

**Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
Физический факультет**

**Кафедра астрофизики и звездной астрономии**

М.В. Пружинская

**Сверхновые звезды типа Ia и космическая энергия вакуума**

Диплом

Допущена к защите  
Заведующий кафедрой,  
профессор, академик РАН

А.М. Черепашук  
" " декабря 2010 года

Дипломная работа  
студенки 632 группы  
М.В. Пружинской  
Научный руководитель  
профессор, д.ф.-м.н.

В.М. Липунов

**Москва  
2010**

## Оглавление.

1. Введение	3
2. Обзор литературы	7
2.1. Статистические данные о СН Ia	7
2.2. Спектры и кривые блеска СН Ia	8
2.3. Исследование особенностей кривых блеска СН Ia	14
2.4. К-поправка	17
3. Основная часть	21
3.1. О механизме взрыва сверхновых типа Ia в эллиптических галактиках	21
3.1.1. Введение	21
3.1.2. Предсказание машины сценариев и текущие наблюдения	21
3.1.3. Обсуждение	25
3.2. Доказательство существования темной энергии по сверхновым типа Ia, «свободных» от поглощения серой пылью	26
3.2.1. Введение	26
3.2.2. Метод отбора СН Ia, «свободных» от поглощения серой пылью	26
3.2.3. Анализ диаграмм Хаббла	28
4. Заключение	33
5. Список литературы	36
6. Дополнительные материалы	39
6.1. Приложение 1	39
6.2. Приложение 2	42

## 1. Введение

Вспышка сверхновой звезды (СН) – один из самых мощных и красивых процессов природы. Здесь, на Земле, вспышка сверхновой регистрируется как резкое увеличение блеска звезды на 6-10 порядков. Таким образом, какое-то время одна звезда светит как целая галактика. «История» сверхновых началась в тот момент, когда была установлена внегалактическая природа туманностей, названных впоследствии галактиками. До этого момента разницы между новыми и сверхновыми звездами как таковой не было. В 1934 году У. Бааде и Ф. Цвикки предложили термин «сверхновые». И, несмотря на то, что с того времени прошло уже более 70 лет, проблема механизма вспышек сверхновых все еще волнует исследователей.

В общей картине эволюции звезд, галактик, а также в вопросах космологии сверхновые играют важную роль. По своим спектральным свойствам сверхновые делятся на два основных типа: I – в спектрах, которых отсутствуют линии водорода и II – в спектрах которых эти линии есть. Существует более детальная классификация. Оказалось, что I тип сверхновых далеко не так однороден. В спектрах этих сверхновых обнаружилось существенные различия, наиболее значительными из них была интенсивность линии однократно ионизованного кремния, наблюдавшаяся на длине волны около  $6100 \text{ \AA}$ . Для большинства сверхновых I типа эта линия поглощения была самой заметной деталью в спектре, однако для некоторых сверхновых она практически отсутствовала, наиболее интенсивными были линии поглощения гелия. Эти сверхновые получили обозначение Ib, а "классические" сверхновые I типа стали обозначать Ia. В дальнейшем оказалось, что у некоторых сверхновых Ib отсутствуют и линии гелия, их обозначили как Ic [56]. Сверхновые типа II, Ib и Ic – результат эволюции массивных звезд с массой 8-10  $M_{\odot}$ . Когда ядро звезды становится железным, выделение энергии в нем прекращается, поскольку образование ядер тяжелее железа требует затрат энергии. Ядро больше не может сопротивляться гравитации и коллапсирует. Но если вещество ядра звезды в результате сжатия превратится в нейтроны, то оно сможет противостоять коллапсу. Звезда превращается в нейтронную звезду. При этом выделяется огромная энергия, которая, в конечном счете, переходит в тепловую и кинетическую энергию оболочки. Этот процесс мы и наблюдаем как вспышку сверхновой. Если эволюция звезды происходила спокойно, и в оболочке звезды сохранилось достаточное количество водорода, то вспышка отождествляется со сверхновой II типа; если по каким-то причинам звезда потеряла часть своей оболочки, то мы увидим сверхновую Ib или Ic. Что касается природы сверхновых типа Ia, то наиболее удачной здесь представляется модель термоядерного взрыва белого карлика с массой, приблизительно равной массе Чандрасекара ( $M_{ch}$ ). Энергия, выделяемая при таком

термоядерном взрыве, составляет  $2 \cdot 10^{52}$  эрг, что достаточно для объяснения СН Ia. Можно говорить о двух основных механизмах, приводящих к феномену вспышки. Первый – это механизм Шацмана, связанный с «донабором» массы белого карлика до Чандрасекаровской в результате аккреции со звезды компаньона в двойной системе [49]. Кроме того, возможна двойная система из двух белых карликов, с общей массой больше предела устойчивости [10, 48]. В результате излучения гравитационных волн звезды постепенно сближаются. Это сближение, в конце концов, и заканчивается вспышкой СН Ia. Существует еще один механизм вспышки СН Ia: взрыв одиночного белого карлика с массой, слегка превышающей  $M_{ch}$ , хотя вероятность такого процесса мала.

Сверхновые Ia встречаются как в спиральных, так и в эллиптических галактиках, где интенсивное звездообразование отсутствует уже миллиарды лет.

Сверхновые Ia имеют наиболее универсальные кривые блеска, что и позволило использовать их в качестве «стандартных свечей» – индикаторов расстояний во Вселенной. Такие СН стали активно использоваться для задач космологии. Но, к сожалению, из-за разных механизмов вспышек, различий в химическом составе, массах звезд-прародителей сверхновых универсальность этих объектов была поставлена под угрозу. С появлением большого числа хорошо изученных СН выяснилось, что их кривые блеска не так уж и однородны, а абсолютная звездная величина в максимуме варьируется в пределах  $\sim 1^m$ . И, несмотря на современные методы стандартизации этих кривых, в их универсальности все еще возникают сомнения. К примеру, к «иллюзии» темной энергии по наблюдениям СН Ia могло бы приводить серое поглощение, независящее от длины волны, а, следовательно, неучитываемое наблюдателями [51].

Почему СН Ia так важны для космологии?

Глобальное расширение Вселенной как целого предсказал Фридман, а затем обнаружил в своих наблюдениях Хаббл, в конце 50-х – начале 60-х годов это подтвердил Сэндидж и его коллеги. Но Хаббл обнаружил свой закон (линейная зависимость скорости удаления галактики от расстояния) на масштабах до 25 Мпк. На масштабах, меньших 100 Мпк, вещество распределено неоднородно. В связи с этим Артур Давыдович Чернин в своей статье [57] задается вопросом: «Как при таких условиях может существовать регулярный "поток расширения" с законом прямой пропорциональности скорости и расстояния? Ведь по теории Фридмана этот закон возможен лишь в случае однородного распределения вещества в пространстве». А ячейки однородности в пространстве имеют размеры 100-1000 Мпк. Получается, что открытие Хаббла не имеет отношения к глобальной космологии. На больших

масштабах подтверждение закона Хаббла пришло значительно позже с исследованиями Сэндиджа. Тогда возникает вопрос, почему постоянная Хаббла одинакова как вблизи от нас, так и на больших расстояниях. Этот парадокс был назван парадоксом Хаббла-Сэндиджа. Одну из разгадок этого парадокса предложил А.Д. Чернин после того, как была обнаружена темная энергия, которая, по его мнению, управляет и наблюдаемым глобальным расширением мира, и разбеганием галактик совсем близко от нас [57]. Однако, несмотря на то, что находятся несогласные с его идеей, изучение темной энергии (в том числе и то, как она себя проявляет на разных масштабах) заслуживает отдельного внимания. В 1998-99 гг. две международные группы астрономов-наблюдателей, одной из которых руководили Брайан Шмидт и Адам Райес, а другой – Сол Перлмуттер, сообщили, что космологическое расширение происходит с ускорением. Раньше считали, что под действием сил тяготения разбегание галактик может только замедляться. Но ускорение обозначило появление в природе новой силы – «антигравитации», которая в данный момент преобладает над гравитацией. Антитяготение создается не обычным веществом, а особой космической энергией, в которую погружены все галактики [57]. Это и есть темная энергия. Темная энергия не взаимодействует с излучением, и ее физическая природа и структура совершенно не известны. Темную энергию сейчас связывают с космологической постоянной  $\Lambda$ , введенной в космологию А. Эйнштейном. Для удобства вклад темной энергии в полную плотность вещества во Вселенной выражают безразмерной переменной  $\Omega_\Lambda = \Lambda c^2 / 3H^2$ , где  $H$  – параметр Хаббла. Современные наблюдения указывают на значение  $\Omega_\Lambda \sim 0.7$  [52]. Существование темной энергии было заподозрено по наблюдениям сверхновых Ia. И для дальнейшего ее изучения, как в прошлом, так и в настоящем, очень важно накапливать знания об изменении блеска стандартных источников с красным смещением. Пока что среди звезд кандидат на такой источник только один: сверхновые звезды типа Ia. Вот почему многие астрофизики мира стараются всеми возможными способами сохранить «стандартность» сверхновых Ia. И в своих моделях пытаются учесть влияние на видимый блеск сверхновых как можно больше факторов, связанных и с эволюцией сверхновых со временем, и с природой их вспышек.

Дипломная работа состоит из двух основных частей: в первой рассматривается вопрос о механизме взрыва СН Ia в эллиптических галактиках; во второй – влияние серого поглощения на видимую звездную величину СН Ia.

Основными задачами являются:

1. Исследовать механизмы вспышек сверхновых Ia в эллиптических галактиках. Для эллиптических галактик сравнить вклад механизма Шацмана и механизма, связанного со слиянием белых карликов друг с другом.

2. Вывести закон, по которому эволюционирует предсказанная частота вспышек сверхновых Ia в эллиптических галактиках.
3. Рассмотреть вопрос о возможном вкладе серого поглощения в видимое «потемнение» сверхновых Ia.

## 2. Обзор литературы

### 2.1. Статистические данные о СН Ia

Насколько часто вспыхивают сверхновые, и каким образом они распределены в галактиках?

С одной стороны, дать ответ на первый вопрос несложно: нужно достаточное количество времени наблюдать за несколькими галактиками, посчитать обнаруженные в них сверхновые и разделить число сверхновых на время наблюдений. Но оказалось, что время, охваченное достаточно регулярными наблюдениями, еще слишком мало для определенных выводов для отдельных галактик: в большинстве наблюдалось только одна или две вспышки. Правда, в некоторых галактиках уже зарегистрировано достаточно большое число сверхновых, например, в галактике NGC 6946. С 1917 года в ней было открыто 6 сверхновых. Однако и эти данные не дают точных данных о частоте вспышек. Во-первых, неизвестно точное время наблюдений этой галактики, а во-вторых, почти одновременные для нас вспышки на самом деле могли быть разделены достаточно большими промежутками времени: ведь свет от сверхновых проходит разный путь внутри галактики, а ее размеры в световых годах намного больше, чем время наблюдений. Пока возможно получить оценку частоты вспышек только для некоторой совокупности галактик. Для этого необходимо использовать данные наблюдений по поиску сверхновых: каждое наблюдение дает некоторое "эффективное время слежения" за каждой галактикой, которое зависит от расстояния до галактики, от предельной звездной величины поиска и от характера кривой блеска сверхновой. Для сверхновых разных типов время наблюдений одной и той же галактики будет разным. Объединяя результаты для нескольких галактик, нужно принимать во внимание их различие по массе и светимости, а также по морфологическому типу. Последние работы, основанные на объединении данных нескольких программ поиска сверхновых, дали такие результаты: в эллиптических галактиках наблюдаются только сверхновые типа Ia, и в "средней" галактике со светимостью  $10^{10} L_{\odot}$  одна сверхновая вспыхивает примерно раз в 500 лет. В такой же по светимости спиральной галактике сверхновые Ia вспыхивают с лишь немного более высокой частотой, однако к ним добавляются сверхновые типов II и Ib/c, и общая частота вспышек получается примерно раз в 100 лет. Частота вспышек примерно пропорциональна светимости галактик: в гигантских галактиках она выше. NGC 6946 - спиральная галактика со светимостью  $\sim 3 \cdot 10^{10} L_{\odot}$ , следовательно, в ней можно ожидать около трех вспышек за 100 лет. Наблюдавшиеся в ней 6 сверхновых – не очень большое отклонение от средней частоты. Наша Галактика меньше NGC6946, и в ней можно ожидать одну вспышку в среднем через 50 лет.

Однако известно, что за последнее тысячелетие наблюдалось только четыре сверхновых в Галактике. Это связано с тем, что большая часть Галактики закрыта от нас слоями газа и пыли, и окрестности Солнца, в которых наблюдались эти 4 сверхновые, составляют лишь малую часть Галактики [56].

Если говорить о распределении сверхновых внутри галактик, то многократно повторяемые по мере увеличения числа открытых сверхновых исследования пространственного распределения дали следующие результаты. Распределения сверхновых всех типов по расстоянию от центров галактик мало различаются между собой и сходны с распределением светимости - плотность падает от центра к краям по экспоненциальному закону. Различия между типами сверхновых проявляются в распределении относительно областей звездообразования: если к спиральным рукавам концентрируются сверхновые всех типов, то к областям H II - только сверхновые типов II и Ib/c. Однако SN Ia наблюдаются и в эллиптических галактиках, где нет звездообразования [56].

## 2.2. Спектры и кривые блеска SN Ia

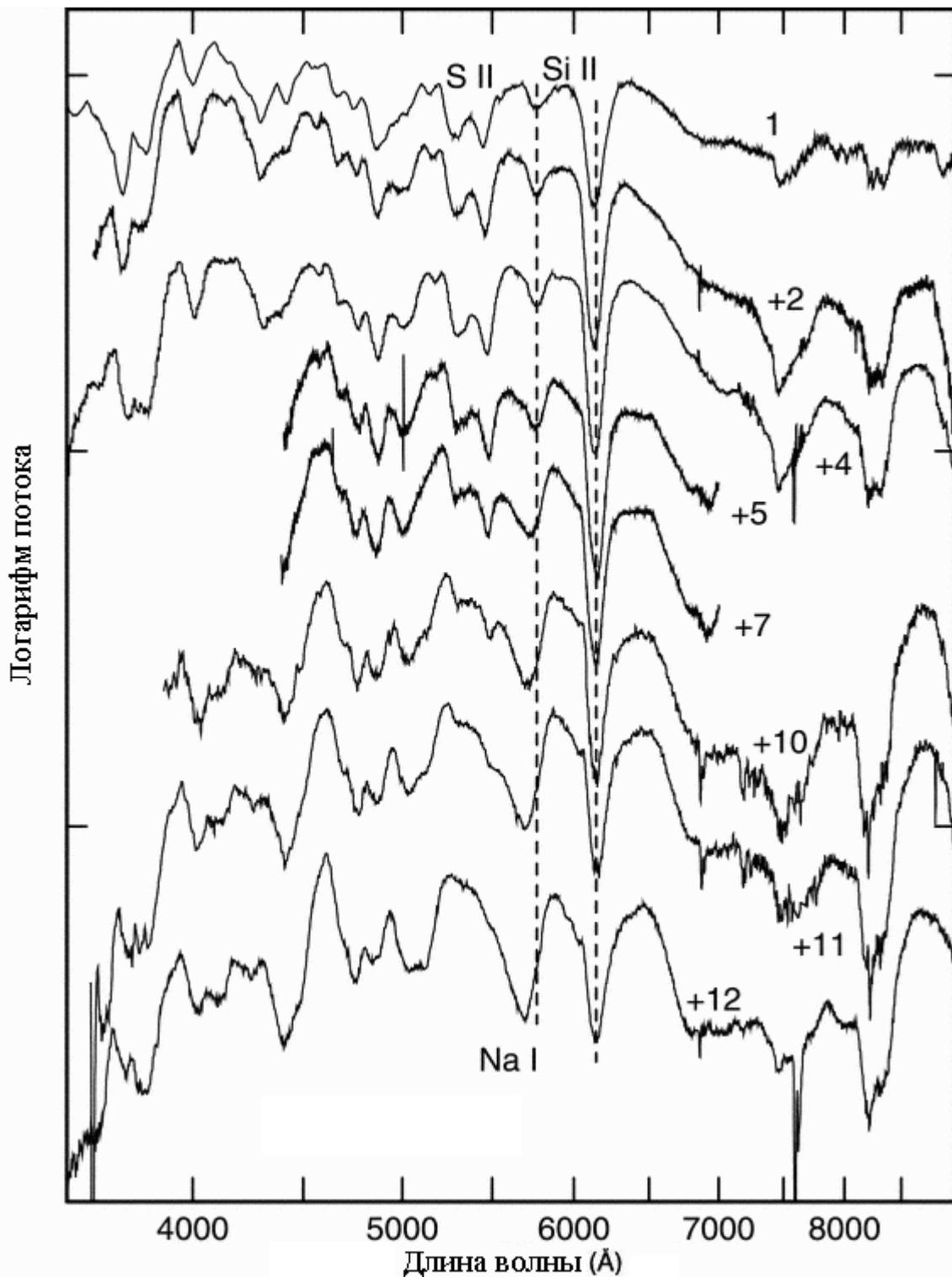
Перед тем, как делать какие-либо выводы о природе процесса, необходимо исследовать его наблюдательные проявления, и, если это возможно, каким-нибудь образом их классифицировать. Первое, что заинтересовало исследователей сверхновых, одинаковы ли они, а если нет, то насколько отличаются и поддаются ли классификации.

Первые наблюдения спектров сверхновых были проведены еще в 1885 году, а в 1895 году были уже получены первые спектрограммы [53]. Однако вплоть до 1970 года изучение спектров сверхновых ограничивалось установлением их типа, описанием спектра и его изменений. Что же скрывается за этими изменениями, оставалось неизвестным.

Еще Бааде и Цвикки заметили некоторое различие в их спектрах и кривых блеска. В 1940 году Минковский получил спектр сверхновой, вспыхнувшей в галактике NGC 4725. Этот спектр оказался совершенно непохожим на спектры сверхновых в NGC 4182 и NGC 1003 [54]. Впоследствии он предложил разделить сверхновые на два основных типа по характеру спектров. К первому типу он отнес те сверхновые, в спектрах которых отсутствовал водород, и весь спектр состоял из широких минимумов и максимумов, не поддававшихся объяснению. Ко II типу были отнесены сверхновые, спектры которых показали некоторое сходство с "обычными" Новыми звездами присутствием очень интенсивных эмиссионных линий водорода, ультрафиолетовая часть спектра у них яркая.

Самым непонятным и почти полностью нерасшифрованным являлся спектр сверхновых типа Ia, хотя именно их спектры уже наиболее широко наблюдались от 10 суток перед максимумом и до двух лет после него. В самом максимуме блеска и через неделю после него в спектрах этих сверхновых не наблюдалось резких деталей. Спектр выглядел сплошным, но его ультрафиолетовая область слабее, чем у обычных звезд, а на участке короче  $3700 \text{ \AA}$  интенсивность спектра сверхновой стремительно снижалась.

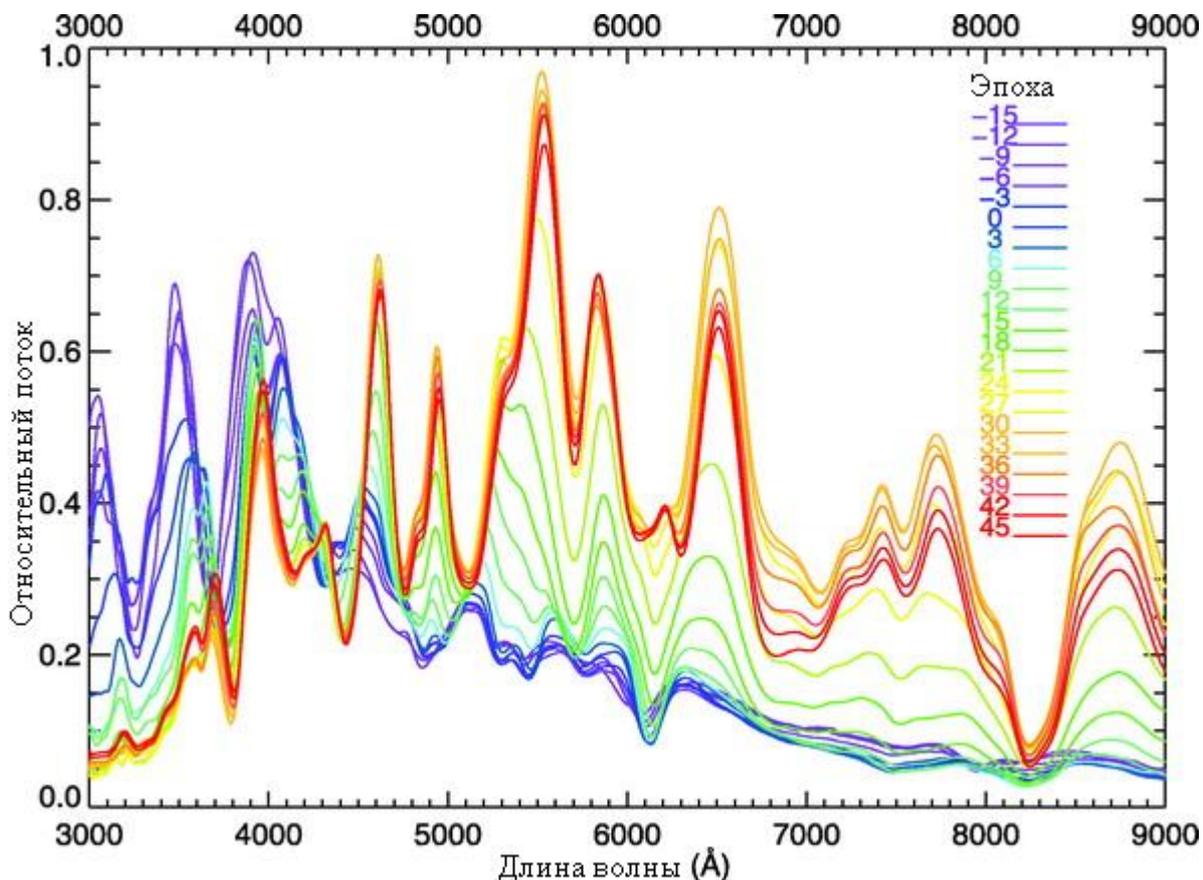
Спектры сверхновых типа Ia оставались загадкой в течение трех десятилетий. Только после того, как Ю.П. Псковский показал, что полосы в спектрах – это не что иное, как участки непрерывного спектра между широкими и довольно глубокими линиями поглощения, отождествление спектров сверхновых Ia типа сдвинулось с мертвой точки. Был отождествлен ряд линий поглощения, прежде всего наиболее интенсивные линии однократно ионизованных кальция и кремния. Длины волн этих линий сдвинуты в фиолетовую сторону спектра из-за эффекта Доплера в расширяющейся со скоростью 10-15 тысяч км в секунду оболочке. Отождествить все линии в спектрах сверхновых Ia типа чрезвычайно трудно, так как они сильно расширены и накладываются друг на друга. Кроме упомянутых кальция и кремния удалось отождествить линии магния и железа. Начало широкого применения в астрономии ПЗС-приемников позволило существенно увеличить количество и качество наблюдательного материала. Современная аппаратура позволяла получать спектрограммы для слабых, недоступных прежде объектов; с гораздо большей точностью можно было определять интенсивности и ширины линий, регистрировать более слабые линии в спектрах. ПЗС-приемники, инфракрасные детекторы и приборы, установленные на космических аппаратах, позволили наблюдать сверхновые во всем диапазоне оптического излучения от ультрафиолетового до далекого инфракрасного диапазона; проводились также гамма-, рентгеновские и радио-наблюдения сверхновых [56]. В результате спектр сверхновых Ia был полностью расшифрован. Спектр сверхновой типа Ia представлен на рисунке 1.



**Рис.1.** Восемь спектров сверхновой типа Ia 1994D. Цифры над спектром указывают на количество дней, прошедших после максимума. Поток нормирован на единичный интервал частот, спектры сдвинуты по вертикальной оси относительно друг друга условно. Пунктиром обозначены линии Si ( $\lambda=5972 \text{ \AA}$ ,  $\lambda=6355 \text{ \AA}$ ). Линии Si смещены в синюю область спектра и соответствуют скоростям 10000 км/с [4].

Сейчас идет активная работа по построению оптимального (синтетического) спектра сверхновой Ia. Синтетический спектр – это модельный спектр, точнее набор спектров,

которые в зависимости от эпохи, длины волны, s-фактора (см. пункт 2.3) и цвета наилучшим образом воспроизводят реальные спектры сверхновых. Наиболее удачные синтетические спектры на данный момент построены в работах [9, 30] (см. рисунок 2).

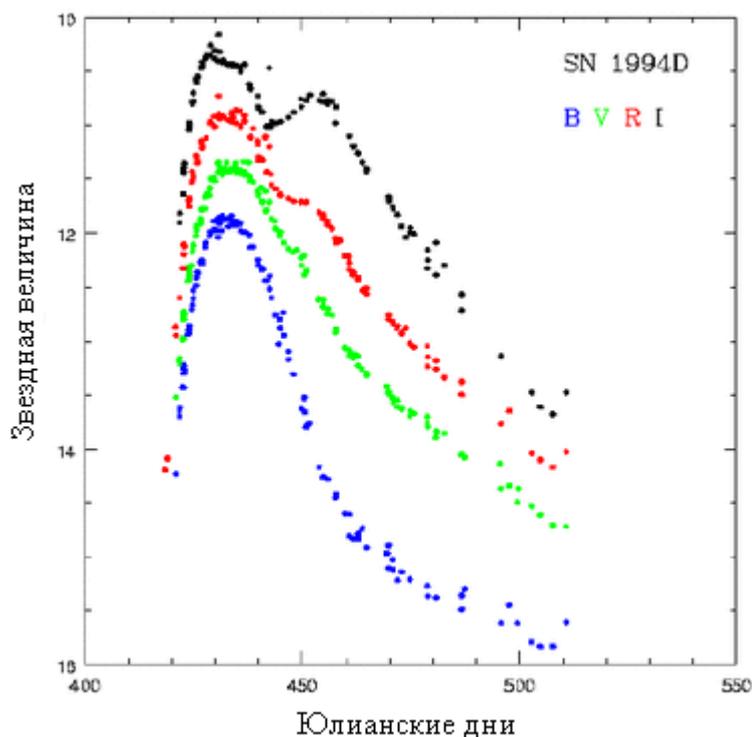


**Рис.2.** Эволюция спектральных особенностей сверхновой типа Ia со временем. Спектры построены для интервала  $t=-15$  и  $t=48$  дней около максимума в В-цвете. Спектры различных эпох нормализованы на один и тот же поток в В-цвете [9].

Позже выяснилось, что и кривые блеска сверхновых типа Ia существенно отличаются от кривых блеска сверхновых других типов. Приблизительно за 15 суток яркость звезды увеличивается более чем на  $17^m$  и плавно достигает максимума. В максимуме блеска сверхновая типа Ia пребывает несколько суток и имеет в среднем абсолютную звездную величину в фильтре В  $-19,5^m$ . В этот период звезда излучает около  $4.5 \cdot 10^{43}$  эрг/с, что в 12 миллиардов раз превосходит светимость Солнца [55]. После достижения максимума блеск сверхновой Ia быстро падает - на  $2-3^m$  за 20-30 суток. А затем увеличение видимой звездной величины следует почти линейному закону в течение длительного времени (порядка сотен дней) до тех пор, пока вспыхнувшая звезда перестанет быть наблюдаемой. Согласно Бааде, начиная с момента спустя 100 дней после максимума, звездная величина у сверхновых этого типа возрастает на  $0.0137^m$  в день [54]. Продолжительность наблюдений отдельных

сверхновых Ia может достигать примерно 350 суток. За все время вспышки она излучает около  $10^{50} - 10^{51}$  эрг [56].

Приведенные на рисунке 3 кривые блеска соответствует кривым блеска для сверхновых Ia.



**Рис.3.** Кривые блеска типичной сверхновой Ia 1994D в полосах B,V,R,I [56].

Все ранние кривые блеска были получены на основании фотографических наблюдений в так называемой фотографической системе звездных величин, соответствующей чувствительности обычных фотопластинок (интервал длин волн 3500-5000 Å). Уже использование в дополнение к ней фотовизуальной системы (5000-6000 Å) позволило получить важные сведения об изменении показателя цвета сверхновых: оказалось, что после максимума сверхновые обоих типов непрерывно "краснеют", то есть основная часть излучения сдвигается в сторону более длинных волн. Это покраснение прекращается на стадии линейного падения блеска и может даже смениться "поголубением" сверхновых.

Кривые блеска сверхновых Ia в красном и инфракрасных диапазонах спектра (полосы R, I, J, H, K [3]) сильно отличались от исследовавшихся ранее кривых в полосах B и V. Если на кривой в R заметно "плечо" через 20 дней после максимума, то в фильтре I и более длинноволновых диапазонах появляется настоящий второй максимум (см. рис.3). Однако у некоторых сверхновых Ia этот второй максимум отсутствует. Эти сверхновые отличаются также красным цветом в максимуме блеска, пониженной светимостью и некоторыми

спектральными особенностями. Первой такой сверхновой была SN 1991bg, и подобные ей объекты пока называются пекулярными сверхновыми Ia или "сверхновыми типа 1991bg". Еще одна разновидность сверхновых Ia, наоборот, отличается повышенной светимостью в максимуме. Для них характерны меньшие интенсивности линий поглощения в спектрах. "Прототип" для них - SN 1991T [56].

Следует подчеркнуть удивительное сходство кривых блеска после максимума у различных сверхновых типа Ia. Они оказались универсальны, что и позволило в свое время считать их стандартными свечами. Вместе с тем не надо забывать, что, не смотря на кажущееся сходство, кривые блеска всё-таки отличаются между собой и разброс в значениях абсолютной звездной величины сверхновой может достигать  $\sim 1^m$  (см. пункт 2.3).

К сожалению, не смотря на постоянное развитие и совершенствование наблюдательного аппарата, «поймать» сверхновую не так уж и просто. Для большого числа объектов мы имеем неполные кривые блеска, причем данные зачастую получены на разных инструментах и в разных фильтрах. Даже если нам удалось «отнаблюдать» сверхновую до максимума и на протяжении длительного времени после максимума, иногда существует несколько способов аппроксимировать полученные данные непрерывной кривой. Таким образом, положение максимума может варьироваться в зависимости от способа аппроксимации. Чтобы как-то упорядочить эти разрозненные данные, стали искать различные способы обработки наблюдательных данных с последующим определением важнейших параметров кривой блеска и ее построением.

Один из современных методов обработки кривых блеска сверхновых типа Ia - SALT (a Spectral Adaptive Light curve Template for type Ia supernova) [6]. Метод был развит для анализа большого количества кривых блеска, полученных с помощью современных крупных обзоров и измеренных в разных фильтрах. Процесс обработки основывается на моделировании вариаций светимости сверхновой в зависимости от фазы, длины волны и параметров, отвечающих за форму и цвет объекта. Модель строилась на основании выборки близких сверхновых с хорошо измеренными кривыми блеска.

С помощью SALT можно полностью воспроизвести кривую блеска в любой полосе пропускания между полосами U и R. Модельная кривая блеска задается минимумом параметров: показателем цвета, положением максимума и наклоном, характеризующим скорость спада кривой после максимума. В основе метода лежит построенный в работе [30] синтетический спектр сверхновой Ia (см. рис.2). После задания такого спектра происходит процесс «фитирования» экспериментальных фотометрических данных, полученных минимум

в двух полосах пропускания. В результате определяются наклон кривой блеска, показатель цвета  $(B - V)_{\max}$ , положение и величина максимума в полосе В. Если имеются данные только в одной полосе, то показатель цвета сверхновой приходится фиксировать.

Однако существуют другие методы «фитирования» кривых блеска. Например, MLCS (Multicolor Light-Curve Shapes) [11, 38]. Но, как показывают исследования, результаты обоих методов прекрасно согласуются между собой. Для сверхновых с большим количеством наблюдательных данных SALT дает хорошие оценки параметров кривой блеска. Но, к сожалению, для «неполных» кривых работает плохо.

### 2.3. Исследование особенностей кривых блеска СН Ia

Замечательной особенностью сверхновых типа Ia является схожесть физических процессов, приводящих к феномену вспышки. Обычно это термоядерный взрыв С-О белого карлика, масса которого стала больше Chandrasekhar в результате аккреции, или слияние двух белых карликов, с общей массой больше предела устойчивости. Из-за универсальности кривых блеска сверхновых Ia стало возможным использовать их в качестве индикаторов расстояний во Вселенной, то есть как стандартные свечи. Тем не менее, дальнейшие наблюдения поставили под вопрос универсальность кривых блеска этих объектов. Но, оказывается, существует зависимость между параметрами кривой блеска и физическими характеристиками сверхновой, в том числе и ее абсолютной звездной величиной. Впервые об этой зависимости заговорил еще Юрий Павлович Псковский [36, 37].

В качестве основного параметра, характеризующего форму кривой блеска, он взял величину  $\beta$  – наклон кривой между точкой максимума и точкой перегиба в фильтре В. Под перегибом подразумевается момент, когда активное спадание блеска сменяется более медленным, и происходит это примерно через 25-30 дней после максимума. Через указанные точки проводится кривая, продолжается с тем же наклоном на 100 дней. Значение  $\beta$  представляет собой разность звездных величин в максимуме и в точке, соответствующей  $t=100$  дней. По сверхновым с хорошими кривыми блеска были установлены следующие зависимости:

1.  $\Delta t = \Delta t(\beta)$ ,  $\Delta t = t_k - t_0$ , где  $t_0$  - эпоха максимума,  $t_k$  - время, соответствующее моменту перегиба на кривой блеска.
2.  $\Delta m = \Delta m(\beta)$ ,  $\Delta m$  – разность звездных величин за  $\Delta t$ .

Эти зависимости решают проблему нахождения максимума для неполных кривых блеска сверхновых Ia, если известна точка перегиба, и можно измерить начальный наклон  $\beta$ .

Кроме того, в своей статье Ю.П. Псковский описал еще одно важное соотношение [36]:

$$-21.3 + 0.11\beta = M_{pg} \pm 0.5 \quad (1)$$

$M_{pg}$  – фотографическая абсолютная звездная величина.

Теперь вновь можно было использовать сверхновые Ia в качестве индикаторов расстояний во Вселенной. Из этого соотношения, в частности следует, что чем меньше наклон кривой блеска, тем ярче сверхновая.

К сожалению, на практике даже для самых хороших кривых блеска точно найти  $\beta$  оказалось не так уж и просто. Наиболее доступным представлялось измерять разницу звездных величин между пиком светимости и моментом, спустя 15 дней после максимума в фильтре В. Обозначается эта величина как  $\Delta m_{15}(B)$  [34].

В работе [34] была выведена зависимость для абсолютной звездной величины в максимуме:

$$M_{\max}(B) = a + b\Delta m_{15}(B) \quad (2)$$

Коэффициенты и их ошибки, найденные с помощью метода наименьших квадратов, соответственно равны:  $a=-21.726$  (0.498),  $b=2.698$  (0.359).

Позднее было установлено, что разброс значений  $M_{\max}$  сверхновой составляет  $\pm 0.8$  звездной величины в В фильтре,  $\pm 0.6$  в V и  $\pm 0.5$  в I фильтре [34]. Такие результаты объясняются не только различиями в химическом составе и в массах взрывающихся БК, но и разницей в механизмах взрыва, приводящего к феномену сверхновой.

Со временем стало ясно, что учета одной только формы кривой блеска недостаточно для корректного определения  $M_{\max}$ . Поэтому в уравнение вошел параметр R, указывающий на то, что некоторые сверхновые оказываются «краснее». Разность в цвете может быть связана с поглощением пылью в родительской галактике или же в пылевой оболочке непосредственно вокруг сверхновой. В работе [45] в результате анализа 29 сверхновых с известными абсолютными звездными величинами в максимуме в формулу 2 было введено новое слагаемое, ответственное за разброс значений в показателе цвета сверхновой. Параметр R

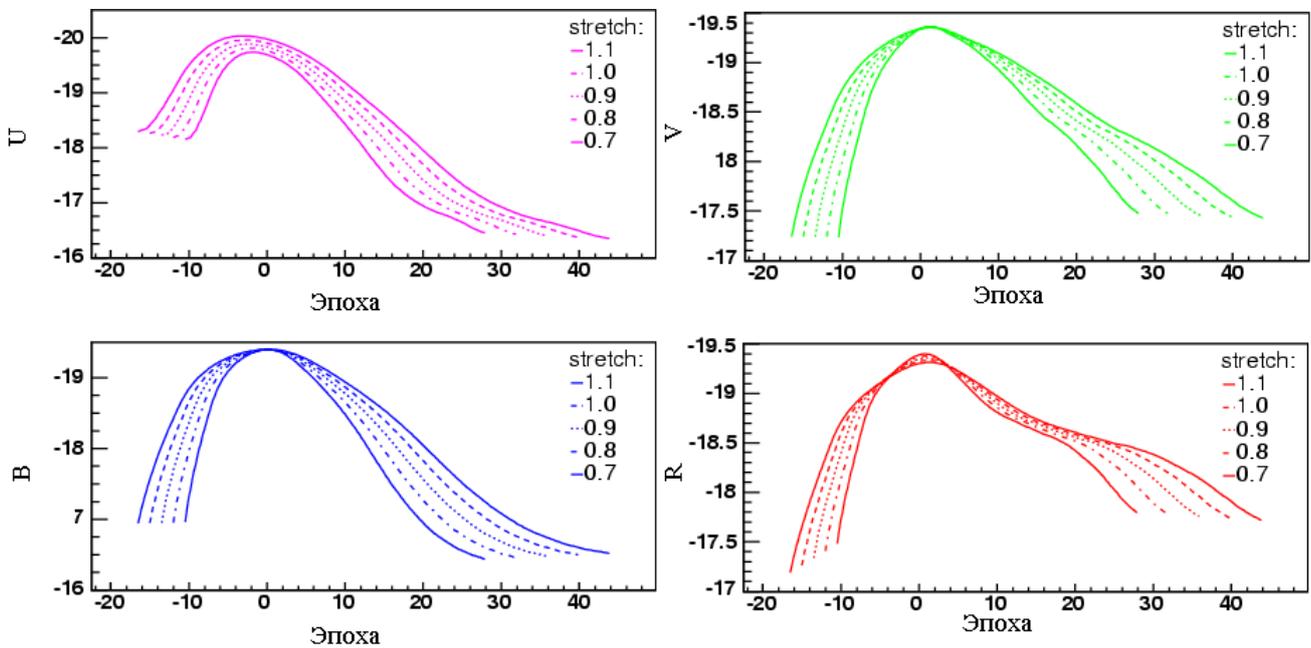
вводится как коэффициент перед показателем цвета (B-V) сверхновой в максимуме блеска в фильтре В [45]:

$$M_B = -19.48 + b(\Delta m_{15} - 1.05) + R(B - V)_{\max} \quad (3)$$

Величина -19.48 представляет собой среднее значение абсолютной звездной величины 7 сверхновых Ia, откалиброванных по цефеидам; 1.05 – среднее значение  $\Delta m_{15}$ . Применяя метод минимизации функционала  $\chi^2$  к выборке из 29 сверхновых, для величин b и R были получены следующие значения: b=0.52 и R=2.09.

Видно, что существует много возможностей стандартизовать кривые блеска одним или парой параметров. На данный момент наиболее подходящим параметром является s-фактор (stretch-factor), предложенный С. Перлмуттером в 1997 году. Он позволяет унифицировать все кривые блеска с разбросом меньше 0.05 звездной величины в течение большого периода: 10 дней до максимума и 80 после. Введение s-фактора позволяет привести исследуемую кривую блеска к некой модельной (средней) кривой путем растяжения или сжатия временной оси (stretch в переводе с английского значит "растяжение"). Усредненные кривые блеска взяты из работы [22]. Для модельной кривой s=1. s-фактор можно связать с  $\Delta m_{15}$  соотношением:

$$\Delta m_{15} = (1.96 \pm 0.17)(s^{-1} - 1) + 1.07 \quad (4)$$



**Рис.4.** Модельные кривые блеска в UBVR фильтрах, построенные методом SALT, после применения к ним процедуры растяжения (сжатия) временной оси (s-фактора) [6].

Если обрабатывать имеющиеся кривые блеска этим методом, для нахождения абсолютной звездной величины нужно использовать следующее уравнение [18]:

$$M_B = \mathcal{M} - \alpha(s - 1) + \beta c \quad (5)$$

$c = (B-V)_{\max} + 0.057$ , где  $(B-V)_{\max}$  – показатель цвета в максимуме в В фильтре, а  $-0.057$  – выбранный опорный цвет сверхновых Ia.  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\mathcal{M}$  – параметры, которые находятся в результате моделирования сверхновых с известными параметрами кривых блеска и абсолютными звездными величинами.

Для далеких сверхновых среднее значение s-фактора преимущественно больше, чем для близких. Но, скорее всего, это просто эффект селекции: на больших красных смещениях мы видим в основном наиболее яркие сверхновые.

s-теория хорошо описывает подъем кривой блеска и ее «яркую» часть в В фильтре, но значительно хуже ее продолжение на более поздних временах. Поэтому сейчас эта область активно расширяется и значения коэффициентов в формуле 5 меняются от работы к работе, тем более что количество наблюдательных данных все время растет.

## 2.4. К-поправка

В последнее время появилось много крупных обзоров по поиску сверхновых звезд: SDSS (Sloan Digital Sky Survey) [14], SNLS (SuperNova Legacy Survey) [1], ESSENCE [28]. В связи с этим число открываемых сверхновых, а также количество фотометрических и спектроскопических данных об этих объектах все время растет. Чем больше наблюдений, тем меньше разброс в определении космологических параметров, и систематические ошибки, вносимые при вычислении К-поправки, оказывают существенный вклад общую ошибку. Поэтому теперь точное вычисление К-поправки становится особенно важным.

К-поправка выражает собой тот факт, что регистрируемое в некоторой фильтре распределение энергии по спектру  $F(\lambda)$  испытало на себе красное смещение. Эффект состоит из двух частей. Во-первых, для функции  $F(\lambda)$  верно, что  $F(\lambda_0) \neq F[\lambda_0/(1+z)]$ . А излучение, принимаемое на длине волны  $\lambda_0$ , было испущено на  $\lambda_z = \lambda_0/(1+z)$ . Следовательно, поток в лабораторной системе - системе, связанной со сверхновой, будет отличаться от потока, регистрируемого приемником здесь, на Земле. Во-вторых, ширина полосы пропускания приемника, регистрирующего поток от объекта, в  $(1+z)$  раз больше, чем ширина этой полосы в лабораторной системе. Разница в звездных величинах, обусловленная сжатием полосы пропускания, составляет  $2.5 \log(1+z)$ . Первый эффект является функцией длины волны и не

имел бы места в случае  $F(\lambda) = \text{const}$ , второй же эффект, напротив, не зависит от вида  $F(\lambda)$ . Если поток излучения получен в энергетических единицах, то следующее уравнение определяет нам значение К-поправки [32]:

$$K_x = 2.5 \log(1 + z) + 2.5 \log \left\{ \frac{\int_0^\infty F(\lambda) S_x(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty F[\lambda/(1 + z)] S_x(\lambda) d\lambda} \right\} \quad (6)$$

$S_x$  – кривая пропускания приемника в фильтре “x”,  $K_x$  выражено в звездных величинах.

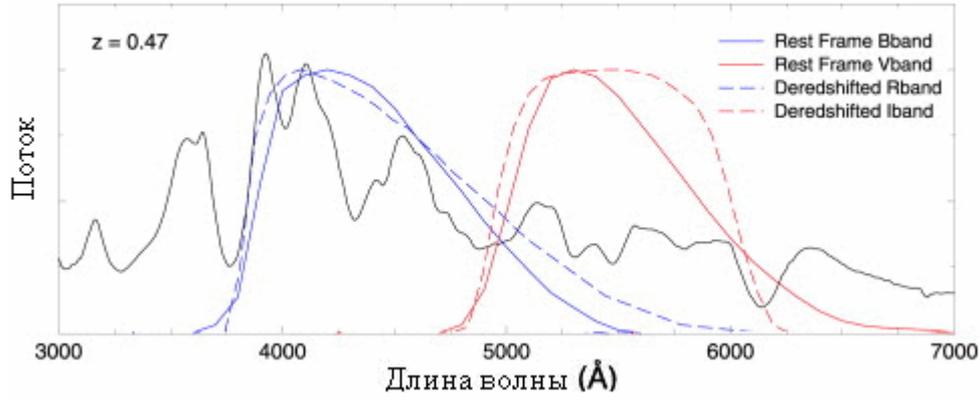
Стандартная К-поправка используется для нахождения текущей звездной величины объекта на красном смещении  $z$  в некотором фильтре “x” с помощью формулы [16]:

$$m_x(z, t_{\text{obs}}) = M_x(t_{\text{rest}}) + \mu(z) + K_x(z, t_{\text{rest}}) \quad (7)$$

$\mu$  - модуль расстояния (основанный на фотометрическом расстоянии),  $M_x$  – абсолютная звездная величина в фильтре “x”,  $t_{\text{rest}}$  - время в лабораторной системе отсчета и  $t_{\text{obs}} = (1+z)t_{\text{rest}}$  – время в системе отсчета, связанной с наблюдателем. Стандартной К-поправкой удобно пользоваться до  $z < 0.2$ , так как на больших красных смещениях требуется значительная экстраполяция спектра сверхновой. Поэтому А. Ким с коллегами [16] ввели в рассмотрение, так называемую, обобщенную К-поправку. Именно ей удобно пользоваться при работе со сверхновыми на больших красных смещениях. Обобщенная К-поправка преобразует звездную величину в наблюдаемом фильтре “y” в звездную величину в лабораторном фильтре “x” [16].

$$m_y(z, t_{\text{obs}}) = M_x(t_{\text{rest}}) + \mu(z) + K_{xy}(z, t_{\text{rest}}) \quad (8)$$

Для далеких сверхновых свет, проходящий через некоторый фильтр в системе отсчета, связанной со сверхновой, испытывает настолько сильное покраснение, что наблюдая в этом же фильтре здесь, на Земле, мы будем терять значительную часть света. Но подбирая соответствующим образом фильтры, можно добиться практически полного совпадения кривой пропускания фильтра в лабораторной системе отсчета на некотором  $z$  и фильтром наблюдателя, отнесенного на то же  $z$ . На рисунке 5 показано, насколько хорошо совпадают лабораторные В- и V-фильтры с R- и I-фильтрами, если последние, исправив за соответствующее красное смещение, отнести в систему отсчета, связанную со сверхновой.



**Рис.5.** Наложение друг на друга лабораторных В- и V-фильтров и R- и I-фильтров, с учетом, что последние исправлены за красное смещение 0.47 и отнесены в систему отсчета, связанную со сверхновой [29].

Необходимо отметить, что К-поправка бывает двух типов: «энергетическая» и «фотонная». Та или иная поправка используется в зависимости от того, каким образом измеряется поток от объекта. Если его меряют с помощью приемников, основанных на счете фотонов (ПЗС-матрицы, ФЭУ), то необходимо пользоваться «фотонной» К-поправкой, если же приемник измеряет непосредственно поток энергии (болометр), то «энергетической». Наиболее общепотребительная система звездных величин Джонсона является «фотонной» системой. Система считается «фотонной», даже если впоследствии происходит пересчет потока фотонов в энергетические единицы. Поэтому чаще всего приходится пользоваться «фотонной» К-поправкой (плотность потока фотонов  $N$  связана с плотностью потока энергии  $F$  как  $N(\lambda)d\lambda = \frac{\lambda d\lambda}{hc} F(\lambda)$ ).

Для обобщенной «энергетической» и «фотонной» К-поправки имеем [29]:

$$K_{xy}^{\epsilon} = 2.5 \log(1 + z) + 2.5 \log \left\{ \frac{\int_0^{\infty} F(\lambda) S_x(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} F \left[ \frac{\lambda}{1+z} \right] S_y(\lambda) d\lambda} \right\} - 2.5 \log \left\{ \frac{\int_0^{\infty} \Phi(\lambda) S_x(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi(\lambda) S_y(\lambda) d\lambda} \right\} \quad (9)$$

$$K_{xy}^{\gamma} = 2.5 \log(1 + z) + 2.5 \log \left\{ \frac{\int_0^{\infty} \lambda F(\lambda) S_x(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \lambda F \left[ \frac{\lambda}{1+z} \right] S_y(\lambda) d\lambda} \right\} - 2.5 \log \left\{ \frac{\int_0^{\infty} \lambda \Phi(\lambda) S_x(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \lambda \Phi(\lambda) S_y(\lambda) d\lambda} \right\} \quad (10)$$

$\Phi(\lambda)$  – модельное распределение энергии по спектру на  $z=0$ , для которого в используемой фотометрической системе  $U=B=V=R=I=0$ ;  $F(\lambda)$  – распределение энергии по спектру сверхновой;  $S_x, S_y$  – кривые пропускания приемника в лабораторном фильтре “x” и в фильтре наблюдателя “y”. Если  $S_x=S_y$ , то последний член в формуле 9 выпадает, и мы получим выражение для стандартной K-поправки.

Рассмотрим особый случай, когда  $S_y(\lambda) = S_x(\lambda/(1+z))$  (см. рис.5), тогда K-поправка зависит только от выбранного ноль-пункта [29].

$$K_{xy}^\epsilon = -2.5 \log \left\{ \frac{\int_0^\infty \Phi(\lambda) S_x(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \Phi(\lambda) S_y(\lambda) d\lambda} \right\} \quad (11)$$

$$K_{xy}^Y = -2.5 \log \left\{ \frac{(1+z) \int_0^\infty \lambda \Phi(\lambda) S_x(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \lambda \Phi(\lambda) S_y(\lambda) d\lambda} \right\} \quad (12)$$

Когда  $S_y=S_x=1$ , энергетическая K-поправка обращается в ноль, для фотонной же поправки имеем  $K_{xy}^Y = -2.5 \log(1+z)$ .

Было найдено, что разность между двумя K-поправками не превышает 0.07 звездных величин [29]. На первый взгляд, это не так уж и много, но для экспериментов с высокой точностью и для задач космологии эту разность необходимо учитывать.

### 3. Основная часть

#### 3.1. О механизме взрыва сверхновых типа Ia в эллиптических галактиках

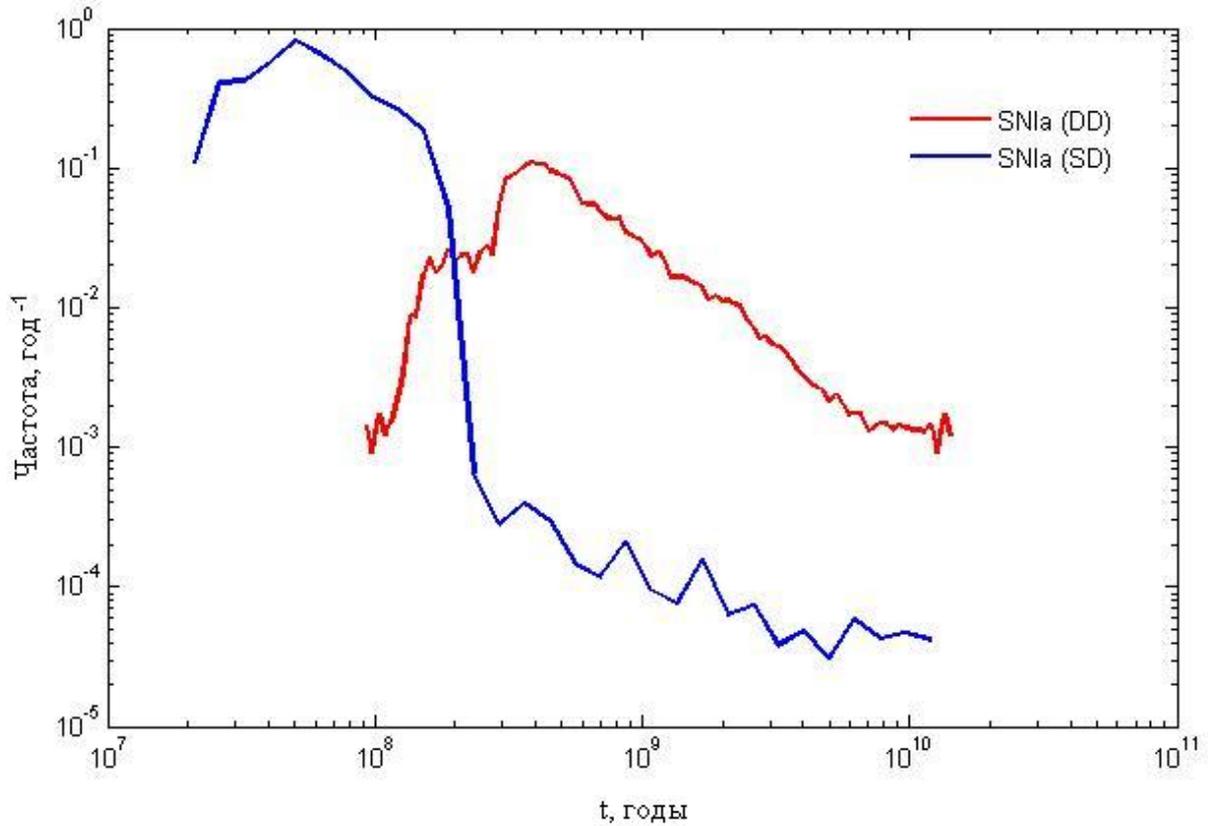
##### 3.1.1. Введение

Интерес к сверхновым типа Ia, по которым была заподозрена темная энергия во Вселенной [33, 39], подвигнул астрономов к массовому открытию сверхновых звезд этого типа. Число изученных в последнее десятилетие сверхновых звезд почти в 50 раз превышает число сверхновых, изученных 10 лет назад! Массовое открытие сверхновых звезд в последние годы, позволило впервые открыть драматическую эволюцию скорости числа сверхновых в эллиптических галактиках, которая была предсказана методом популяционного синтеза более 10 лет назад [13]. Сейчас представляется общепринятым, что сверхновые звезды типа Ia являются результатом ядерного взрыва белого карлика достигшего предела Чандрасекара [26].

В эллиптических галактиках нет существенного звездообразования. После первого миллиарда лет эволюции в них остаются только маломассивные звезды. Все массивные звезды (с  $M > 8 - 10 M_{\odot}$ ) полностью заканчивают свою эволюцию образованием нейтронных звезд и черных дыр. Сами по себе маломассивные звезды не могут порождать вспышки сверхновых, так как их эволюция заканчивается мягким сжатием и образованием белых карликов с массой меньше предела устойчивости (предел Чандрасекара). Однако в двойной системе возможен отложенный (через миллиарды лет) набор массы до Чандрасекаровского предела – либо в результате аккреции вещества со второго компаньона (SD-mechanism [49]), либо в результате слияния (DD-mechanism [10, 48]).

##### 3.1.2. Предсказания машины сценариев и текущие наблюдения

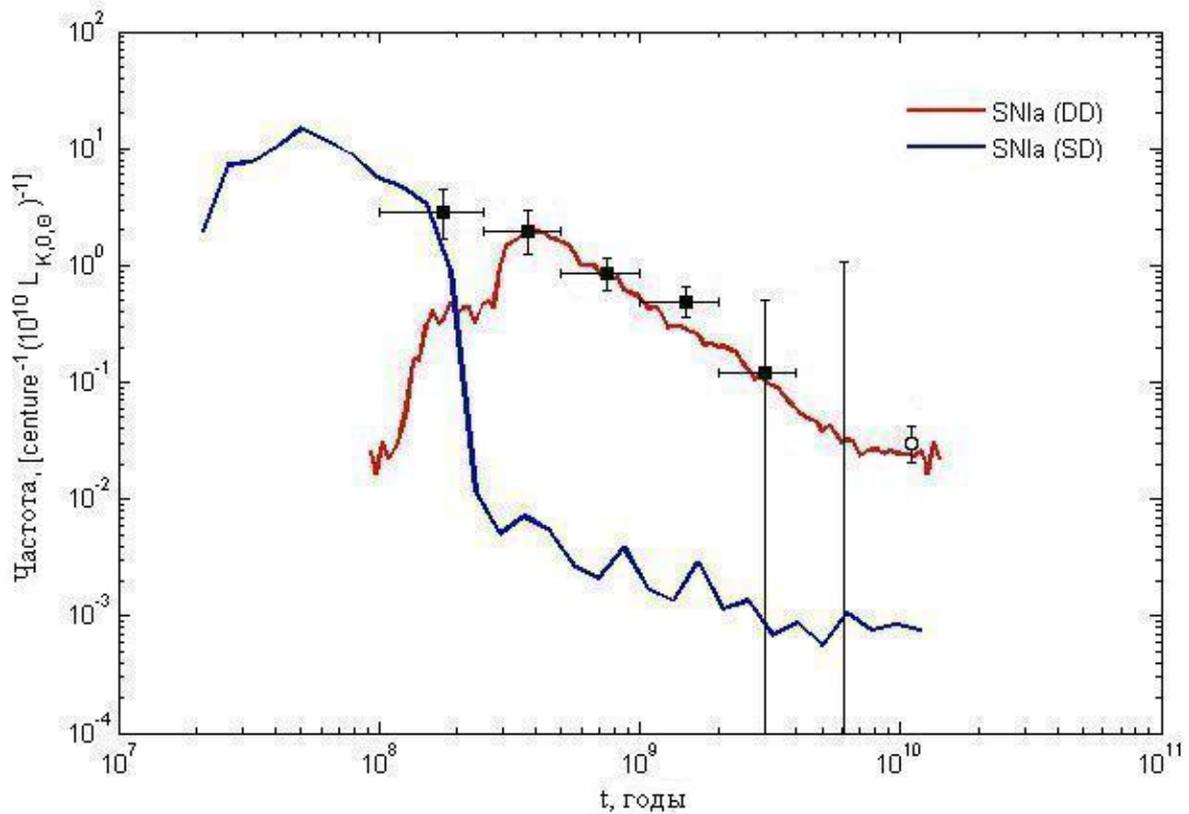
Уже первый эволюционный расчет таких процессов в эллиптических галактиках (популяционный синтез), проведенный с помощью специального компьютерного кода - Машины Сценариев [24, 25], показал [13], что механизм слияния белых карликов на два порядка эффективнее аккреционного уже через миллиард лет после образования эллиптической галактики (см. рис.6).



**Рис.6.** Эволюция скорости взрывов сверхновых Ia в галактике с массой  $10^{11} M_{\odot}$  после  $\delta$ -образного звездообразования [13].

Изучение сверхновых в последние годы позволило впервые говорить о наблюдаемой эволюции частоты сверхновых в эллиптических галактиках [44]. Эти результаты были получены по наблюдению кандидатов в сверхновые Ia по данным Subaru/XMM-Newton Deep Survey (SXDS). При этом возраст эллиптических галактик определялся на основании фотометрии в 9 полосах пропускания (от оптики до ИК). В результате было получено, что наблюдаемое уменьшение скорости взрывов сверхновых Ia описывается законом  $f \sim t^{-\alpha}$ , где  $\alpha = 1$ .

Поскольку наблюдатели сверхновых измеряют частоту сверхновых на единицу светимости в K полосе ( $10^{10} L_{K,\odot}$ ), старые данные были преобразованы к частотам, отнесенным к светимости, предполагая, что  $M_*/L_K = 1.8[M_{\odot}/L_{K,\odot}]$  в соответствии с современными данными. В итоге было получено прекрасное согласие (см. рис.7) с предсказанной на основании теории эволюции двойных звезд [13].



**Рис.7.** Эволюция скорости взрывов сверхновых [на  $(100 \text{ лет})^{-1}$ ] после  $\delta$ -образного звездообразования для галактики, чья полная светимость в К фильтре составляет  $10^{10} L_{K, \odot}$  на момент, когда возраст галактики равен 11 млрд. лет. Закрашенные квадратики – наблюдательные точки [44]. Незакрашенная точка получена из анализа эволюции скорости взрывов сверхновых в близких эллиптических галактиках [27].

Конечно, популяционный синтез представляет собой непростую численную схему, которая включает в себя наши знания и гипотезы об эволюции двойных звезд и наблюдаемые свойства двойных звезд: начальное распределение по массам и начальное распределение по полуосям. Однако можно показать, что полученный 13 лет назад результат, как и более современные расчеты [44, 47] крайне слабо чувствительны к пока не до конца понятным деталям эволюции тесных двойных звезд.

Решающим обстоятельством здесь является форма начального распределения двойных систем по расстоянию между компонентами ( $a$ ).

Как было показано [2, 35] наблюдаемое распределение двойных звезд находящихся в самом начале своего пути (на главной последовательности) по наблюдательным данным в нашей Галактике описывается законом [35]:

$$dN \sim \varphi(a) da \sim \frac{1}{a} da \quad (13)$$

при  $10 \lesssim a/R_{\odot} \lesssim 10^6$

Это распределение представляет собой до сих пор теоретическую загадку и на популярном языке может быть сформулировано следующим образом – в нашей Галактике число широких и тесных двойных систем примерно одинаково (в равные логарифмические интервалы – декады – попадает одинаковое число звезд). В качестве первого приближения можно предположить (как это и делается при популяционном синтезе), что подобное начальное распределение двойных звезд реализуется и в других галактиках. Нет особых оснований считать, что двойные звезды в других галактиках образуются по-другому. После образования двойная система претерпевает долгую, многообразную эволюцию с изменением расстояния между звездами. В маломассивных двойных системах наиболее важным и наименее понятным эволюционным фактором является так называемая стадия с общей оболочкой – когда одна из звезд оказывается фактически внутри другой, превратившейся в красного гиганта (звездный каннибализм). На стадии с общей оболочкой звезды катастрофически сближаются. Однако, благодаря начальному степенному распределению (13), сближение в некое число раз практически независимое от расстояния между звездами, не влияет существенно на функции распределения. Таким образом, логично предположить, что в момент образования двойных белых карликов функция распределения их по расстоянию по-прежнему описывается плоским законом (13).

Далее эволюция каждой двойной системы - это медленное сближение белых карликов благодаря излучению гравитационных волн, которое описывается формулой Эйнштейна [21]:

$$\frac{da}{dt} \sim a^{-3} F(M_1 M_2) \sim a^{-3} (M_1 + M_2) M_1 M_2 \quad (14)$$

где  $M_1$  и  $M_2$  – массы компаньонов принимаются равными. Поскольку эволюция звезды до образования белого карлика в основном определяется термоядерным временем горения водорода  $T \sim 10^{10} M^{-2}$  лет, можно ожидать, что в действительности время слияния будет определяться неким степенным законом.

Как мы сейчас убедимся, на самом деле изменение скорости вспышек сверхновых DD-механизмом не зависит от закона сближения.

Действительно, скорость слияния белых карликов пропорциональна числу систем с данным распределением по полуосям и скорости уменьшения расстояния между компонентами:

$$\frac{da}{dt} \sim a^n \rightarrow t \sim a^{-n+1} \quad (15)$$

Пусть  $\varphi(a) \sim a^{-\alpha}$

$$\text{Rate} \sim \varphi(a) \dot{a} \sim a^{-\alpha} a^n \sim a^{-\alpha+n} \sim t^{\frac{(n-\alpha)}{(-n+1)}} \quad (16)$$

Замечательно, что  $\alpha=1$  (см. формулу 13), и этот результат не зависит от конкретного механизма слияния (ср. с [44]) – важно только, чтобы время слияния определялось начальным распределением по полуосям. Это особенно важно, поскольку образование двойных белых карликов представляет собой не мгновенный процесс. В первом приближении время жизни звезды с массой  $M$  пропорционально  $M^{-2}$  и, следовательно, новые двойные белые карлики будут появляться в эллиптической галактике и через миллиарды лет. Однако они по-прежнему будут распределены по закону (13) и закон (16) не измениться.

Таким образом, наблюдаемое изменение скорости сверхновых в эллиптических галактиках подтверждает не только модель сливающихся белых карликов, как основного механизма взрывов сверхновых типа Ia. Тем не менее, на ранних временах ( $\sim 10^8$  лет) основным механизмом вспышек сверхновых Ia остается аккреционный механизм [50].

### 3.1.3. Обсуждение

В заключении хотелось бы отметить недавнюю работу Гильфанова [5] , в которой делается вывод о превалирующей роли DD-механизма совершенно из других соображений. Логика этой работы очень простая. Чтобы работал механизм Шацмана, должна идти постоянная аккреция, а, следовательно, и мягкое рентгеновское излучение, которого на самом деле не наблюдается в необходимом количестве. Однако, во-первых, отсутствие чего-либо не может быть положительным доказательством (как любил повторять Зельдович, отсутствие электрических проводов при раскопках древнего Рима не является доказательством наличия в древнем Риме радио), а, во-вторых, для механизма SD важна не скорость аккреции, а важен интегральный (по времени) набор массы. Следовательно, и рентгеновская светимость – не связана с темпом взрывов сверхновых. Обсуждение роли поглощения в оболочках симбиотических звезд, рентгеновских спектров, стационарности горения в аккреционном

потоке, показывает, какой длинный путь должна пройти теория, чтобы отсутствие рентгеновского излучения стало сильным убедительным аргументом.

## **3.2. Доказательство существования темной энергии по сверхновым типа Ia, «свободных» от поглощения серой пылью**

### 3.2.1. Введение

Уже первые массовые измерения блеска сверхновых Ia, считавшихся стандартной свечой, показали, что далекие сверхновые оказываются слабее близких. Однако введение гипотезы ускорения Вселенной (в рамках присутствия темной энергии на уровне 70% от полной энергии Вселенной) снова сделало сверхновые типа Ia стандартной свечой. Более того присутствие темной энергии во Вселенной подтверждается анализом вариаций реликтового излучения и крупномасштабной структуры Вселенной.

Тем не менее, до сих пор присутствует сомнения в верности гипотезы стандартной свечи, и тем самым один из трех аспектов, на которых покоится энергия космического вакуума может быть поставлен под угрозу.

Здесь мы рассмотрим вопрос об уменьшении блеска сверхновых в результате особого дополнительного поглощения. Мелкая пыль, в связи с вызываемым ею покраснением света, может быть учтена. Но к эффекту ослабления далеких сверхновых могла бы приводить так называемая серая пыль, поглощение которой не зависит от длины волны и практически его нельзя учесть [51]. В частности, количество такой пыли пропорционально темпу звездообразования, который растет в прошлое, и могло бы мимикрировать под темную энергию.

### 3.2.2. Метод отбора СН Ia, «свободных» от поглощения серой пылью

Идея нашего подхода состоит в том, чтобы использовать только те сверхновые, которые лежат на большом расстоянии от центра родительской галактики. Во-первых, на больших расстояниях (или высоко над плоскостью, если мы имеем дело со спиральной родительской галактикой, видимой с ребра) обычно располагаются наиболее старые, бедные металлами звезды с возрастом сравнимым с возрастом Вселенной. Это автоматически приводит к более однородному химическому составу «звезд-прародителей». Во-вторых, на таких расстояниях пыль либо, вообще, отсутствует, либо ее количество минимально. Например, в нашей галактике толщина пылевого слоя не превышает нескольких килопарсек

даже на краю (15-20 кпс). Конечно, в эллиптических галактиках пыль отсутствует даже глубоко внутри галактики, да и возраст, и, следовательно, химический состав эллиптических галактик вполне соответствует бедным металлами звездам первого поколения. Но дело в том, что крайне затруднительно определить тип родительской галактики для далеких сверхновых с красным смещением  $\sim 1$ . Поэтому мы выбираем только сверхновые, далекие от родительской галактики.

К настоящему времени проведены детальные фотометрические и спектральные наблюдения большого числа сверхновых Ia. Для данной работы использовались сверхновые из статьи [18] и статьи [8]. В обеих статьях обработку кривых блеска авторы осуществляли с помощью метода SALT, в основе которого лежит использование синтетического спектра сверхновой Ia [6]. В результате обработки были получены такие важные параметры кривой блеска, как видимая звездная величина, показатель цвета в максимуме и s-фактор.

В статье [18] авторы использовали выборку из 414 сверхновых, открытых как небольшими старыми обзорами, так и крупными, включая SNLS (SuperNova Legacy Survey), ESSENCE (A Supernova Survey Optimized to Constrain the Equation of State of the Cosmic Dark Energy), SDSS (Sloan Digital Sky Survey). Далекие сверхновые выборки – результат наблюдений космического телескопа Хаббл. Во время проведения процедуры обработки кривых блеска указанным методом часть сверхновых была отброшена, поскольку не удовлетворяла условиям обработки (недостаточное количества фотометрических наблюдений, наличие данных только в одном фильтре). В результате в финальную выборку вошло 307 сверхновых, данные о которых, были использованы в этой работе. Сверхновые из статьи [8] также представляют собой компиляцию данных из разных обзоров, но все они были обработаны одним способом.

Сверхновая 2008gy была обработана автором диплома самостоятельно. Обработка осуществлялась в последней версии программы SALT. Результатом обработки стало нахождение видимой звездной величины сверхновой в В фильтре, показателя цвета сверхновой с (см. пояснение к формуле 5), и величины  $x_1$ , являющейся аналогом s-фактора. Используя эти значения, по формуле 17 удалось посчитать модуль расстояния для объекта –  $\mu$  и его ошибку (см. приложение 1, таблица 1).

$$\mu = m_B - M + \alpha_x x_1 - \beta c; \alpha_x = 0.13 \pm 0.013, \beta = 2.560 \pm 0.131, M = -19.170 \pm 0.032 \quad (17)$$

На первом шаге с помощью баз данных HyperLeda [e2] и SIMBAD [e4] из всех сверхновых были выбраны те, которые находятся далеко за пределами родительской галактики. Количественным критерием служило расстояние от центра галактики в единицах D25 галактики (имеется в виду фотометрический размер изофоты 25-й звёздной величины с квадратной угловой секунды в фильтре B). Если расстояние превышало D25, сверхновая считалась далекой. После просмотра получившегося списка были отсеяны сомнительные случаи спиральных и взаимодействующих галактик, где трудно, вообще, провести границу родительской галактики. Кроме сверхновых, далеких от центра галактики, были отобраны те сверхновые, чья родительская галактика уверенно классифицировалась как эллиптическая. Затем мы просмотрели объекты, открытые космическим телескопом Хаббла [40,41] на больших расстояниях ( $Z > 0.2$ ). Здесь выборка производилась визуально (см. приложение 2). К ним мы добавили 2 сверхновых в гало SN2008gy [46] и SN2009nr [15], открытых в обзоре роботизированной сети МАСТЕР. Отметим, что SN2008gy, SN2009nr представляют особое первые наиболее подробно исследованные близкие сверхновые, которые практически находятся в межгалактическом пространстве. Таким образом, появился список сверхновых, готовый для построения диаграмм Хаббла (см. приложение 1, таблица 1).

Для составления таблицы использовались координаты из базы данных SIMBAD [e4]. С помощью базы данных HyperLeda [e2], каталога сверхновых звезд ГАИШ [e3] и Asiago Supernova Catalogue [e1] были найдены тип и номер галактики по номенклатуре PGC (Principal Galaxy Catalog). В шестом столбце таблицы представлены расстояния в единицах D25 от сверхновой до центра галактики. При расчете этого расстояния было учтено, что поверхностная яркость галактик падает с расстоянием как  $(1+z)^4$  (парадокс Ольберса). Для близких сверхновых этот эффект пренебрежимо мал, но для далеких объектов его необходимо учитывать.  $R_c$  – расстояние между сверхновой и центром галактики в килопарсеках. В последнем столбце приведен тот критерий, по которому данная сверхновая была включена в выборку.

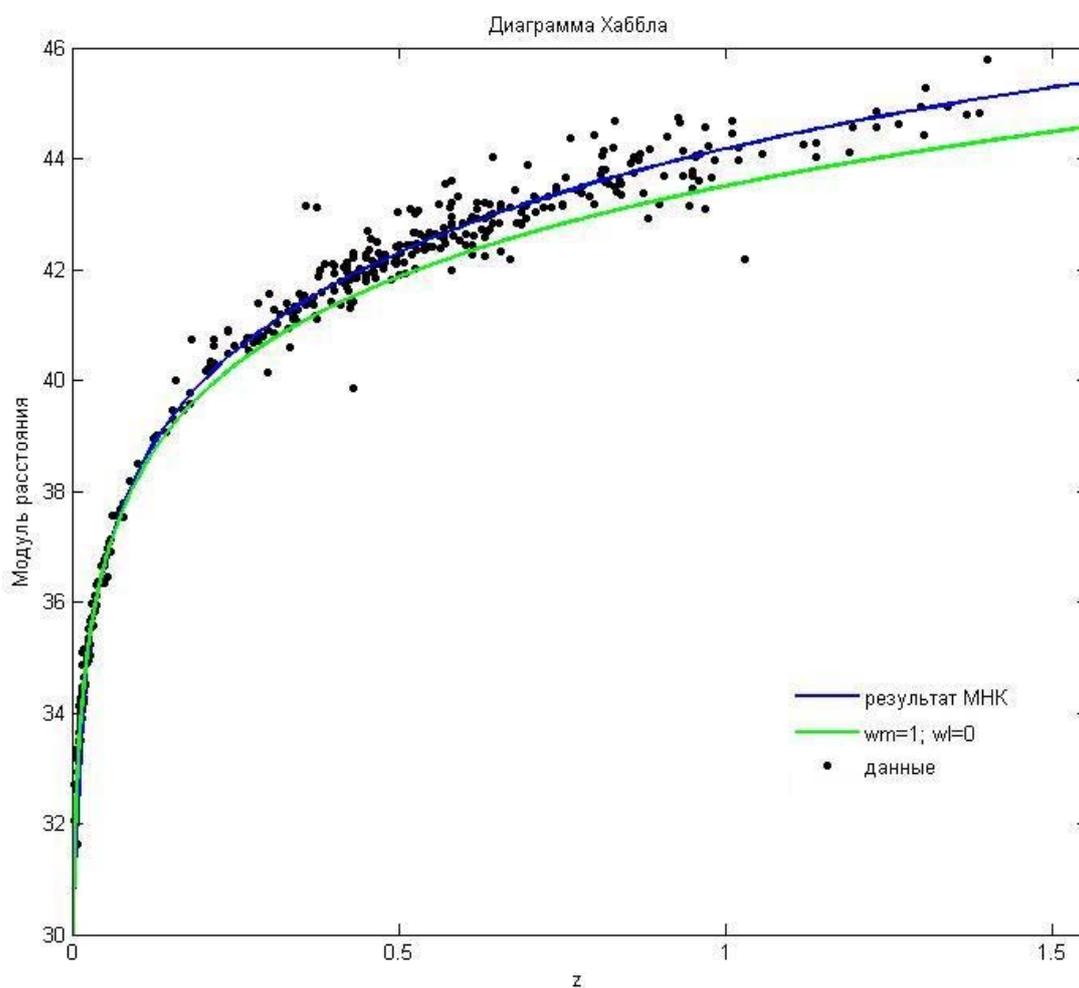
### 3.2.3. Анализ диаграмм Хаббла

Сначала на диаграмму Хаббла (зависимость модуля расстояния от красного смещения) были нанесены все сверхновые звезды, обработанные в статье [18]. С помощью написанных в среде MATLAB программ удалось аппроксимирующие имеющиеся данные методом наименьших квадратов с «весами» (метод «хи-квадрат»). При этом разность результатов измерений и их теоретических значений нормировалась на стандартное отклонение  $\sigma_i$ , с целью учесть вклад каждого отдельного измерения в процесс «фитирования». Через точки наилучшим образом проводилась следующая теоретическая кривая:

$$\mu = 5 \lg(d_1) - 5$$

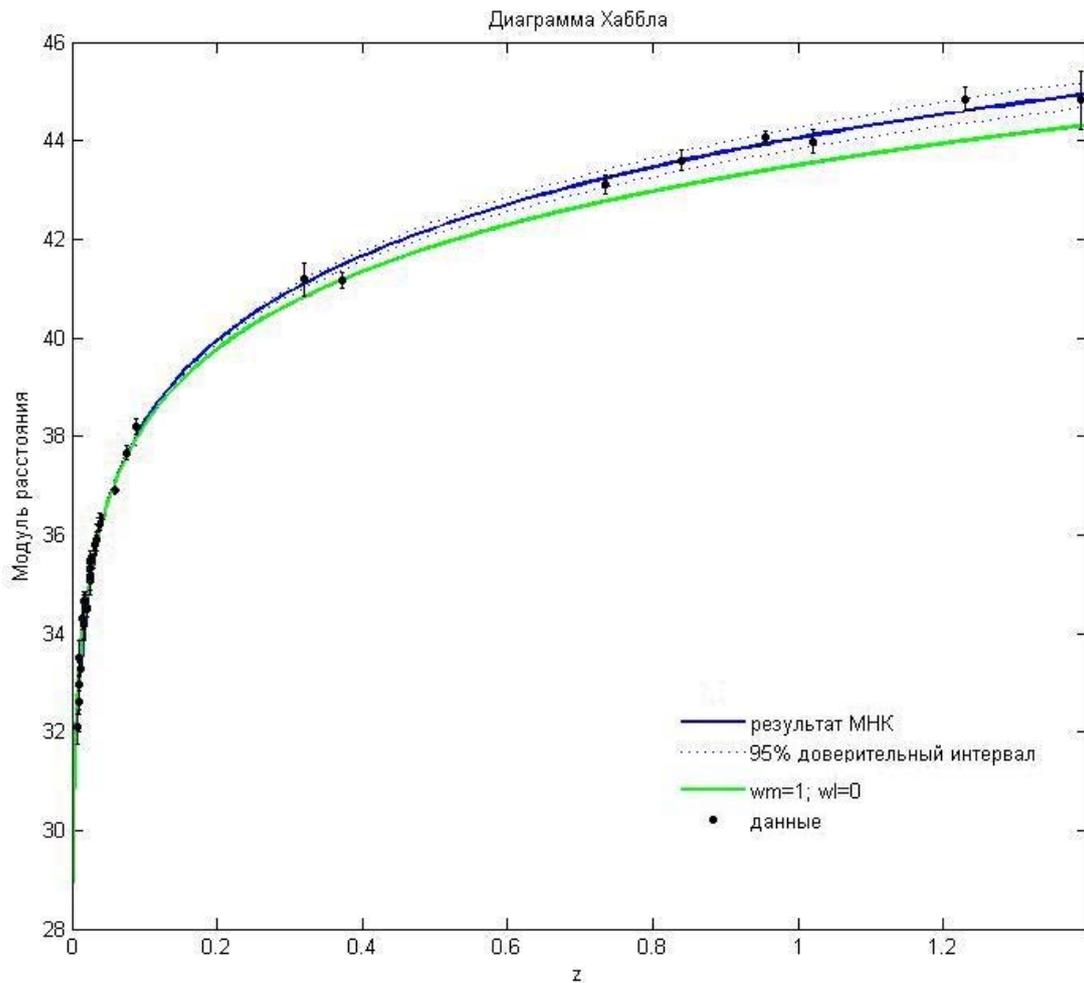
$$d_1(z) = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (18)$$

$\mu$  - модуль расстояния с учетом  $s$ -фактора,  $K$ -поправки и поглощения;  $d_1$  – фотометрическое расстояние;  $c$ ,  $H_0$  – скорость света и постоянная Хаббла. При расчетах  $H_0$  берется равным 70 км/с/Мпк. Так как в предполагаемой модели  $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ , то единственным неизвестным параметром при проведении процедуры аппроксимации выступает  $\Omega_\Lambda$ . Подбирая значение темной энергии так, чтобы сумма квадратов отклонений наблюдательных точек от теоретической кривой (18) была минимальна, для  $\Omega_\Lambda$  получаем:  $\Omega_\Lambda = 0.754 \pm 0.050$ .



**Рис.8.** Диаграмма Хаббла для сверхновых типа Ia, построенная по точкам из статьи [18]. Синяя кривая – кривая наилучшим образом приближающая наблюдательные данные. Зеленая кривая – кривая, соответствующая Вселенной без темной энергии.

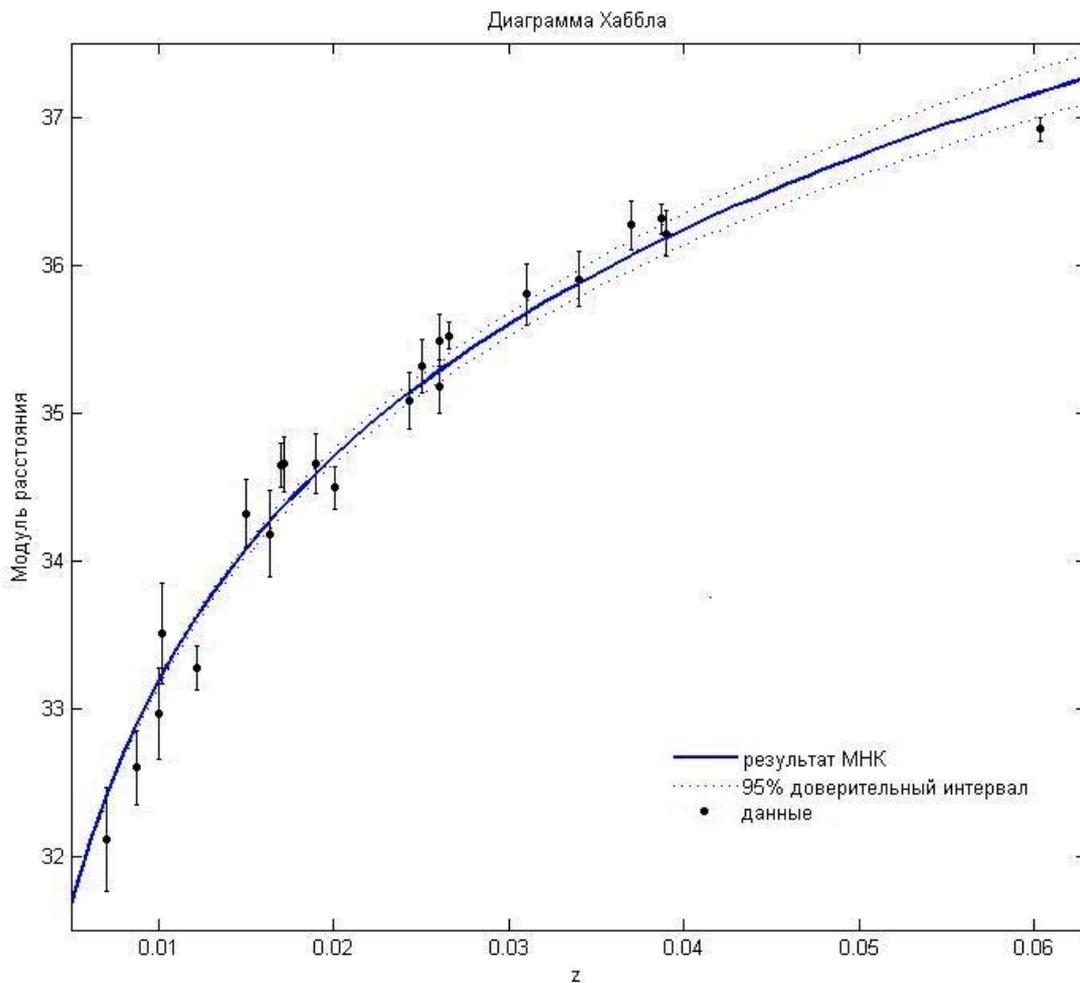
Основным результатом являются графики на рисунке (9). Здесь на диаграмму Хаббла были поставлены только те сверхновые, которые взорвались далеко от центра родительской галактики или в E галактиках. Для построения диаграммы использовались данные из таблицы 1. Для наглядности на этот же график была нанесена кривая для  $\Omega_\Lambda = 0$ . Видно, что даже для тех сверхновых, которые взорвались в областях, где поглощение (в том числе и серое) минимально, наклон диаграммы Хаббла показывает наличие темной энергии, ускоренное расширение Вселенной! По этим данным Вселенная расширяется с параметром  $\Omega_\Lambda = 0.661 \pm 0.180$



**Рис.9.** Диаграмма Хаббла для сверхновых типа Ia, построенная по точкам из таблицы 1. Синяя кривая – кривая наилучшим образом приближающая наблюдательные данные. Зеленая кривая – кривая, соответствующая Вселенной без темной энергии.

Далее аналогичным образом были рассмотрены сверхновые из таблицы 1, но до  $z < 0.06$  (см. рис.10). Естественно, что на таких малых красных смещениях по наблюдениям сверхновых темную энергию не обнаружить и не уточнить ее значение. В данном случае

ставится цель ответить на вопрос: «Отличается ли рассматриваемый класс сверхновых Ia от всех остальных сверхновых Ia?» Рассматриваемые сверхновые взорвались на большом расстоянии от центра галактики или в эллиптических галактиках. В обоих случаях механизм взрыва один и тот же: слияние двух белых карликов. Что касается сверхновых в эллиптических галактиках, то этот вопрос был рассмотрен в первой части работы. А далеко от центра спиральных галактик – все звезды уже давно проэволюционировали, и аккреционный механизм не может осуществляться, следовательно, к феномену вспышки приводит DD-механизм. Кроме того, химический состав этих сверхновых должен быть примерно одинаков. Таким образом, мы получаем наиболее однородный класс сверхновых.

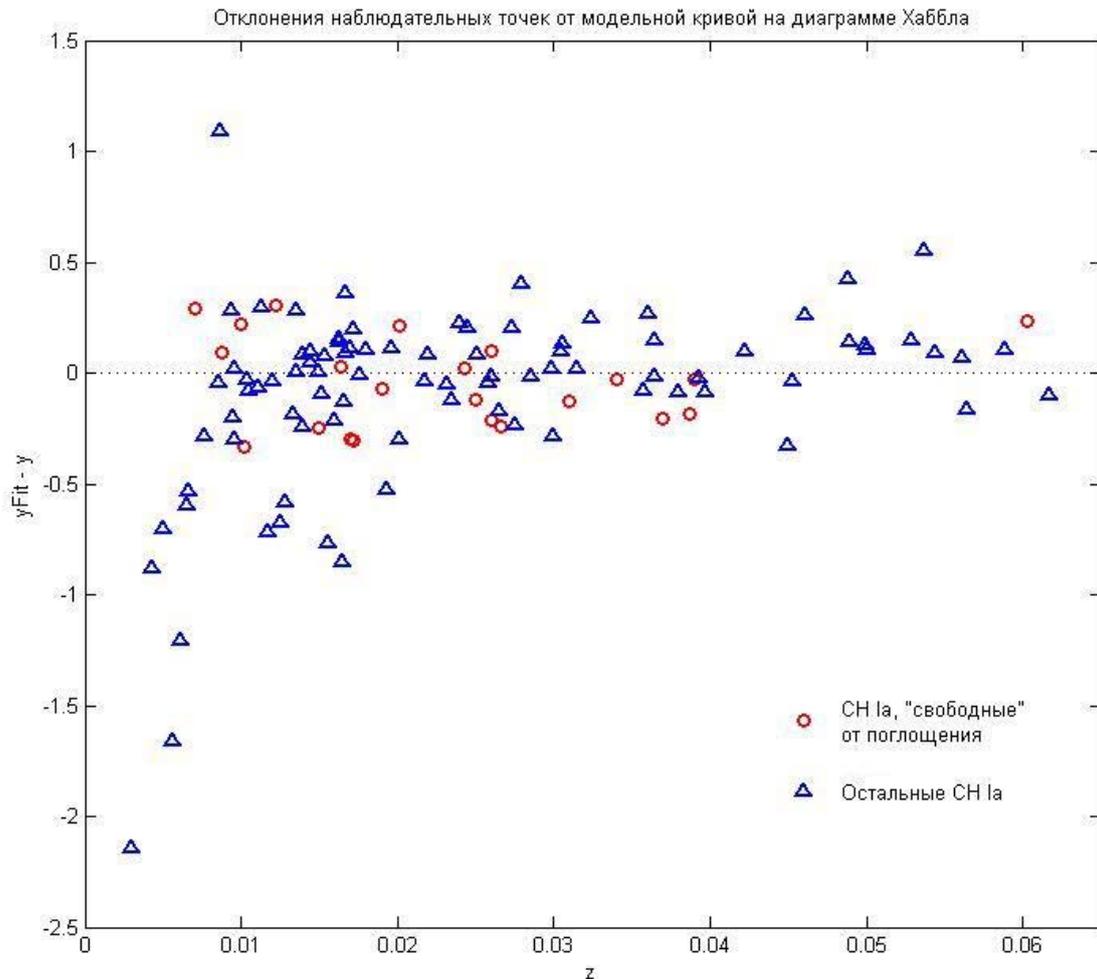


**Рис.10.** Диаграмма Хаббла для сверхновых типа Ia, построенная по точкам из таблицы 1 до  $z=0.06$ .

Рисунок 11 показывает, насколько сильно отклоняются от средней кривой сверхновые из общего списка сверхновых и сверхновые «без поглощения» на  $z=0.06$ . Для количественной оценки дисперсии используется выражение:

$$\text{MSE} = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - y)^2}{n - m} \quad (19)$$

$n$  – число сверхновых выборки,  $m$  – количество параметров, используемых при проведении процедуры аппроксимации ( $\Omega_\Lambda$ ),  $y_i$  – наблюдательные точки на диаграмме Хаббла,  $y$  – теоретическая кривая, аппроксимирующая эти точки.



**Рис.11.** Отклонения наблюдательных точек от модельной кривой на диаграмме Хаббла.

Получившиеся отклонения: для сверхновых «без поглощения»:  $\text{MSE}=0.04$ , для всех остальных сверхновых:  $\text{MSE}=0.20$ .

Эти данные подтверждают идею о том, что сверхновые Ia, «свободные» от поглощения серой пылью, являются более однородным классом сверхновых. Исходя из полученных отклонений, можно сделать следующий вывод: чтобы получить значение темной энергии с заданной точностью сверхновых «без поглощения» потребуется в 5 раз меньше, чем «обычных» сверхновых.

## 4. Заключение

Сверхновые звезды типа Ia играют огромную роль в разных областях астрофизики. Их изучение очень важно для задач космологии, ведь эти объекты оказались прекрасными индикаторами расстояний во Вселенной ввиду их больших светимостей и удивительной схожести кривых блеска. Они также пролили свет на понимание химической эволюции галактик, объяснив наличие тяжелых элементов в межзвездном пространстве. Тем не менее, остаются вопросы, связанные с пониманием физики механизма взрыва и природы тех процессов, которые приводят к феномену сверхновых.

В работе были рассмотрены два основных механизма вспышки сверхновых Ia (SD и DD механизмы). В 1997 году с помощью машины сценариев [13] была промоделирована эволюция скорости взрывов сверхновых Ia в галактике с массой  $10^{11}M_{\odot}$  после мгновенного звездообразования. Оказалось, что последние наблюдательные данные по частоте сверхновых типа Ia находятся в прекрасном согласии со старыми результатами популяционного синтеза двойных звезд и подтверждают, что подавляющая часть сверхновых типа Ia (~99%) в эллиптических галактиках являются результатом слияния белых карликов с общей массой больше Чандрасекаровского предела (см. рис. 7). Кроме того, отсутствие мощной рентгеновской светимости эллиптических галактик в мягком диапазоне не противоречит этим предсказаниям.

Наблюдаемое уменьшение скорости взрывов сверхновых Ia описывается законом  $t^{-\alpha}$ , где  $\alpha=1$ . На самом деле, этот же результат можно получить теоретически, важно только, чтобы время слияния определялось начальным распределением по полуосям. Изменение скорости вспышек сверхновых Ia DD- механизмом не зависит от закона сближения.

Что касается «стандартности» сверхновых Ia, то здесь с каждым годом возникает все больше и больше вопросов. Было найдено, что существует несколько механизмов взрыва сверхновых Ia. В зависимости от реализующегося механизма блеск сверхновых может меняться. Кроме того, чем дальше мы заглядываем вглубь Вселенной, тем более раннее в химическом смысле население звезд мы видим. Это связано с постепенной химической эволюцией Вселенной, возникающей при термоядерном горении первичных водорода и гелия в более тяжелые элементы в звездах. Вполне возможно, что взрыв сверхновой типа Ia может зависеть от химического состава предшествующей звезды.

К тому же недавнее открытие экстремально ярких сверхновых Ia [31] заставляет задуматься о стандартности их блеска. Наличие таких объектов вполне предсказуемо в рамках модели

сливающихся белых карликов, сумма масс которых не постоянна и медленно меняется с Хаббловским временем Вселенной. Дело в том, что на ранних стадиях эволюции Вселенной происходили слияния в среднем более массивных белых карликов, чем сейчас. Согласно расчетам Александра Васильевича Тутукова, средняя энергия сверхновых Ia должна возрастать с  $z > 2$  и существенно увеличиваться на  $z > 8$ . Но очень далекие сверхновые еще не открыты в достаточном количестве, чтобы стало возможным делать выводы о влиянии суммарной массы звезд-прародителей на абсолютную звездную величину сверхновых. А для открываемых в большом количестве близких сверхновых до  $z=1$  этот эффект несущественен.

В работе был рассмотрен вопрос о нарушении стандартности блеска, связанный с поглощением излучения серой пылью в родительских галактиках. Согласно гипотезе о сером поглощении, ускоренное потемнение сверхновых обусловлено в первую очередь поглощением излучения серой пылью, влияние которой пока не учитывается стандартными процедурами по учету поглощения [51]. Кроме того, в прошлом количество серой пыли было больше. Для исследования этого эффекта были рассмотрены сверхновые, взорвавшиеся далеко от центра родительской галактики, где мало газа и пыли, в том числе и «серой». Полученный результат показывает ускоренное расширение Вселенной и наличие темной энергии на уровне  $\Omega_\Lambda = 0.661 \pm 0.180$ . Разница между кривой, соответствующей Вселенной без темной энергии, и кривой, аппроксимирующей сверхновые «без поглощения», на диаграмме Хаббла составляет  $\sim 1$  звездную величину. Это значение увеличится, если учесть, что в прошлом сверхновые были ярче из-за большей массы сливающихся белых карликов.

Кроме того, есть основания полагать, что рассмотренный класс сверхновых более однороден. Эти звезды взорвались в эллиптических галактиках или далеко от центра родительских галактик, следовательно, предшествующие сверхновым звезды имели схожий химический состав. Механизм взрыва сверхновых «без поглощения» – слияние двух белых карликов. Сравнивая относительный разброс точек на диаграмме Хаббла для исследуемого класса сверхновых и для всех остальных сверхновых Ia, получаем, что сверхновые, «свободные» от поглощения, показывают более гладкое поведение на диаграмме Хаббла.

Уже проделывались работы по разделению сверхновых по типам галактик, а также по расстоянию от центра родительской галактики, например [20, 42, 43]. Было обнаружено, что разность между наблюдательными точками на диаграмме Хаббла и соответствующими им значениями на кривой, проводимой через эти точки наилучшим образом, зависит от типа родительской галактики. Разброс минимален для сверхновых, взорвавшихся в галактиках ранних типов, и максимален для сверхновых, взорвавшихся в галактиках поздних типов и в неправильных галактиках. Сверхновые Ia в галактиках поздних типов в среднем слабее

сверхновых в E/S0 галактиках. Разница в абсолютных звездных величинах для этих сверхновых составляет  $0.14 \pm 0.09^m$  [42]. В спиральных галактиках сверхновые оказались краснее.

С помощью зависимости параметров кривых блеска от абсолютной звездной величины сверхновых, обнаруженной еще Ю.П. Псковским, строятся алгоритмы оптимизации кривых блеска. Но на данный момент указанная зависимость исследована не полностью, и значения входящих в нее параметров меняются от работы к работе. С ростом объема данных процедура обработки кривых блеска усложняется. Если раньше основным параметром, описывающим кривую блеска, был ее наклон, то теперь стали учитывать еще изменение показателя цвета сверхновых. В связи с этим остается надеяться, что все многообразие факторов, влияющих на блеск сверхновых Ia, в конечном итоге, удастся корректно учесть и тем самым сохранить право называться «стандартными свечами» за этими уникальными объектами природы.

## 5. Список литературы

A&A – Astronomy and Astrophysics

AJ – The Astronomical Journal

ApJ – The Astrophysical Journal

ApJS - The Astrophysical Journal Supplement Series

Ap&SS – Astrophysics and Space Science

ARA&A – Annual Review of Astronomy and Astrophysics

ARep – Astronomy Reports

JPhCS – Journal of Physics: Conference Series

MNRAS – Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

PASJ - Publications of the Astronomical Society of Japan

PASP – Publications of the Astronomical Society of the Pacific

SvA – Soviet Astronomy

1. Astier, P., et al. 2006, A&A, **447**, 31
2. Abt, H. A. 1983, ARA&A, **21**, 343
3. Bessell, M.S. 1990, PASP, **102**, 1181
4. Branch, D., et al. 2005, PASP, **117**, 545
5. Gilfanov, M., & Borgan, A. 2010, Nature, **463**, 924
6. Guy, J., et al. 2005, A&A, **443**, 781
7. Hamuy, M., et al. 1996, ApJ, **112**, 2408
8. Hicken, M., et al. 2009, ApJ, **700**, 1097
9. Hsiao, E.Y., et al. 2007, ApJ, **663**, 1187
10. Iben, I. Jr., & Tutukov, A.V. 1984, ApJS, **54**, 335
11. Jha, S., et al. 2006, AJ, **131**, 527
12. Jha, S., Riess, A.G., & Kirshner, R.P. 2007, ApJ, **659**, 122
13. Jorgensen, H. E., Lipunov, V. M., Panchenko, I. E., Postnov, K. A., & Prokhorov, M. E. 1997, ApJ, **486**, 110

14. Kessler, R., et al. 2009, *ApJS*, **185**, 32
15. Khan, R., et al. 2010, arXiv: 1008.4126v3
16. Kim, A., Goobar, A., & Perlmutter, S. 1996, *PASP*, **108**, 190
17. Knop, R.A., et al. 2003, *ApJ*, **598**, 102
18. Kowalski, M., et al. 2008, *ApJ*, **686**, 749
19. Krisciunas, K., et. al. 2001, *AJ*, **122**, 1616
20. Lampeitl, H., et al. 2010, *ApJ*, **722**, 566
21. Landau, L. D., & Lifshitz, E. M. 1975, *The Classical Theory of Fields* (4<sup>th</sup> ed.; Elsevier, Oxford)
22. Leibundgut, B., et al. 1991, *A&AS*, **89**, 537
23. Lipunov, V.M., Panchenko, I.E., & Pruzhinskaya, M.V. 2011, *New Astronomy*, **16**, 250
24. Lipunov, V. M., Postnov, K. A., & Prokhorov, M. E. 1996, *Astrophysics and Space Physics Reviews*, Vol. 17, ed. R.A. Sunyaev (Harwood Acad. Publ.)
25. Lipunov, V. M., Postnov, K. A., Prokhorov, M. E., & Bogomazov, A. I. 2009, *ARep*, **53**, 915
26. Livio, M. 2000, ed. J.C. Niemeyer, & J.W. Truran (Cambridge, Cambridge University Press), **33**
27. Mannucci, F., et al. 2005, *A&A*, **433**, 807
28. Miknaitis, G., et al. 2007, *ApJ*, **666**, 674
29. Nugent, P., Kim, A., & Perlmutter, S. 2002, *PASP*, **114**, 803
30. Nugent, P., Thomas, R., & Aldering, G. 2008, *JPhCS*, **125**, 012011
31. Nugent, P., et al., 2010, ATel#2917
32. Oke, J.B., & Sandage, A. 1968, *ApJ*, **154**, 210
33. Perlmutter, S., et al. 1999, *ApJ*, **517**, 565
34. Phillips, M.M., 1993, *ApJ*, **413**, 105
35. Popova, E.I., Tutukov, A.V., & Yungelson, L.R. 1982, *Ap&SS*, **88**, 55
36. Pskovskii, Yu.P. 1977, *SvA*, **21**, 675
37. Pskovskii, Yu.P. 1984, *SvA*, **28**, 658
38. Riess, A.G., Press, W.H., & Kirshner, R.P. 1996, *ApJ*, **473**, 88
39. Riess, A.G., et al. 1998, *AJ*, **116**, 1009
40. Riess, A.G., et al. 2004, *ApJ*, **607**, 665
41. Riess, A.G., et al. 2007, *ApJ*, **659**, 98
42. Sullivan, M., et al. 2003, *MNRAS*, **340**, 1057
43. Sullivan, M., et al. 2010, *MNRAS*, **406**, 782
44. Totani, T., Morokuma, T., Oda, T., et al. 2008, *PASJ*, **60**, 1327
45. Tripp, R. 1998, *A&A*, **331**, 815
46. Tsvetkov, D. Yu., et al. 2010, *Peremennye Zvezdy*, **30**, 3

47. Wang, B., Liu, Z., Han, Y., Lei, Z., Luo, Y. & Han, Z. 2010, ScChG (Sci. China Ser. G), **53**, 586
48. Webbink, R. 1984, ApJ, **277**, 355
49. Whelan, J., & Iben, I.Jr. 1973, ApJ, **186**, 1007
50. Yungelson, L.R. 2010, arXiv: 1006.4451v1
51. Богомазов, А.И., Тутуков, А.В. Сверхновые типа Ia – нестандартные свечи во Вселенной, в печати.
52. Засов, А.В., Постнов, К.А. Общая астрофизика. – Фрязино, 2006, - 496 с.
53. Псковский, Ю.П. Новые и сверхновые звезды. – М., 1985.
54. Шкловский, И.С. Сверхновые звезды. – М.: Наука, 1966, - 400 с.; ил.
55. Утробин, В.П. Сверхновые звезды. «Физика Космоса», 1986
56. Цветков, Д.Ю. Сверхновые звезды – современный обзор сверхновых звезд.
57. Чернин, А.Д. 2008, УФН, **178**, 267

e1. Asiago Supernova Catalogue

[http://graspa.oapd.inaf.it/index2.php?option=com\\_jumi&fileid=3&Itemid=81](http://graspa.oapd.inaf.it/index2.php?option=com_jumi&fileid=3&Itemid=81)

e2. HyperLeda <http://leda.univ-lyon1.fr/>

e3. SAI Supernova catalog <http://www.sai.msu.su/sn/sncat/>

e4. SIMBAD <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

e5. SN List <http://www.supernovae.net/>

## 6. Дополнительные материалы

### 6.1. Приложение 1

Название сверхновой	Экваториаль- ные координаты ( $\alpha$ , $\delta$ )	$z$	$\mu$	PGC, тип галакти- ки	D25, $R_c$ (кпк)	Первооткры- ватель, обзор***	Критерий отбора
<b>1992bo</b>	01 21 58.44 -34 12 43.5	0.0172	34.65 (0.19)	4972 S0	1.10 25.7	Antezana CT	D25
<b>2000bk</b>	12 33 53.94 -07 22 42.9	0.0266	35.52 (0.09)	41748 E-S0	1.16 32.9	Armstrong	D25
<b>2003fa*</b>	17 44 07.72 +40 52 51.6	0.039	36.212 (0.157)	60771 S?	1.43 39.2	Weisz, Li LOTOSS	D25
<b>2005ms*</b>	08 49 14.34 +36 07 47.9	0.026	35.489 (0.176)	24788 SBab	0.95 23.1	Puckett, Kroes	D25
<b>2008bf*</b>	12 04 02.90 20 14 42.6	0.026	35.177 (0.178)	38146 E	0.85 27.3	Parisky, Li, Filippenko LOSS	E галактика
<b>2001ie*</b>	10 16 50.70 +60 16 44.5	0.031	35.798 (0.203)	030027 E	0.49 17.0	Bincoletto	E галактика
<b>2002dj*</b>	13 13 00.34 -19 31 08.7	0.010	32.960 (0.308)	45908 E	0.05 2.0	Hutchings, Li LOTOSS	E галактика
<b>2002do*</b>	19 56 12.88 +40 26 10.8	0.015	34.315 (0.230)	63832 E	0.22 2.6	Li LOTOSS	E галактика
<b>2002he*</b>	08 19 58.83 +62 49 13.2	0.025	35.311 (0.181)	23371 E	0.44 21.0	Graham, Li LOTOSS	E галактика
<b>2006nz*</b>	00 56 29.21 -01 13 36.1	0.037	36.267 (0.162)	73507 E	0.20 3.0	Bassett SDSS-II	E галактика
<b>2007ci*</b>	11 45 45.85 +19 46 13.9	0.019	34.656 (0.202)	36670 E	0.17 4.9	Puckett, Crowley	E галактика
<b>2008af*</b>	14 59 28.50 +16 39 12.3	0.034	35.903 (0.187)	53552 E	0.33 22.1	Boles	E галактика
<b>1992au</b>	00 10 40.48	0.0603	36.92 (0.08)	471591 E1	0.86	Antezana	E галактика

	-49 56 45.3				25.2	CT	
<b>1997cn</b>	14 09 57.76 +17 32 32.3	0.0170	34.64 (0.15)	050558 E	0.12 4.4	BAOSS	E галактика
<b>1998bp</b>	17 54 50.74 +18 19 50.5	0.0102	33.51 (0.34)	061091 E	0.15 3.1	Armstrong	E галактика
<b>1999gh</b>	09 44 19.75 -21 16 25.0	0.0088	32.60 (0.25)	027885 E	0.18 9.9	Takamizawa	E галактика
<b>2000B</b>	07 05 40.73 +50 35 10.5	0.0201	34.49 (0.14)	020136 E	0.23 9.1	Antonini, Colas, Frappa	E галактика
<b>2000dk</b>	01 07 23.52 +32 24 23.2	0.0164	34.18 (0.29)	003981 E	0.65 3.3	LOSS	E галактика
<b>1994m</b>	12 31 08.61 +00 36 19.6	0.0243	35.08 (0.19)	041409 E	0.30 14.7	Wild ZO	E галактика
<b>1996x</b>	13 18 01.13 -26 50 45.3	0.0070	32.11 (0.35)	046330 E	0.27 8.9	Evans, Takamizawa	E галактика
<b>1992br</b>	01 45 44.83 -56 05 57.9	0.0876	38.19 (0.16)	E0	-	Wischnjewsky CT	E галактика
<b>1994am</b>	02 40 02.06 -01 37 14.9	0.3720	41.16 (0.15)	E	-	SCP	E галактика
<b>1997ac</b>	08 24 05.21 +04 11 22.6	0.3200	41.19 (0.34)	E	-	SCP	E галактика
<b>1990Y</b>	03 37 22.59 -33 02 34.7	0.0387	36.31 (0.10)	E	-	Wischnjewsky et al. CT	E галактика
<b>1992ae</b>	21 28 17.94 -61 33 01.4	0.0746	37.67 (0.15)	E1:	-	Antezana CT	E галактика
<b>2009nr**</b>	13 10 58.95 +11 29 29.3	0.0122	33.27 (0.15)	45750 Sc	0.71 -	Balanutsa MASTER	Находится в межгалактич еском пространств е
<b>2008gy</b>	03 10 00.96 +19 13 23.1	0.029	35.74 (0.17)	1584648	- 12.2	Balanutsa MASTER	Находится в межгалактич еском пространств е

<b>HST04 Sas</b>	12 36 54.125 +62 08 22.21	1.39	44.83 (0.59)	-	-	Sasquatch HST	Визуально
<b>HST05 Spo</b>	12 37 06.53 +62 15 11.70	0.8390	43.60 (0.21)	-	-	Spock HST	Визуально
<b>HST05 Fer</b>	12 36 25.10 +62 15 23.84	1.0200	43.98 (0.24)	-	-	Ferguson HST	Визуально
<b>HST05 Lan</b>	12 36 56.72 +62 12 53.33	1.2300	44.85 (0.24)	-	-	Lancaster HST	Визуально
<b>2003es</b>	12 36 55.39 +62 13 11.9	0.9540	44.06 (0.15)	-	-	HST	Визуально
<b>2002kd</b>	03 32 22.34 -27 44 26.9	0.7350	43.11 (0.18)	-	-	HST	Визуально

**Таблица 1.** Список сверхновых звезд типа Ia, вошедших в итоговую выборку.

\* Обозначены сверхновые из статьи [8], остальные сверхновые из статьи [18].

\*\* Данные по сверхновой взяты из статьи [15]

\*\*\* BAOSS – Berkeley Automatic SN search

CT – Calan/Tololo SN survey

HST – Hubble Space Telescope

LOSS – Lick Observatory Supernova Search

LOTOSS – The collaboration of the Lick Observatory Supernova Search and the Tenagra Observatory

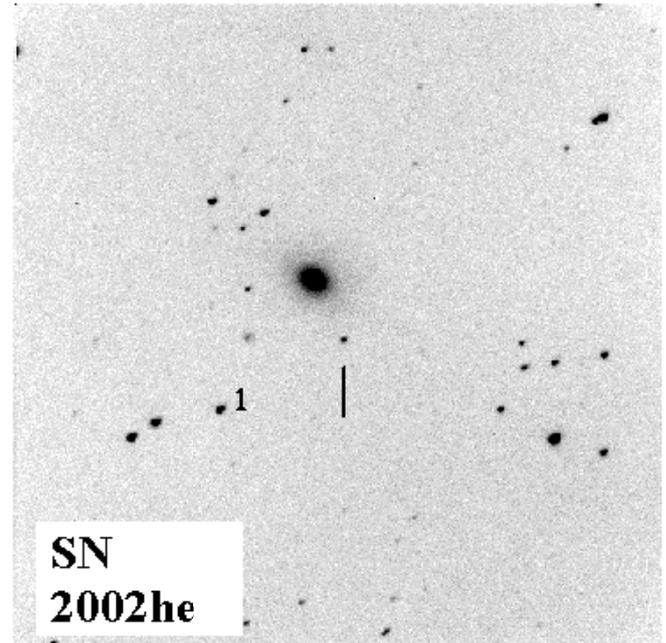
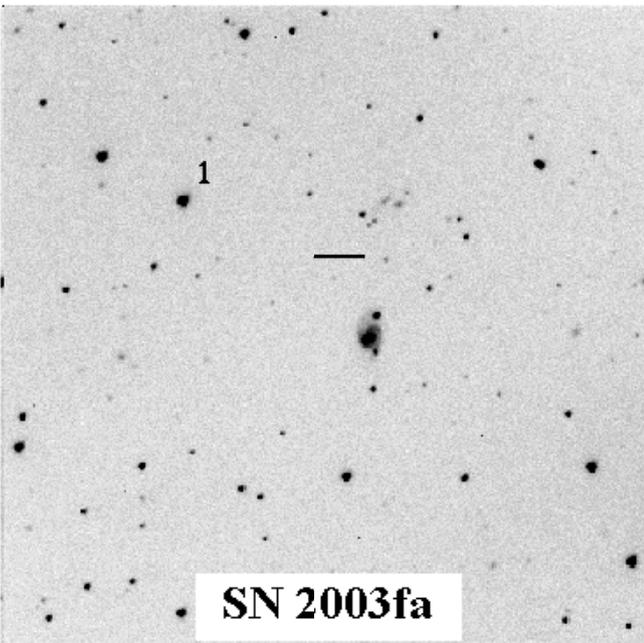
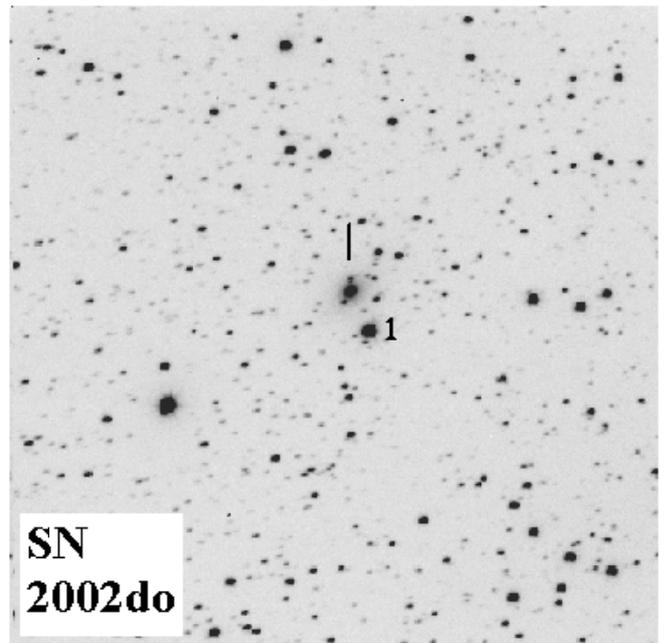
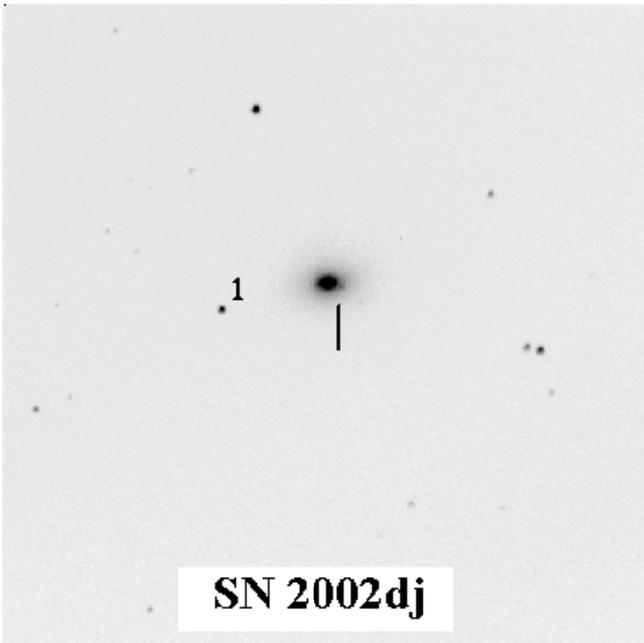
Supernova Search

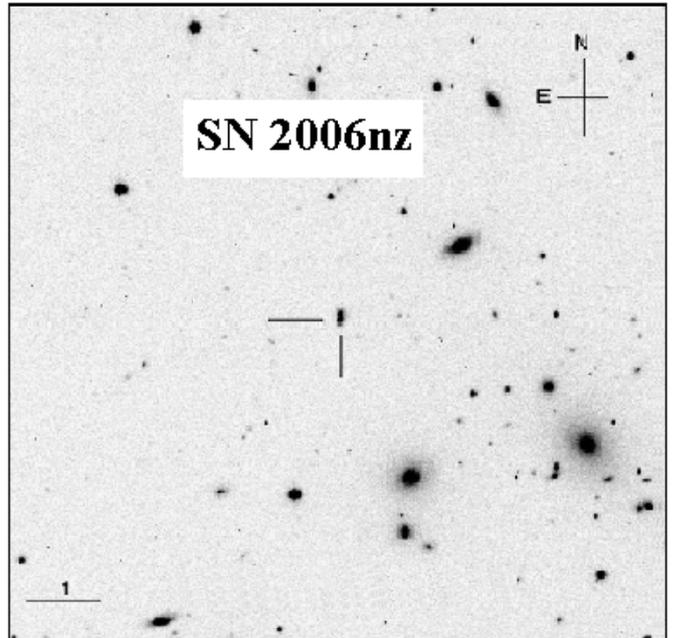
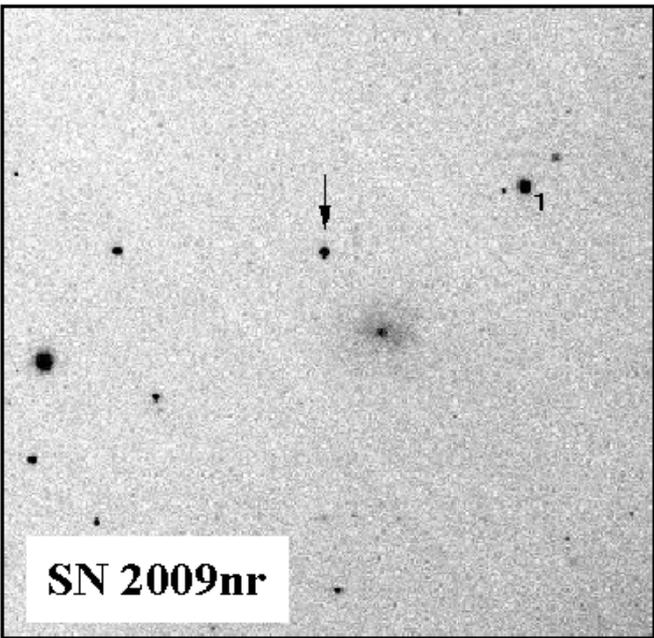
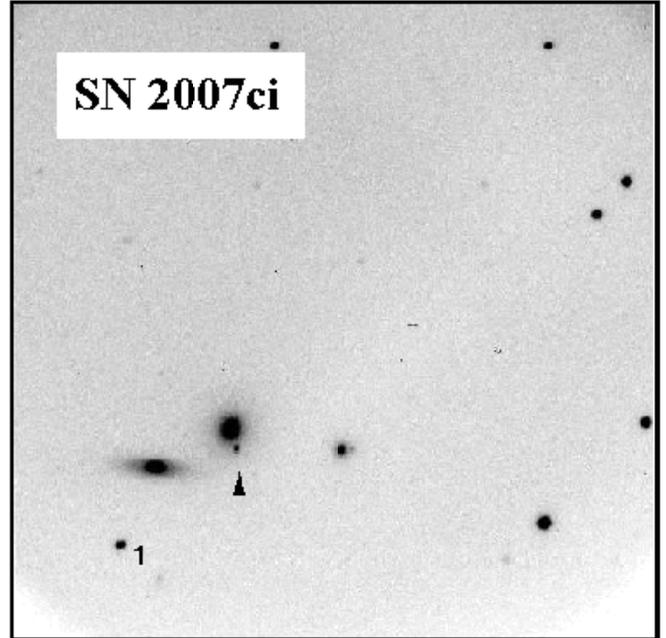
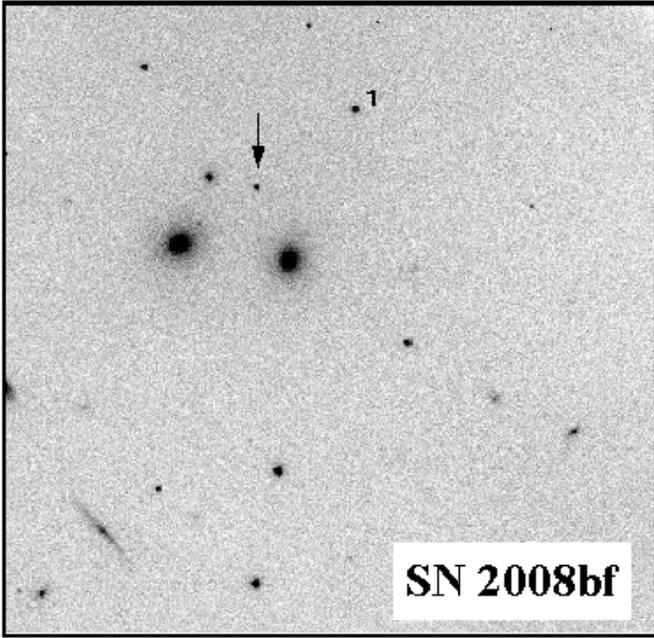
MASTER – The Mobile Astronomical System of Telescope-Robots

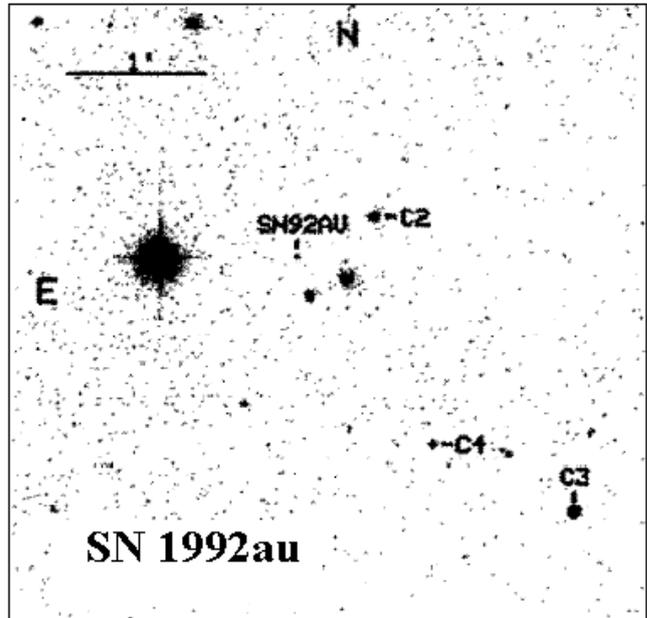
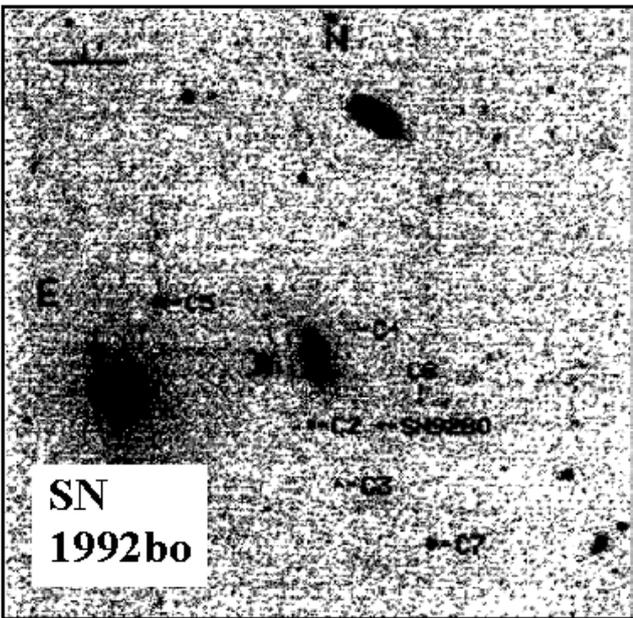
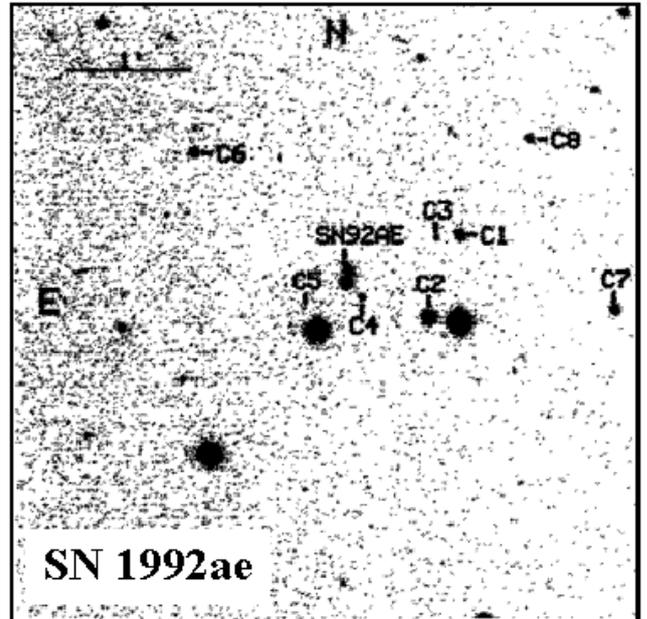
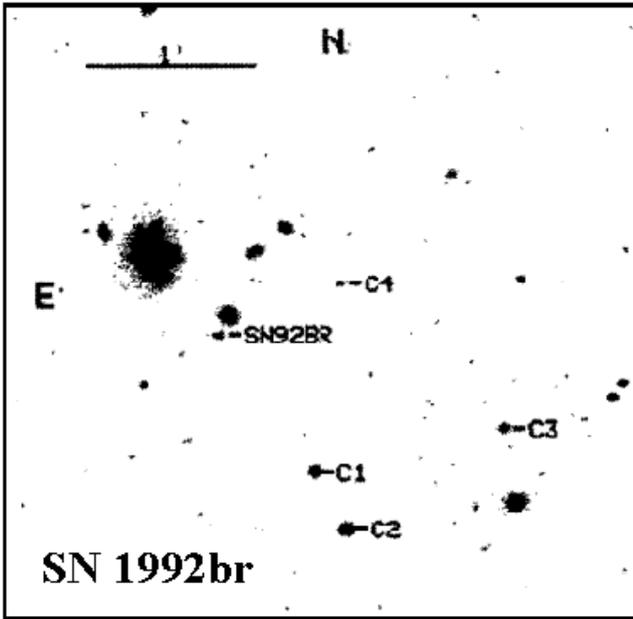
SCP – Supernova Cosmology Project

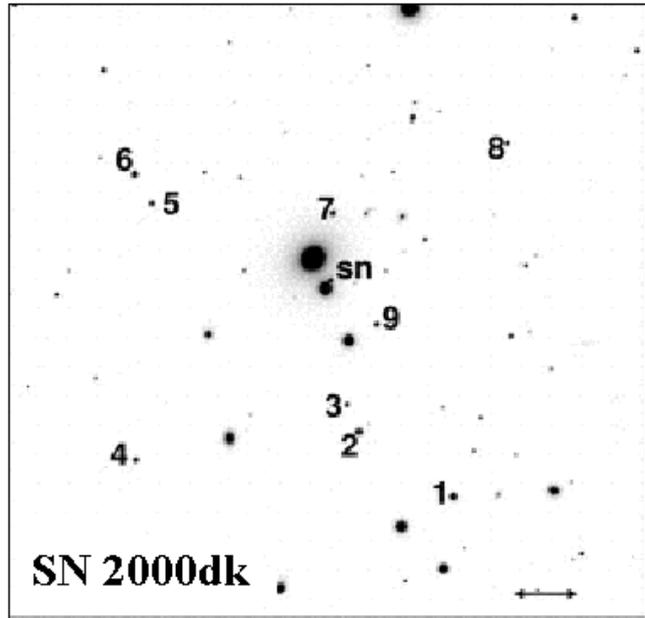
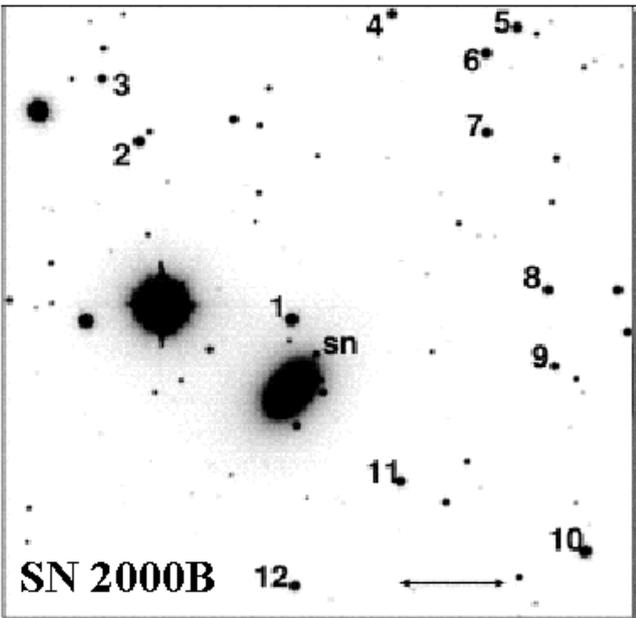
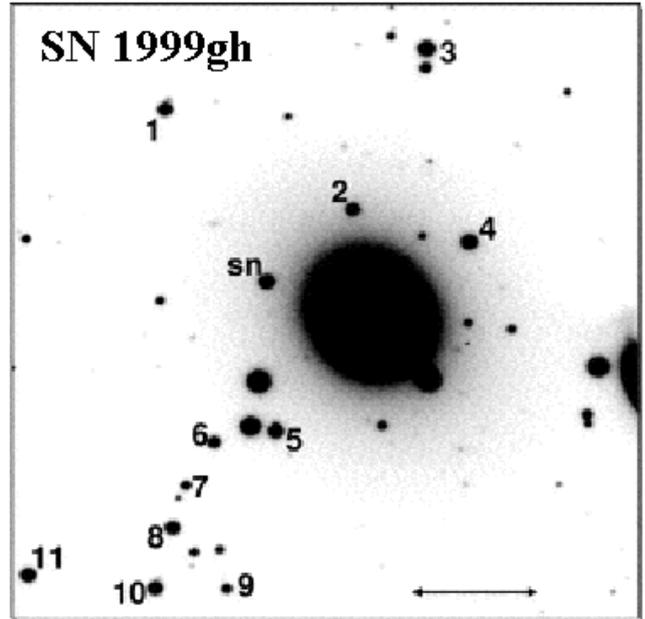
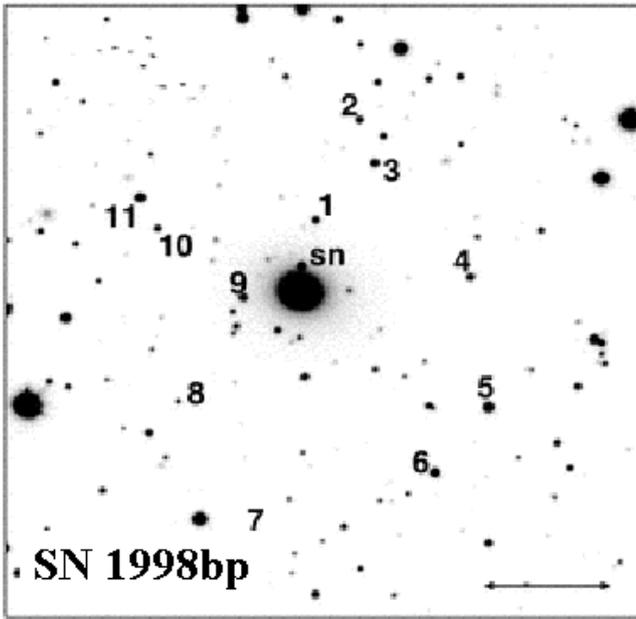
SDSS II – Sloan Digital Sky Survey

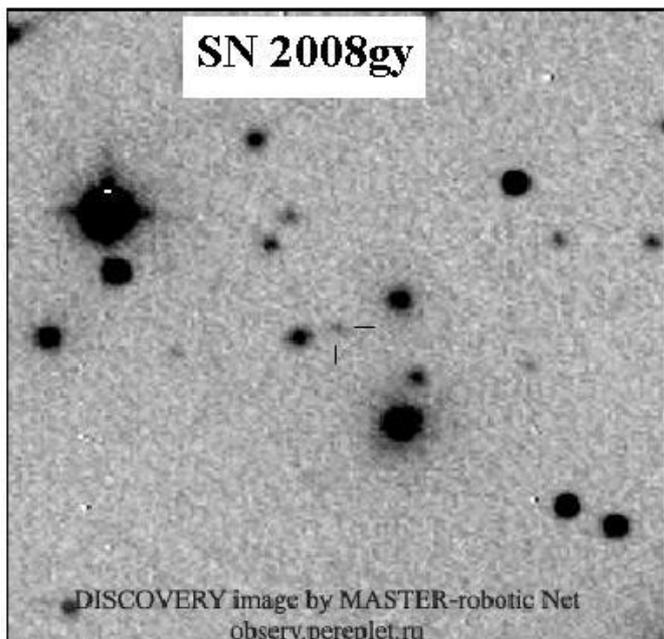
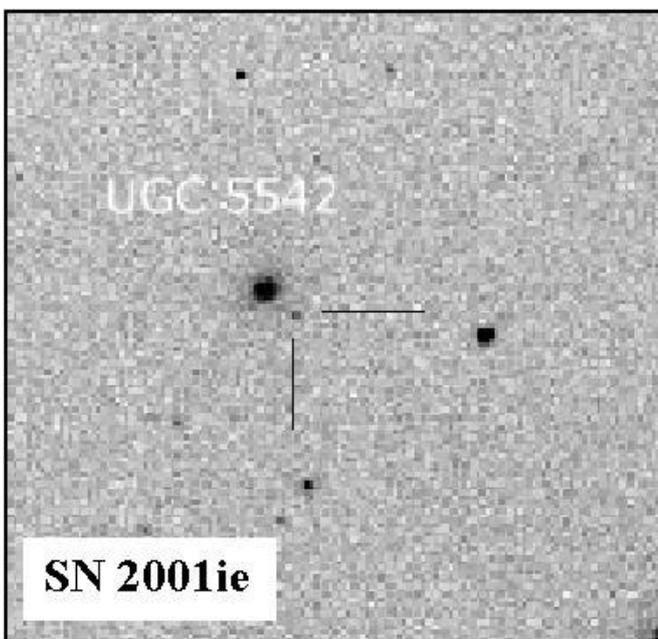
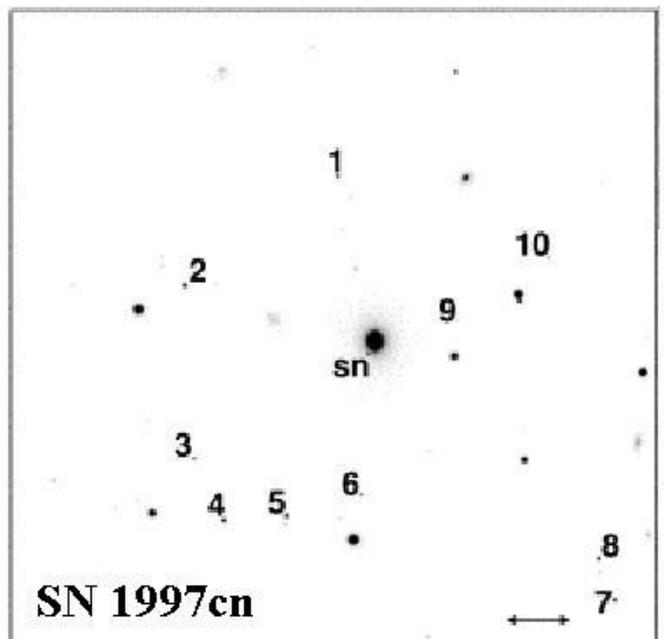
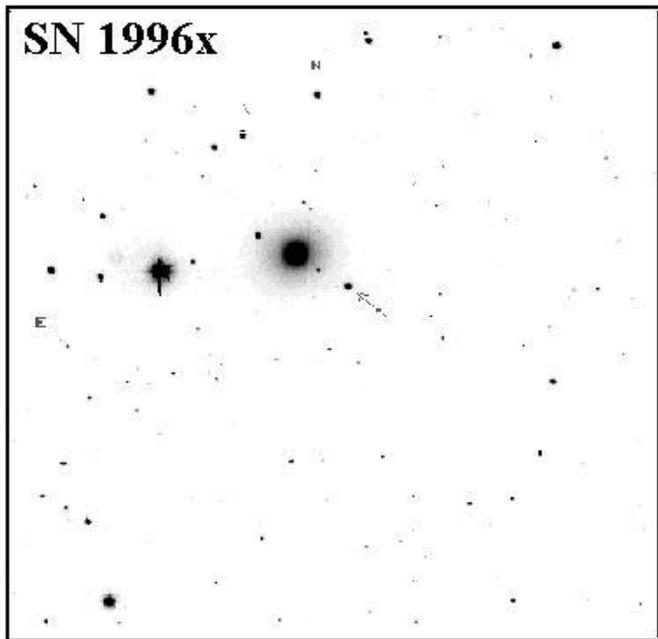
ZO – Zimmerwald Observatory

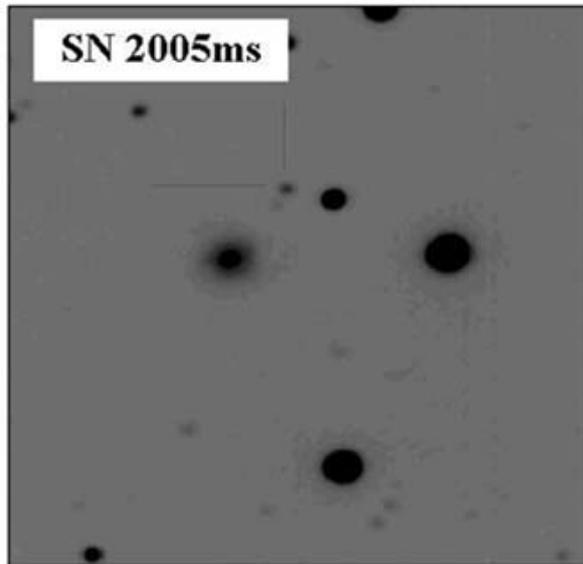
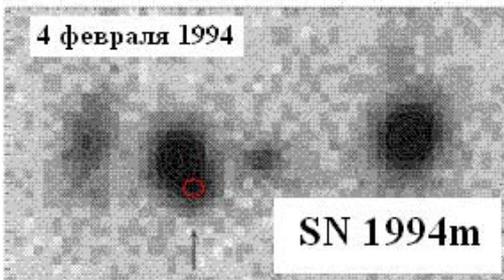
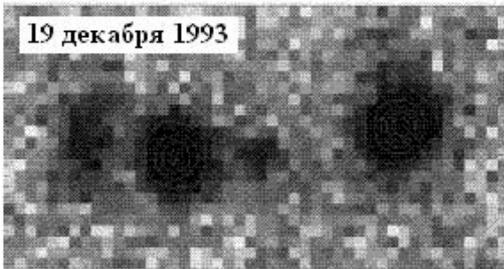
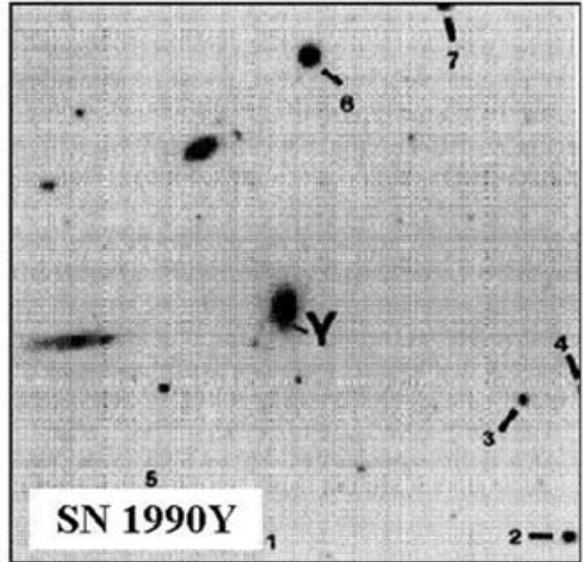
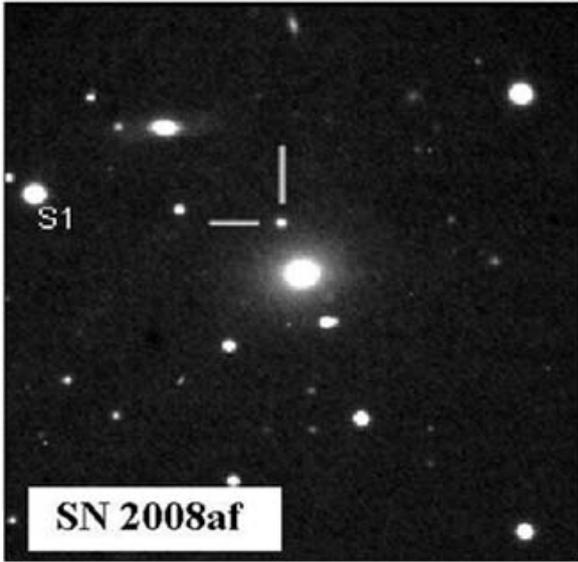




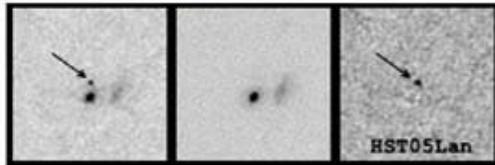




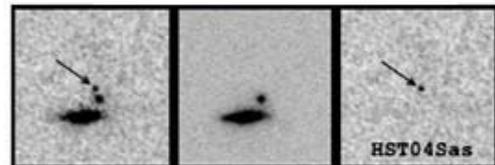




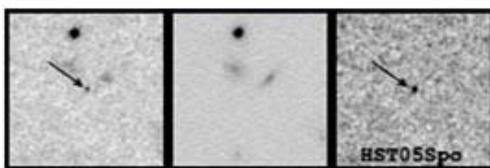
**HST05  
Lancaster**



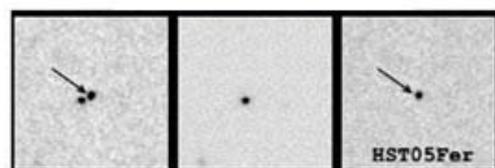
**HST04  
Sasquatch**



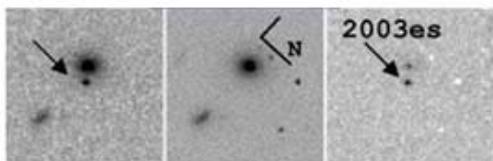
**HST05  
Spock**



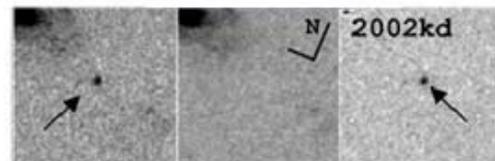
**HST05  
Ferguson**



**SN 2003es**



**SN 2002kd**



Фотографии взяты из работ [7, 12, 17] и из электронной базы данных [e5].