 9 ... next » last »

Рисунок В.4: Скриншот страницы SN 1999em с графиком кривых блеска в фильтрах UVBRI.

Home » Details

### Details

Properties of sn 1999em

name	type	comment	Last update
1999em	IIP		2009-01-12 16:37:49.995417

Options Light curves

Setup

u  b  v   
r  i

Refresh

Other formats

ps  
txt

ближайшую к ней теоретическую кривую блеска модели, рассчитанную с определенными параметрами: радиусом, массой предсверхновой, энергией взрыва, массой никеля и др.

В идеальном случае такой ближайшей теоретической кривой блеска будет единственная кривая. Но на деле, скорее всего, будет получена не одна, а несколько более или менее близких кривых блеска. Сопоставление теоретических параметров этих кривых позволяет сделать заключение о разбросе характеристик предсверхновой.

Для подбора теоретических моделей в программе автоматического поиска используется один из методов кластерного анализа – иерархический кластерный анализ с поиском минимального разброса данных в кластерах.

Предварительные тесты, выполненные на кривых блеска SN 1999em, SN 2008ax, SN 1993J, SN 1987A и SN 2008iy показали хорошие результаты. Так, для SN 1999em алгоритм определил среди всех моделей наиболее подходящую как `cat_R500_M15_Ni004_E7`, что близко к нашему результату в разделе [3.2](#).

# Приложение С

## Флюоресценция

Уравнение переноса излучения записывалось ранее в двухуровневом приближении (2.5) с правой частью уравнения переноса:  $\eta_\nu - \chi_{\text{tot}} f$ , где  $\chi_{\text{tot}} = \chi_{\text{scat}} + \chi_{\text{abs}}$ . Излучение происходило только с частотой поглощенного фотона. Возбуждение электрона в атоме снималось либо излучением фотона той же частоты (рассеянием), либо ударным переходом, переводящим энергию начального фотона в тепловой резервуар:

$$\eta_\nu = \chi_{\text{scat}} J_\nu + \chi_{\text{abs}} B_\nu$$

При рассмотрении многоуровневых ионов необходимо учитывать флюоресценцию, при которой атом, поглотив фотон и перейдя в возбужденное состояние, имеет множество возможных вариантов вернуться в основное состояние и излучить фотоны с энергией, отличной от поглощенной. Для учёта флюоресценции в уравнении переноса необходимо включить дополнительные члены, учитывающие переизлучение на отличной от исходной частоте:

$$\eta_\nu = \chi_{\text{scat}} J_\nu + \chi_{\text{abs}}^k B_{\nu_k} + \sum_{k'} \chi_{\text{fluor}}^{k',k} J_{\nu_{k'}} \quad (\text{C.1})$$

Работа по расчёту переноса излучения с флюоресценцией еще продолжается, необходимо решить некоторые численные трудности по включению флюоресценции в уравнения переноса, однако этот вопрос выходит за рамки представляемого диссертационного исследования. Тем не менее, благодаря работе Пинто, Истмана [85], непрозрачность  $\chi_{\text{fluor}}^{k',k}$ , которая, подобно каскадной матрице [142], определяет долю излучения, поглощенного в бине частоты  $k$  и переизлученного в бине  $k'$ , мы научились вычислять.

Чтобы вычислить  $\chi_{\text{fluor}}^{k',k}$ , необходимо определить соболевскую оптическую толщину:

$$\tau_{u,l} = \frac{hc}{4\pi} \frac{(n_l B_{l,u} - n_u B_{u,l})}{|\partial v / \partial r|} \quad (\text{C.2})$$

и вероятности процессов термализации и переизлучения:

$$p_{ul} = \frac{1 - e^{-\tau_{ul}}}{\tau_{ul}} \quad (\text{C.3})$$

– вероятность выхода фотона из оболочки SN, рожденного в переходе  $ul$

$$\epsilon_{u,l} = \frac{n_e \sum_l C_{u,l}}{n_e \sum_l C_{u,l} + \sum_l p_{u,l} A_{u,l}} \quad (\text{C.4})$$

– вероятность термализации электронным ударом

$$b_{u,l} = \frac{p_{u,l} A_{u,l}}{\sum_l p_{u,l} A_{u,l}} \quad (\text{C.5})$$

– вероятность излучения фотона через конкретный переход

Зная их, можно просуммировать в бинах частоты все атомные переходы и получить  $\chi_{\text{fluor}}^{k',k}$ .

$$\chi_{\text{fluor}}^{k,k'} = \frac{\nu}{\Delta\nu} \frac{\partial\beta}{\partial r} \sum_{(\forall\{u,l\} \in (\nu_k, \nu_k + \Delta\nu))} \left[ (1 - e^{-\tau_{u,l}}) (1 - \epsilon_{u,l}) \sum_{(\forall\{u,l'\} \in (\nu'_k, \nu'_k + \Delta\nu))} b_{u,l'} \right] \quad (\text{C.6})$$

$$(\text{C.7})$$

Для тестирования расчётов получим проверочное соотношение для случая чернотельного излучения  $J_\nu = B_\nu$  и равновесного состояния:

$$-\chi_{\text{tot}} B_{\nu_k} + \chi_{\text{abs}} B_{\nu_k} + \chi_{\text{scat}} B_{\nu_k} + \sum_{k'} \chi_{\text{fluor}}^{k',k} B_{\nu_{k'}} = 0 \quad (\text{C.8})$$

Тогда для каждого  $k$  должны быть равны следующие суммы:

$$B_{\nu_k} \sum_{k'} \chi_{\text{fluor}}^{k,k'} = \sum_{k'} \chi_{\text{fluor}}^{k',k} B_{\nu_{k'}} \quad (\text{C.9})$$

Диаграмма на Рисунке С.1 в осях  $k$  и  $k'$  отражает характер перераспределения излучения. Диагональ из левого нижнего угла в правый верхний отмечает те фотоны, которые в процессах взаимодействия излучения с веществом не поменяли свою энергию, т.е. рассеяние. Диаграмма явно несимметрична относительно диагонали и смещена вверх в длинноволновую область. Это отлично демонстрирует известный эффект флюоресценции по переработке ультрафиолетового излучения в видимый и инфракрасный диапазоны длин волн.

Рисунок С.2 демонстрирует сравнение сумм в левой и правой части из соотношения (С.9). Видно, что тестовое соотношение выполняется с хорошей точностью.

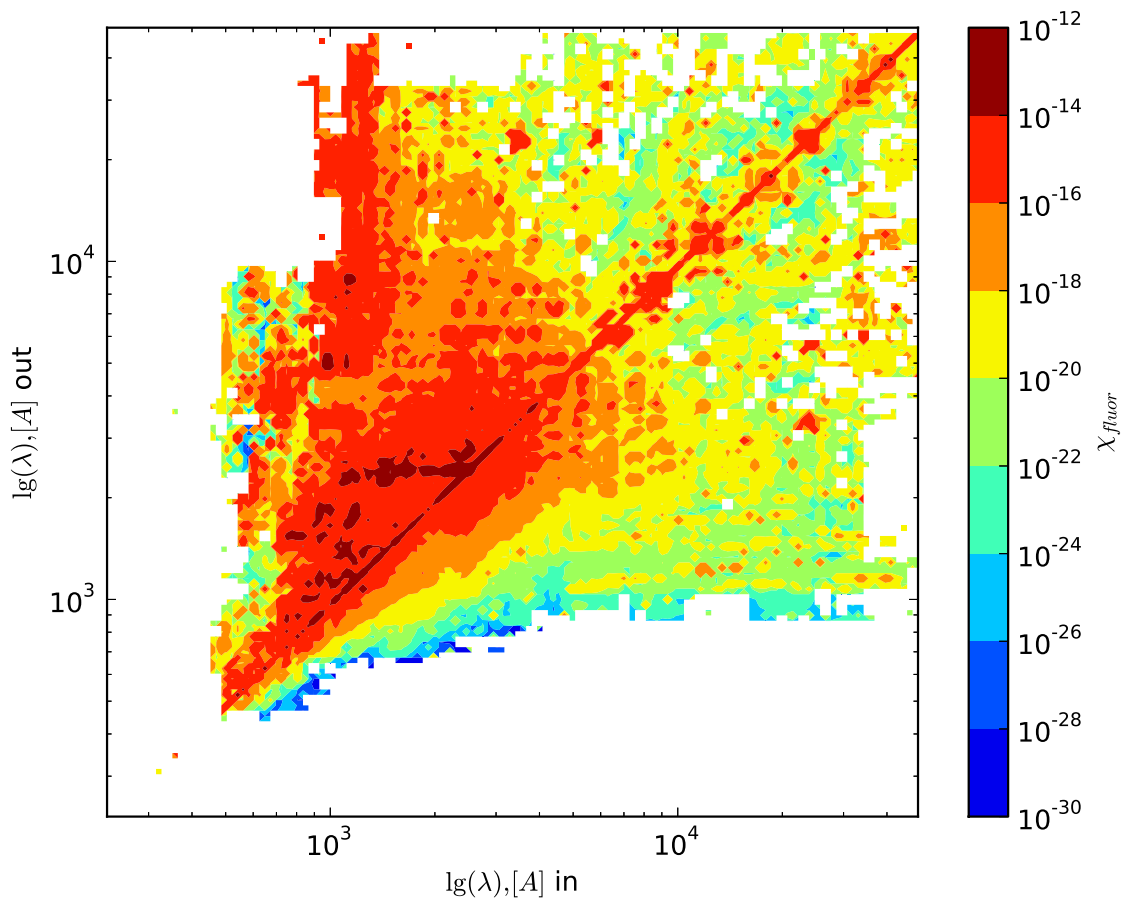


Рисунок С.1: Непрозрачность  $\chi_{\text{fluor}}^{k,k'}$  для солнечного состава при  $T = 5 \times 10^3 K$  и  $\rho = 10^{-12} g/sm^3$ . По оси абсцисс отложена длина волны для входящего бина по частоте  $k$ , по оси ординат – длина волны для исходящего бина по частоте  $k'$ , цветом кодируется значение  $\chi_{\text{fluor}}^{k,k'}$ .



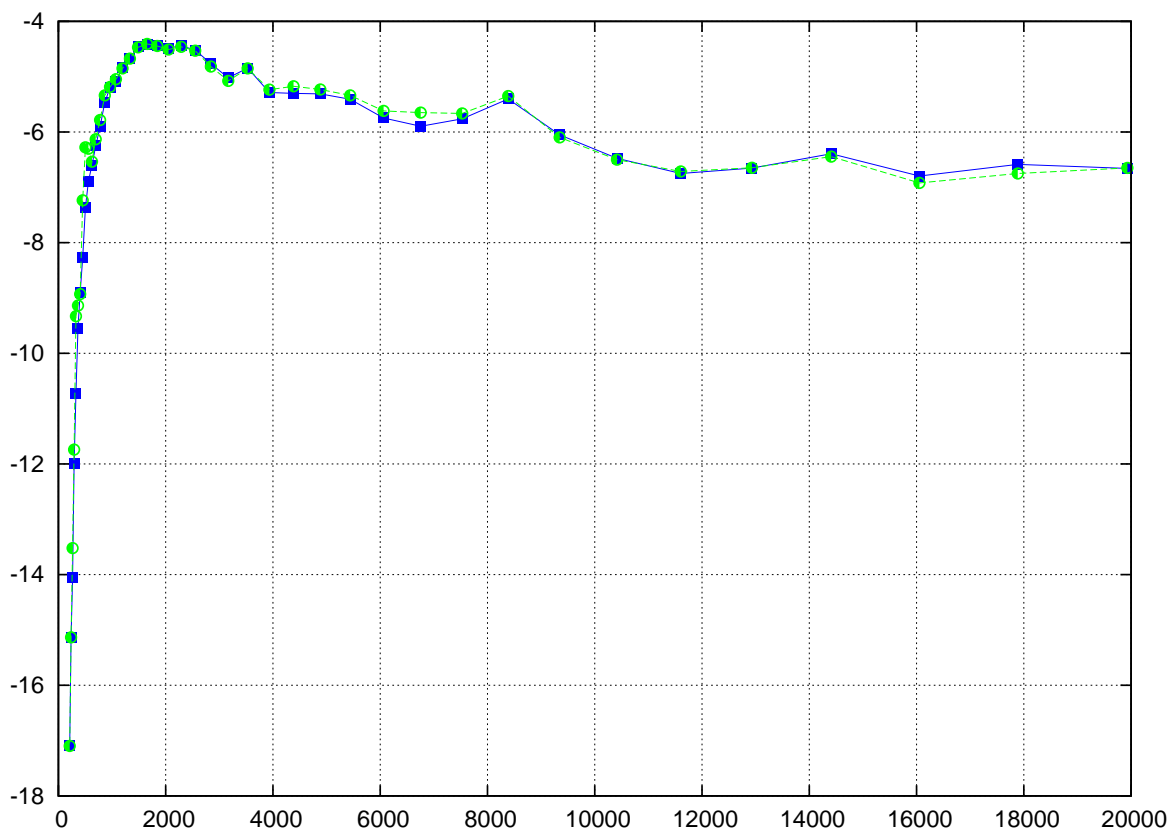


Рисунок С.2: Проверочное соотношение для непрозрачности  $\chi_{\text{fluor}}^{k,k'}$ . Синяя кривая соответствует сумме:  $B_{\nu_k} \sum_{k'} \chi_{\text{fluor}}^{k,k'}$ , зеленая –  $\sum_{k'} \chi_{\text{fluor}}^{k',k} B_{\nu_{k'}}$ . По оси абсцисс отложена длина волны [Å], по оси ординат – сравниваемая сумма.

# Список рисунков

2.1	Эволюция $lg(T)$ и $lg(\rho)$ по времени для модели <i>R450_M15_Ni007_E7</i> слева и для модели <i>W7</i> справа. Крестиками обозначена температура излучения $T_j$ . Для каждого заданного момента времени $t$ , каждая точка на кривой $(T, \rho)$ отвечает некоторому значению лагранжевой массы $m$ , меняющейся вдоль кривой. По оси абсцисс отложен $lg(\rho)$ , а по оси ординат - $lg(T)$ . . . . .	30
2.2	UBVRI кривые блеска для модели <i>W7</i> . . . . .	34
2.3	График показывает относительные доли ионов Fe от координатной скорости вещества на момент времени $t = 29.7^d$ , рассчитанные в условиях неЛТР. По оси ординат отложен логарифм относительной доли иона Fe $X_{Fe}^j$ . По оси абсцисс отложена скорость вещества в оболочке (скорость связана с радиусом соотношением $r = vt$ ). . . . .	35
2.4	Левый график показывает эволюцию по времени ионизации Ca. Правый график показывает эволюцию по времени ионизации Fe. Цветами черный/красный/зеленый/синий/желтый обозначены ионизации xI/xII/xIII/xIV/xV Сплошная линия — расчёт по Люси, штриховая расчёт — по Саха. По оси ординат отложен логарифм относительной доли иона $X_i^j$ . По оси абсцисс отложено время наблюдения в днях с момента взрыва. . . . .	35
3.1	Распределение элементов по предсверхновой для модели <i>R450_M15_Ni004_E7</i> . . . . .	44
3.2	Зависимость плотности от массы (а) и от радиуса (б) для модели <i>R450_M15_Ni004_E7</i> . . . . .	44
3.3	Кривые блеска SN 1999em в фильтрах <i>UBV</i> для модели №1. По оси абсцисс отложено время от момента взрыва. . . . .	46
3.4	Кривые блеска SN 1999em с начальными данными Надёжина [20], $D = 12.38$ Мпк (а) и Хамуи [103] . . . . .	48
3.5	Кривые блеска SN 1999em в фильтрах <i>UBVRI</i> для модели №1 . . . . .	49
3.6	Скорость на уровне фотосферы для модели №1 . . . . .	49
3.7	Спектры на 30.10.1999 (а), 3.11.1999 (б), 9.11.1999 (в), 14.11.1999 (г) для модели №1 . . . . .	50
3.8	Спектры на 19.11.1999 (а), 16.12.1999 (б), 31.12.1999 (в) для модели №1 . . . . .	51
3.9	Распределение элементов по предсверхновой для модели №2. . . . .	52
3.10	Зависимость плотности от массы (лагранжевой координаты) для модели №2. . . . .	52

3.11	Кривые блеска SN 1999em для модели №2. $D = 12.38$ Мпк, содержание тяжелых элементов $Z=0.004$ . . . . .	52
3.12	Скорость на уровне фотосферы для модели №2 . . . . .	52
3.13	Кривые блеска SN 1999em в фильтрах UBVRI для модели №2 . . . . .	53
3.14	Спектры на 30.10.1999 (а), 3.11.1999 (б), 9.11.1999 (в), 14.11.1999 (г) для модели №2. . . . .	54
3.15	Спектры на 19.11.1999 (а), 16.12.1999 (б), 31.12.1999 (в) для модели №2. . . . .	54
3.16	Сравнение коэффициента дилуции, рассчитанного по моделям Истмана [96](синие точки) и моделям Дессарта [114](красные точки) . . . . .	57
3.17	Наблюдения в ближнем (вверх) и дальнем (внизу) ультрафиолете и модельный расчёт SN IIР с поглощением в родительской галактике $E_{B-V}^{\text{host}} = 0^m$ , $0.06^m$ , $0.14^m$ и $0.22^m$ (сверху вниз). . . . .	58
3.18	Наблюдения [118] и модельные кривые блеска (g-band, r-band, i-band, z-band в AB magnitude system). Принято поглощение в родительской галактике $E_{B-V}^{\text{host}} = 0.14^m$ . . . . .	58
3.19	Вверху: полосы пропускания фильтров FUV, NUV, g,r,i,z, смещенные в голубую область для компенсации $z = 0.185$ . Внизу: Эволюция модельного спектра на моменты $0^d$ , $0.5^d$ , $2^d$ , $10^d$ , $20^d$ , $50^d$ , $90^d$ дней от начала вспышки. Тонкой сплошной синей линией изображен неЛТР спектр на 2-й день [119]. . . . .	59
3.20	Видимая кривая блеска на момент выхода ударной волны в фильтре $B$ на $z = 1$ для двух значений поглощения $E_{B-V}^{\text{host}}$ , см. текст. . . . .	59
3.21	Телескоп SUBARU с 8-ми метровым зеркалом. . . . .	59
4.1	Сравнение кривых блеска сверхновой SN 2009ip для модели sn09ipbp3. По оси ординат отложена абсолютная светимость в фильтрах, обозначенных в правых верхних углах графиков. По оси абсцисс отложено время наблюдения с момента взрыва (в сутках). . . . .	67
4.2	Для модели sn09ipbp3 показано начальное распределение плотности (наверху) и химический состав оболочки сверхновой (внизу). . . . .	67
4.3	Изменение плотности $\rho$ , оптической толщи $\tau$ , температуры $T$ , светимости $L$ , скорости фотосферы $v_{ph}$ по радиусу $r$ для модели sn09ipbp3 на моменты времени $t = 10, 20, 40$ дней. Кривые разного цвета описывают: плотность $\rho$ (черная), росселандова оптическая толщина $\tau$ (красная), температура $T$ (зеленая), светимость $L$ (фиолетовая), скорость фотосферы $v_{ph}$ (синяя). По оси абсцисс отложен радиус сверхновой $r$ . По оси ординат (слева) - $\lg(\rho)$ , по оси ординат (справа) - $\lg(\tau)$ , $\lg(T)$ и нормированные $\lg(L_{40})$ , $\lg(v_9)$ . . . . .	68

- 4.4 Эволюция  $\lg(T)$ - $\lg(\rho)$  (сплошная линия) для случая ЛТР. Цветовая  $T_{rad}$  и эффективная  $T_J$  ( $J = aT_J^4$ ) температуры излучения соответствуют на графике звездочкам и треугольникам. Для каждого заданного момента времени  $t$  каждая точка на кривой  $(T, \rho)$  отвечает некоторому значению лагранжевой массы  $m$ , меняющейся вдоль кривой. По оси абсцисс отложен  $\lg(\rho)$ , а по оси ординат -  $\lg(T)$ . . . . . 69
- 4.5 Сравнение ЛТР (сплошная) и неЛТР (штриховая) расчётов эволюции распространения ударной волны через оболочку сверхновой. Разными цветами показаны: плотность  $\rho$  (черный), оптическая толщина  $\tau$  (красный), температура  $T$  (зеленый), светимость  $L$  (фиолетовый), скорость фотосферы  $v_{ph}$  (синий) По оси абсцисс отложен радиус сверхновой, по ординат (слева) -  $\lg(\rho)$ , по оси ординат (справа) -  $\lg(\tau)$ ,  $\lg(T)$ , нормированные на  $\lg(L_{40})$ ,  $\lg(v_9)$ . . . . . 72
- В.1 Скриншот главной страницы каталога теоретических моделей. . . . . 83
- В.2 Скриншот страницы модели с графиком кривых блеска в фильтрах UBVRI. Панель слева позволяет задать любую комбинацию фильтров, а также изменить формат выдачи данных. . . . . 83
- В.3 Скриншот табличной формы каталога наблюдений сверхновых . . . . . 84
- В.4 Скриншот страницы SN 1999em с графиком кривых блеска в фильтрах UBVRI. . . . . 84
- С.1 Непрозрачность  $\chi_{\text{fluor}}^{k,k'}$  для солнечного состава при  $T = 5 \times 10^3 K$  и  $\rho = 10^{-12} g/cm^3$ . По оси абсцисс отложена длина волны для входящего бина по частоте  $k$ , по оси ординат - длина волны для исходящего бина по частоте  $k'$ , цветом кодируется значение  $\chi_{\text{fluor}}^{k,k'}$ . . . . . 88
- С.2 Проверочное соотношение для непрозрачности при флюоресценции . . . . . 89

# Список таблиц

1	Расстояние $D$ до SN 1999em из работ разных авторов и определенное разными методами . . . . .	8
1.1	Обзор радиационно-гидродинамических кодов для расчёта сверхновых. . . . .	19
2.1	Таблица сравнения скоростей фото- и ударной ионизации . . . . .	31
3.1	Сравнение параметров моделей Надёжина (2003) и Хамуи (2003) . . . . .	45
3.2	Основные параметры моделей. . . . .	47
3.3	Сравнение коэффициентов дилуции, рассчитанных по корреляционной формуле из работы [96]( $\zeta$ E96) и по нашей модели ( $\zeta$ BV05). . . . .	56
4.1	Сравнения концентраций ионов $N_{ijk}[\text{см}^{-3}]$ , вычисленных с учетом ударных процессов и без оных. Для краткости в таблице приводятся несколько наиболее населенных состояний ионов. Расчет сделан для смеси, совпадающей по химическому составу с модельным (Рисунок 4.2) при $T = 1. \times 10^4 \text{ К}$ и $\rho = 10^{-12} \text{ г/см}^3$ . Целая часть числа в левом столбце означает степень ионизации(1-нейтральный), дробная - уровень возбуждения(1-основной). . . . .	71

# Литература

1. Supernovae in the Subaru Deep Field: an initial sample and Type Ia rate out to redshift 1.6 / D. Poznanski, D. Maoz, N. Yasuda [и др.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2007. Т. 382. С. 1169–1186.
2. Type II supernovae at redshift  $z \sim 2$  from archival data / J. Cooke, M. Sullivan, E. J. Barton [и др.] // Nature. 2009. Т. 460. С. 237–239.
3. The High-Z Supernova Search: Measuring Cosmic Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type IA Supernovae / B. P. Schmidt, N. B. Suntzeff, M. M. Phillips [и др.] // Astrophysical Journal. 1998. ноябрь. Т. 507. С. 46–63.
4. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant / A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis [и др.] // Astron.J.. 1998. Т. 116. С. 1009–1038.
5. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae / S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber [и др.] // Astrophysical Journal. 1999. Т. 517. С. 565–586.
6. Leibundgut B. Distant type Ia supernovae and cosmology // Nuclear Physics A. 2001. Т. 688. С. 1–8.
7. Phillips M. M. Type Ia Supernovae as Distance Indicators // 1604-2004: Supernovae as Cosmological Lighthouses / под ред. M. Turatto, S. Benetti, L. Zampieri, & W. Shea. Т. 342 из *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 2005. С. 211–+.
8. Sandage A., Tammann G. A. Steps toward the Hubble constant. IV - Distances to 39 galaxies in the general field leading to a calibration of the galaxy luminosity classes and a first hint of the value of  $H_{sub 0}$  // Astrophysical Journal. 1974. Т. 194. С. 559–568.
9. Pskovskii Yu. P. Light curves, color curves, and expansion velocity of type I supernovae as functions of the rate of brightness decline // Sov. Ast.. 1977. Т. 21. С. 675–682.
10. Phillips M. M. The absolute magnitudes of Type IA supernovae // Astrophysical Journal Letters. 1993. Т. 413. С. L105–L108.
11. The Carnegie Supernova Project: Analysis of the First Sample of Low-Redshift Type-Ia Supernovae / G. Folatelli, M. M. Phillips, C. R. Burns [и др.] // Astron.J.. 2010. январь. Т. 139. С. 120–144.

12. Spectroscopy of Type Ia Supernovae by the Carnegie Supernova Project / G. Folatelli, N. Morrell, M. M. Phillips [и др.] // *Astrophysical Journal*. 2013. Т. 773. с. 53.
13. The Peculiar SN 2005hk: Do Some Type Ia Supernovae Explode as Deflagrations?1, / M. M. Phillips, W. Li, J. A. Frieman [и др.] // *Publ. Astr. Soc. Pacific*. 2007. Т. 119. С. 360–387.
14. Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey / A. Conley, J. Guy, M. Sullivan [и др.] // *Astrophysical Journal Supplement Series*. 2011. январь. Т. 192. с. 1.
15. Litvinova I. I., Nadezhin D. K. Hydrodynamical models of type II supernovae // *Ap.Space Sci.*. 1983. январь. Т. 89. С. 89–113.
16. Litvinova I. Y., Nadezhin D. K. Determination of Integrated Parameters for Type-II Supernovae // *Soviet Astronomy Letters*. 1985. Т. 11. С. 145–147.
17. Hamuy M., Pinto P. A. Type II Supernovae as Standardized Candles // *Astrophysical Journal Letters*. 2002. февраль. Т. 566. С. L63–L65.
18. The Standardized Candle Method for Type II Plateau Supernovae / F. Olivares E., M. Hamuy, G. Pignata [и др.] // *Astrophysical Journal*. 2010. Т. 715. С. 833–853.
19. Kasen D., Woosley S. E. Type II Supernovae: Model Light Curves and Standard Candle Relationships // *Astrophysical Journal*. 2009. октябрь. Т. 703. С. 2205–2216.
20. Nadyozhin D. K. Explosion energies, nickel masses and distances of Type II plateau supernovae // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2003. ноябрь. Т. 346. С. 97–104.
21. Baade W. Über eine Möglichkeit, die Pulsationstheorie der  $\delta$  Cephei-Veränderlichen zu prüfen // *Astronomische Nachrichten*. 1926. октябрь. Т. 228. с. 359.
22. Schmidt B. P., Kirshner R. P., Eastman R. G. Expanding photospheres of type II supernovae and the extragalactic distance scale // *Astrophysical Journal*. 1992. Т. 395. С. 366–386.
23. The distances to five Type II supernovae using the expanding photosphere method, and the value of  $H_0$  / B. P. Schmidt, R. P. Kirshner, R. G. Eastman [и др.] // *Astrophysical Journal*. 1994. Т. 432. С. 42–48.
24. The expanding photosphere method applied to SN 1992am AT CZ = 14 600 km/s / B. P. Schmidt, R. P. Kirshner, R. G. Eastman [и др.] // *Astron.J.*. 1994. Т. 107. С. 1444–1452.
25. The Distance to SN 1999em from the Expanding Photosphere Method / M. Hamuy, P. A. Pinto, J. Maza [и др.] // *Astrophysical Journal*. 2001. Т. 558. С. 615–642.

26. The Distance to SN 1999em in NGC 1637 from the Expanding Photosphere Method / D. C. Leonard, A. V. Filippenko, E. L. Gates [и др.] // Publ. Astr. Soc. Pacific. 2002. январь. Т. 114. С. 35–64.
27. Sohn Y.-J., Davidge T. J. VRI CCD photometry of supergiant stars in the barred galaxies NGC 925 and NGC 1637 // Astron.J.. 1998. январь. Т. 115. с. 130.
28. The Cepheid Distance to NGC 1637: A Direct Test of the Expanding Photosphere Method Distance to SN 1999em / D. C. Leonard, S. M. Kanbur, C. C. Ngeow [и др.] // Astrophysical Journal. 2003. Т. 594. С. 247–278.
29. Type IIP Supernovae as Cosmological Probes: A Spectral-fitting Expanding Atmosphere Model Distance to SN 1999em / E. Baron, P. E. Nugent, D. Branch [и др.] // Astrophysical Journal Letters. 2004. Т. 616. С. L91–L94.
30. Tully R. B., Fisher J. R. Catalog of Nearby Galaxies. 1988.
31. Photometry and spectroscopy of the Type IIP SN 1999em from outburst to dust formation / A. Elmhamdi, I. J. Danziger, N. Chugai [и др.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2003. февраль. Т. 338. С. 939–956.
32. Dessart L., Hillier D. J. Quantitative spectroscopic analysis of and distance to SN1999em // Astron.Ар.. 2006. февраль. Т. 447. С. 691–707.
33. Distance Determination to 12 Type II Supernovae Using the Expanding Photosphere Method / M. I. Jones, M. Hamuy, P. Lira [и др.] // Astrophysical Journal. 2009. Т. 696. С. 1176–1194.
34. The Extragalactic Distance Database / R. B. Tully, L. Rizzi, E. J. Shaya [и др.] // Astron.J.. 2009. Т. 138. С. 323–331.
35. Erratum: "SFI++ II: A New I-Band Tully-Fisher Catalog, Derivation of Peculiar Velocities and Data Set Properties" / C. M. Springob, K. L. Masters, M. P. Haynes [и др.] // Astrophysical Journal Supplement Series. 2009. Т. 182. С. 474–475.
36. Enriquez J. E. The expanding photosphere method (EPM): distance calculations to 12 Type II-P Supernovae and a comparison with the Standard Candle Method. Ph.D. thesis: San Diego State University. 2010.
37. Takáts K., Vinkó J. Measuring expansion velocities in Type II-P supernovae // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2012. февраль. Т. 419. С. 2783–2796.
38. Percival S. M., Salaris M., Groenewegen M. A. T. The distance to the Pleiades. Main sequence fitting in the near infrared // Astron.Ар.. 2005. январь. Т. 429. С. 887–894.
39. Francis C., Anderson E. XHIP-II: Clusters and associations // Astronomy Letters. 2012. ноябрь. Т. 38. С. 681–693.



40. Бакланов П. В., Блинников С. И., Павлюк Н. Н. Параметры классической сверхновой типа IIP SN 1999em // Письма в Астрон. Журнал. 2005. Т. 31. С. 429–441.
41. Properties of Type II Plateau Supernova SNLS-04D2dc: Multicolor Light Curves of Shock Breakout and Plateau / N. Tominaga, S. Blinnikov, P. Baklanov [и др.] // Astrophysical Journal Letters. 2009. ноябрь. Т. 705. С. L10–L14.
42. Shock Breakout in Type II Plateau Supernovae: Prospects for High-Redshift Supernova Surveys / N. Tominaga, S. I. Blinnikov, P. Baklanov [и др.] // Astrophysical Journal Supplement Series. 2011. Т. 193. с. 20.
43. Synthetic light curves of shocked dense circumstellar shells / T. J. Moriya, S. I. Blinnikov, P. V. Baklanov [и др.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2013. Т. 430. С. 1402–1407.
44. Direct determination of the hubble parameter using type II<sub>n</sub> supernovae / S. Blinnikov, M. Potashov, P. Baklanov [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 2012. октябрь. Т. 96. С. 167–171.
45. Direct distance measurements to SN 2009ip / M. Potashov, S. Blinnikov, P. Baklanov [и др.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2013. Т. 431. С. L98–L101.
46. Изучение сверхновых, важных для космологии / П. В. Бакланов, С. И. Блинников, М. Ш. Поташов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. 2013. октябрь. Т. 98. С. 489–496.
47. Filippenko A. V. Optical Spectra of Supernovae // Ann. Rev. Astron. Ap.. 1997. Т. 35. С. 309–355.
48. Minkowski R. Spectra of Supernovae // Publ. Astr. Soc. Pacific. 1941. Т. 53. с. 224.
49. Schlegel E. M. A new subclass of Type II supernovae? // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1990. Т. 244. С. 269–271.
50. Nomoto K., Thielemann F.-K., Yokoi K. Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae // Astrophysical Journal. 1984. ноябрь. Т. 286. С. 644–658.
51. Iben Jr. I., Tutukov A. V. Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses) // Astrophysical Journal Supplement Series. 1984. февраль. Т. 54. С. 335–372.
52. SN 2010lp—a Type Ia supernova from a violent merger of two carbon–oxygen White Dwarfs / M. Kromer, R. Pakmor, S. Taubenberger [и др.] // ArXiv e-prints. 2013. ноябрь.
53. Burrows A., Hayes J., Fryxell B. A. On the Nature of Core-Collapse Supernova Explosions // Astrophysical Journal. 1995. Т. 450. с. 830.

54. Janka H.-T., Mueller E. Neutrino heating, convection, and the mechanism of Type-II supernova explosions. // *Astron.Ap.*. 1996. февраль. Т. 306. с. 167.
55. Hillebrandt W. An exploding 10 solar mass star - A model for the Crab supernova // *Astron.Ap.*. 1982. Т. 110. С. L3-L6.
56. Imshennik V. S. Explosion Mechanism in Supernovae Collapse // *Space Sci.Rev.*. 1995. ноябрь. Т. 74. С. 325-334.
57. Bisnovaty-Kogan G. S. The Explosion of a Rotating Star As a Supernova Mechanism. // *Астрономический Журнал*. 1970. Т. 47. с. 813.
58. Бисноватый-Коган Г.С., Блинные С.И. Сферизация остатков несимметричного взрыва сверхновой в однородной среде // *Astron.J.*. 1982. Т. 59. С. 876-887.
59. Arnett W. D. Analytic solutions for light curves of supernovae of Type II // *Astrophysical Journal*. 1980. Т. 237. С. 541-549.
60. Arnett W. D. Type I supernovae. I - Analytic solutions for the early part of the light curve // *Astrophysical Journal*. 1982. февраль. Т. 253. С. 785-797.
61. Popov D. V. An analytical model for the plateau stage of Type II supernovae // *Astrophysical Journal*. 1993. Т. 414. С. 712-716.
62. Fadeev I. A., Fokin A. B. Hydrodynamic models for population-II cepheids // *Ap.Space Sci.*. 1985. Т. 111. С. 355-374.
63. Fadeyev Y. A., Gillet D. The structure of radiative shock waves. I. The method of global iterations // *Astron.Ap.*. 1998. Т. 333. С. 687-701.
64. Postnov K. A. Kosmicheskie gamma-vspleski // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. 1999. Т. 169, № 5. С. 545-558. URL: <http://ufn.ru/ru/articles/1999/5/e/>.
65. Kosenko D., Blinnikov S. I., Vink J. Modeling supernova remnants: effects of diffusive cosmic-ray acceleration on the evolution and application to observations // *Astron.Ap.*. 2011. Т. 532. с. A114.
66. Abbott D. C., Lucy L. B. Multiline transfer and the dynamics of stellar winds // *Astrophysical Journal*. 1985. январь. Т. 288. С. 679-693.
67. Lucy L. B. Improved Monte Carlo techniques for the spectral synthesis of supernovae // *Astron.Ap.*. 1999. Т. 345. С. 211-220.
68. Sauer D. N., Hoffmann T. L., Pauldrach A. W. A. Non-LTE models for synthetic spectra of type Ia supernovae/hot stars with extremely extended atmospheres // *ArXiv Astrophysics e-prints*. 2006.

69. Blinnikov S., Sorokina E. Type Ia Supernova models: Latest developments // *Ap.Space Sci.*. 2004. февраль. Т. 290. С. 13–28.
70. Tolstov A. G. Simulations of multigroup relativistic radiative transfer for shock waves in supernovae // *Astronomy Letters*. 2010. февраль. Т. 36. С. 109–115.
71. A Comparative Modeling of Supernova 1993J / S. I. Blinnikov, R. Eastman, O. S. Bartunov [и др.] // *Astrophysical Journal*. 1998. Т. 496. с. 454.
72. The Type II<sub>n</sub> supernova 1994W: evidence for the explosive ejection of a circumstellar envelope / N. N. Chugai, S. I. Blinnikov, R. J. Cumming [и др.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2004. Т. 352. С. 1213–1231.
73. Blinnikov S. I., Postnov K. A. A mini-supernova model for optical afterglows of gamma-ray bursts // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1998. январь. Т. 293. С. L29–L32.
74. Badjin D. A., Blinnikov S. I., Postnov K. A. Thermal emission in gamma-ray burst afterglows // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2013. Т. 432. С. 2454–2462.
75. Dynamics and Radiation of Young Type-Ia Supernova Remnants: Important Physical Processes / E. I. Sorokina, S. I. Blinnikov, D. I. Kosenko [и др.] // *Astronomy Letters*. 2004. ноябрь. Т. 30. С. 737–750.
76. Blinnikov S. I., Bartunov O. S. Non-Equilibrium Radiative Transfer in Supernova Theory - Models of Linear Type-II Supernovae // *Astron.Ap.*. 1993. Т. 273. с. 106.
77. Блинников С. И. Нестационарные радиационные и гидродинамические процессы в сверхновых звездах. Москва, ГАИШ, Докторская диссертация, 2000.
78. Mihalas D. *Stellar atmospheres* /2nd edition/. 1978.
79. Sen K.K., Wilson S.J. *Radiative transfer in moving media: basic mathematical methods for radiative transfer in spherically symmetrical moving media*. Springer Singapore Pte. Limited, 1998.
80. Castor J.I. *Radiation Hydrodynamics*. Cambridge University Press, 2004.
81. Grasberg E. K., Imshennik V. S., Nadyozhin D. K. On the Theory of the Light Curves of Supernovae // *Ap.Space Sci.*. 1971. январь. Т. 10. С. 28–51.
82. Castor J. I. Radiative Transfer in Spherically Symmetric Flows // *Astrophysical Journal*. 1972. Т. 178. С. 779–792.
83. Feautrier P. Sur la resolution numerique de l'equation de transfert. // *Comptes Rendus Academie des Sciences (serie non specifiee)*. 1964. Т. 258. с. 3189.

84. Karp A. H. A globally convergent method for computing the electron density of a partially ionized plasma // *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*. 1980. Т. 23. С. 285–290.
85. Pinto Philip A, Eastman Ronald G. The Physics of Type IA Supernova Light Curves. II. Opacity and Diffusion // *The Astrophysical Journal*. 2000. Т. 530, № 2. с. 757.
86. Kurucz R. L., Bell B. Atomic Line List, CD-ROM No. 23, Smithsonian Astroph // Obs. Cambridge, MA. 1995.
87. Atomic Data for Astrophysics. II. New Analytic FITS for Photoionization Cross Sections of Atoms and Ions / D. A. Verner, G. J. Ferland, K. T. Korista [и др.] // *Astrophysical Journal*. 1996. Т. 465. с. 487.
88. Anderson L. S. Line blanketing without local thermodynamic equilibrium. II - A solar-type model in radiative equilibrium // *Astrophysical Journal*. 1989. Т. 339. С. 558–578.
89. Pauldrach A. W. A., Hoffmann T. L., Lennon M. Radiation-driven winds of hot luminous stars. XIII. A description of NLTE line blocking and blanketing towards realistic models for expanding atmospheres // *Astron.Ap.*. 2001. Т. 375. С. 161–195.
90. Colgate S. A., McKee C. Early Supernova Luminosity // *Astrophysical Journal*. 1969. Т. 157. с. 623.
91. Swartz D. A., Sutherland P. G., Harkness R. P. Gamma-Ray Transfer and Energy Deposition in Supernovae // *Astrophysical Journal*. 1995. Т. 446. с. 766.
92. Kromer M., Sim S. A. Time-dependent three-dimensional spectrum synthesis for Type Ia supernovae // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2009. октябрь. Т. 398. С. 1809–1826.
93. Wesselink A. J. The observations of brightness, colour and radial velocity of  $\delta$  Cephei and the pulsation hypothesis (Errata: 10 258, 310) // *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*. 1946. январь. Т. 10. с. 91.
94. Kirshner R. P., Kwan J. Distances to extragalactic supernovae // *Astrophysical Journal*. 1974. октябрь. Т. 193. С. 27–36.
95. Wagoner R. V. Type II supernovae photospheres and distances // *NATO ASIC Proc. 90: Supernovae: A Survey of Current Research* / под ред. М. J. Rees, R. J. Stoneham. 1982. ноябрь. С. 253–266.
96. Eastman R. G., Schmidt B. P., Kirshner R. The Atmospheres of Type II Supernovae and the Expanding Photosphere Method // *Astrophysical Journal*. 1996. Т. 466. с. 911.
97. Burstein D., Heiles C. Reddening estimates for galaxies in the Second Reference Catalog and the Uppsala General Catalog // *Astrophysical Journal Supplement Series*. 1984. январь. Т. 54. С. 33–79.

98. Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds // *Astrophysical Journal*. 1998. Т. 500. с. 525.
99. Schlafly E. F., Finkbeiner D. P. Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD // *Astrophysical Journal*. 2011. Т. 737. с. 103.
100. Nadyozhin D. K. Supernovae as Standard Candles: Uncertainties from the Explosion Mechanism and Presupernova Structure // *Supernovae and cosmology* / под ред. L. Labhardt, B. Binggeli, R. Buser. 1998. с. 125.
101. Is It Round? Spectropolarimetry of the Type II-p Supernova 1999EM / D. C. Leonard, A. V. Filippenko, D. R. Ardila [и др.] // *Astrophysical Journal*. 2001. Т. 553. С. 861–885.
102. Observational Properties of Type II Plateau Supernovae / A. Pastorello, M. Ramina, L. Zampieri [и др.] // *IAU Colloq. 192: Cosmic Explosions, On the 10th Anniversary of SN1993J* / под ред. J.-M. Marcaide, K. W. Weiler. 2005. с. 195.
103. Наму М. Observed and Physical Properties of Core-Collapse Supernovae // *Astrophysical Journal*. 2003. январь. Т. 582. С. 905–914.
104. Supernova 1999em in NGC 1637 / C. K. Lacey, S. D. Van Dyk, K. W. Weiler [и др.] // *IAU Circ.*. 1999. Т. 7336. с. 2.
105. Preliminary Spectral Analysis of the Type II Supernova 1999EM / E. Baron, D. Branch, P. H. Hauschildt [и др.] // *Astrophysical Journal*. 2000. Т. 545. С. 444–448.
106. Basko M. Nickel bubble instability and mixing in SN 1987A // *Astrophysical Journal*. 1994. Т. 425. С. 264–273.
107. Имшенник В. С., Надежин Д. К. Итоги науки и техники, сер // «Астрономия». М.: ВИНТИ. 1982. Т. 21. с. 63.
108. Maciel W. J., Costa R. D. D. PN and Galactic Chemical Evolution (invited review) // *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe* / под ред. S. Kwok, M. Dopita, R. Sutherland. Т. 209 из *IAU Symposium*. 2003. с. 551.
109. Pilyugin L. S., Vilchez J. M., Contini T. Oxygen and nitrogen abundances in nearby galaxies. Correlations between oxygen abundance and macroscopic properties // *Astron. Ap.*. 2004. октябрь. Т. 425. С. 849–869.
110. Anders E., Grevesse N. Abundances of the elements - Meteoritic and solar // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1989. январь. Т. 53. С. 197–214.
111. Наму М. 2000. <http://www.das.uchile.cl/~mhamuy/SNe/spec/SN1999em/>.

112. Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A. The evolution and explosion of massive stars // *Reviews of Modern Physics*. 2002. ноябрь. Т. 74. С. 1015–1071.
113. Utrobin V. P. An optimal hydrodynamic model for the normal type IIP supernova 1999em // *Astron.Ар.*. 2007. январь. Т. 461. С. 233–251.
114. Dessart L., Hillier D. J. Distance determinations using type II supernovae and the expanding photosphere method // *Astron.Ар.*. 2005. Т. 439. С. 671–685.
115. Radiation Hydrodynamics of SN 1987A. I. Global Analysis of the Light Curve for the First 4 Months / S. Blinnikov, P. Lundqvist, O. Bartunov [и др.] // *Astrophysical Journal*. 2000. Т. 532. С. 1132–1149.
116. Theoretical light curves for deflagration models of type Ia supernova / S. I. Blinnikov, F. K. Röpkе, E. I. Sorokina [и др.] // *Astron.Ар.*. 2006. Т. 453. С. 229–240.
117. Umeda H., Nomoto K. Variations in the Abundance Pattern of Extremely Metal-Poor Stars and Nucleosynthesis in Population III Supernovae // *Astrophysical Journal*. 2005. январь. Т. 619. С. 427–445.
118. Supernova Shock Breakout from a Red Supergiant / K. Schawinski, S. Justham, C. Wolf [и др.] // *Science*. 2008. Т. 321. С. 223–226.
119. Probing Shock Breakout with Serendipitous GALEX Detections of Two SNLS Type II-P Supernovae / S. Gezari, L. Dessart, S. Basa [и др.] // *Astrophysical Journal Letters*. 2008. Т. 683. С. L131–L134.
120. SN 1993J VLBI. IV. A Geometric Distance to M81 with the Expanding Shock Front Method / N. Bartel, M. F. Bietenholz, M. P. Rupen [и др.] // *Astrophysical Journal*. 2007. октябрь. Т. 668. С. 924–940.
121. Caltech Core-Collapse Project (CCCP) Observations of Type IIn Supernovae: Typical Properties and Implications for Their Progenitor Stars / M. Kiewe, A. Gal-Yam, I. Arcavi [и др.] // *Astrophysical Journal*. 2012. январь. Т. 744. с. 10.
122. Carnegie Supernova Project: Observations of Type IIn supernovae / F. Taddia, M. D. Stritzinger, J. Sollerman [и др.] // *Astron.Ар.*. 2013. Т. 555. с. A10.
123. Gal-Yam A. Luminous Supernovae // *Science*. 2012. Т. 337. С. 927–.
124. Woosley S. E., Blinnikov S., Heger A. Pulsational pair instability as an explanation for the most luminous supernovae // *Nature*. 2007. ноябрь. Т. 450. С. 390–392.
125. Grasberg E. K., Nadezhin D. K. Type-II Supernovae - Two Successive Explosions // *Soviet Astronomy Letters*. 1986. февраль. Т. 12. С. 68–70.

126. Quimby R. Supernova 2006gy in NGC 1260 // Central Bureau Electronic Telegrams. 2006. Т. 644. с. 1.
127. SN 2006gy: Discovery of the Most Luminous Supernova Ever Recorded, Powered by the Death of an Extremely Massive Star like  $\eta$  Carinae / Nathan Smith, Weidong Li, Ryan J Foley [и др.] // The Astrophysical Journal. 2007. Т. 666, № 2. С. 1116–1128. URL: <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0612617> <http://stacks.iop.org/0004-637X/666/i=2/a=1116>.
128. SN 2006gy: An Extremely Luminous Supernova in the Galaxy NGC 1260 / E. O. Ofek, P. B. Cameron, M. M. Kasliwal [и др.] // Astrophysical Journal Letters. 2007. Т. 659. С. L13–L16.
129. SN 2006gy: Was it Really Extraordinary? / I. Agnoletto, S. Benetti, E. Cappellaro [и др.] // Astrophysical Journal. 2009. февраль. Т. 691. С. 1348–1359.
130. Supernova 2009ip in NGC 7259 / J. Maza, M. Hamuy, R. Antezana [и др.] // Central Bureau Electronic Telegrams. 2009. Т. 1928. с. 1.
131. The 2012 Rise of the Remarkable Type II<sub>n</sub> SN 2009ip / J. L. Prieto, J. Brimacombe, A. J. Drake [и др.] // Astrophysical Journal Letters. 2013. февраль. Т. 763. с. L27.
132. Interacting Supernovae and Supernova Impostors: SN 2009ip, is this the End? / A. Pastorello, E. Cappellaro, C. Inserra [и др.] // Astrophysical Journal. 2013. Т. 767. с. 1.
133. Spectral Evolution of the Extraordinary Type II<sub>n</sub> Supernova 2006gy / N. Smith, R. Chornock, J. M. Silverman [и др.] // Astrophysical Journal. 2010. февраль. Т. 709. С. 856–883.
134. Newton J., Puckett T. Possible Supernova in UGC 5189A // Central Bureau Electronic Telegrams. 2010. ноябрь. Т. 2532. с. 1.
135. A Massive Progenitor of the Luminous Type II<sub>n</sub> Supernova 2010jl / N. Smith, W. Li, A. A. Miller [и др.] // Astrophysical Journal. 2011. Т. 732. с. 63.
136. SN 2010jl: Optical to hard X-ray observations reveal an explosion embedded in a ten solar mass cocoon / E. O. Ofek, A. Zoglauer, S. E. Boggs [и др.] // ArXiv e-prints. 2013.
137. Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction // Astrophysical Journal. 1989. октябрь. Т. 345. С. 245–256.
138. Blinnikov S. I., Tolstov A. G. Multigroup radiative transfer in supernova shock breakout models // Astronomy Letters. 2011. Т. 37. С. 194–209.
139. Kasen D., Thomas R. C., Nugent P. Time-dependent Monte Carlo Radiative Transfer Calculations for Three-dimensional Supernova Spectra, Light Curves, and Polarization // Astrophysical Journal. 2006. ноябрь. Т. 651. С. 366–380.

- 
140. NERO- a post-maximum supernova radiation transport code / I. Maurer, A. Jerkstrand, P. A. Mazzali [и др.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2011. Т. 418. С. 1517–1525.
  141. Hillier D. J., Dessart L. Time-dependent radiative transfer calculations for supernovae // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2012. Т. 424. С. 252–271.
  142. Sobel'Man I. I., Vainshtein L. A., Yukov E. A. Excitation of atoms and broadening of spectral lines. Springer, 1995. Т. 7.