

## НЕПРОЗРАЧНОСТЬ РАЗЛЕТАЮЩЕГОСЯ ВЕЩЕСТВА В РАСЧЕТАХ КРИВЫХ БЛЕСКА СВЕРХНОВЫХ

© 2021 г. М. Ш. Поташов<sup>1,2,3\*</sup>, С. И. Блинников<sup>2,3,4\*\*</sup>, Е. И. Сорокина<sup>2,5</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Аликханова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

<sup>4</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

<sup>5</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.

После доработки 29.12.2020 г.; принята к публикации 29.12.2020 г.

Непрозрачность плазмы в звездах в основном зависит от локального состояния вещества (плотности, температуры и химического состава в интересующей нас точке), но в выбросах сверхновых она зависит также от градиента скорости разлета, поскольку эффект Доплера сдвигает спектральные линии по-разному в разных слоях выброса. В литературе этот эффект известен как “непрозрачность при расширении”, или в английской версии — “expansion opacity”. Существующие подходы к учету этого эффекта в некоторых случаях предсказывают разные результаты в одинаковых условиях. В данной работе мы сравниваем подходы Блинникова (1996) и Френда и Кастора (1983) — Истмана и Пинто (1993) к расчету непрозрачности в выбросах сверхновых и приводим примеры влияния разных приближений на модельные кривые блеска сверхновых.

*Ключевые слова:* сверхновые, непрозрачность, кривые блеска, перенос излучения.

DOI: 10.31857/S0320010821030062

### ВВЕДЕНИЕ

Перенос излучения имеет первостепенное значение в высокотемпературной плазме. Он особенно важен в астрофизике, так как большинство данных о Вселенной получают по излучению. Оптические свойства плазмы определяют взаимодействие вещества с излучением и являются важной частью любой проблемы с переносом излучения. Взаимодействие вещества с излучением характеризуется непрозрачностью (обратной длиной свободного пробега). Сама непрозрачность дает представление об атомной и ионной структуре материалов. В некоторых случаях связанные-связанные переходы в ионах создают густой “лес” спектральных линий, которые вносят значительный вклад в непрозрачность. Расчет такого вклада — непростая задача, и дополнительные физические эффекты (например, неоднородность течения, НЛТР) могут ее усложнить. В движущемся веществе все частоты линий

сдвинуты из-за эффекта Доплера. Свет, излучаемый в системе покоя, взаимодействует с движущейся плазмой с коэффициентом поглощения, вычисленным на сдвинутой частоте  $\Delta\nu$ . Если вещество движется неоднородно (скорость меняется от точки к точке), значения сдвигов  $\Delta\nu$  становятся зависимыми от положения и угла. Таким образом, необходимо суммировать вклад разных линий в разных точках на пути света в плазме.

Под “градиентом скорости” понимается пространственная производная компоненты скорости вдоль общего направления расширения — для радиального течения это

$$\frac{du}{dr} \equiv \frac{\partial v_r}{\partial r}. \quad (1)$$

В этой статье мы будем предполагать, что все формулы выведены на стадии свободного разлета с кинематикой  $v = r/t$ , т.е. градиент скорости равен обратному времени после взрыва. Непрозрачность плазмы может зависеть от градиента скорости, так как эффект Доплера сдвигает спектральные линии по-разному в разных слоях. Для случаев, когда

\* Электронный адрес: Marat.Potashov@gmail.com

\*\* Электронный адрес: Sergei.Blinnikov@itep.ru

имеется много связанно-связанных переходов, т.е. большое количество линий способствует непрозрачности, последняя усиливается, когда плазма расширяется с неоднородным полем скорости. Для проведения расчетов в таких ситуациях было введено приближение “непрозрачности при расширении” — “expansion opacity”, трактовка которого до сих пор остается дискуссионной. Проблема корректного приближения к описанию поглощения и рассеяния излучения в плазме, движущейся с градиентом скорости, рассматривалась в ряде работ. В известной книге Кастора (2004) описаны несколько подходов к вычислению непрозрачности при расширении, в частности, из статей Френда и Кастора (1983), Истмана и Пинто (1983), Блинникова (1996), Барона и др. (1996а), Верзе и др. (2003). Загадочный факт заключается в том, что в некоторых ситуациях ответы для средних пробегов фотонов при использовании разных методов различаются на порядки. В настоящей работе мы проверим различия для непрозрачности при расширении Френда и Кастора (1983), Истмана и Пинто (1983), с одной стороны, и Блинникова (1996) — с другой. Далее мы будем обозначать через индекс Е модели, посчитанные с использованием подхода Френда и Кастора (1983), Истмана и Пинто (1983), поскольку оно основано отчасти на эвристических соображениях. Второй подход, Блинникова, будет обозначен через индекс Н, что соответствует гильбертову разложению, использованному в статье Блинникова (1996).

Будет также рассмотрено влияние разных параметров непрозрачности на предсказываемые кривые блеска сверхновых при прочих равных условиях.

### ПРЕДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ СИЛЬНЫХ И СЛАБЫХ ЛИНИЙ

В этом разделе мы покажем, что выражения для непрозрачности расширения, полученные Блинниковым (1996), сводятся к формулам Френда–Кастора (и Истмана–Пинто) в двух предельных случаях: когда все линии сильные и когда все линии слабые. Примем обозначения:  $\chi$  — непрозрачность (обратный пробег),  $s \equiv ct\chi$  — параметр непрозрачности при расширении “expansion opacity”, где  $t$  — время от момента взрыва сверхновой (уже на гомологической стадии). Запишем выражение Блинникова (1996) в следующем виде

$$\chi_{\text{exp}}^{-1}(\nu) = \chi_{N_\nu}^{-1} \left[ 1 - e^{-s N_\nu^{-1} (1 - \nu/\nu_{N_\nu})} \right] + \quad (2)$$

$$+ \sum_{i=N_\nu}^{N_{\text{max}}} \chi_i^{-1} \left[ 1 - e^{-s_i (\nu/\nu_i - \nu/\nu_{i+1})} \right] \times$$

$$\times \exp \left\{ - \sum_{j=N_\nu}^i \left[ s_{j-1} \left( \frac{\nu}{\nu_{j-1}} - \frac{\nu}{\nu_j} \right) + \tau_j \frac{\nu}{\nu_j} \right] \right\}.$$

Здесь  $N_\nu$  — номер первой линии из заданного списка, которая может повлиять на наблюдателя благодаря красному смещению при расширении, а  $\chi_i$  — средняя непрозрачность в континууме (или в квазиконтинууме) между соседними линиями  $\nu_i$  и  $\nu_{i+1}$ . Континуум может образовываться за счет свободно-связанных, свободно-свободных переходов, электронного рассеяния и накладывающегося на него квазиконтинуума, образованного “лесом” линий за счет различных механизмов уширения в системе покоя. Значения параметра  $s_i$  между линиями могут различаться из-за различий  $\chi_i$  в континууме. Принято, что в последней сумме по  $j$  значение  $\nu_{j-1}$  считается равным  $\nu$  при  $j = N_\nu$ . Удобно переписать частично через длину волны  $\lambda = c/\nu$ , введя  $\delta\lambda_i \equiv \lambda_i - \lambda_{i+1}$ :

$$\chi_{\text{exp}}^{-1}(\nu) \approx \sum_{i=N_\nu-1}^{N_{\text{max}}} \chi_i^{-1} \left[ 1 - e^{-s_i (\delta\lambda_i/\lambda)} \right] \times \quad (3)$$

$$\times \exp \left\{ - \sum_{j=N_\nu}^i \left[ s_{i-1} \left( \frac{\delta\lambda_j}{\lambda} \right) + \frac{\tau_j \lambda_i}{\lambda} \right] \right\}.$$

Пусть линий много, т.е.  $\delta\nu_i \ll \nu$ , где  $\delta\nu_i \equiv \nu_{i+1} - \nu_i$  (на практике  $\delta\nu_i/\nu$  может быть порядка  $10^{-6}$ , например, для линий железа), и будем считать, что весь важный для эффекта диапазон  $\Delta\nu \ll \nu$ . Это неравенство не такое сильное, как предыдущее, так как либо  $\Delta\nu = \nu/s$ , либо  $\Delta\nu \sim \nu(u_{\text{max}}/c)$ . Должно выполняться более сильное из этих неравенств: при небольших  $s$  ясно, что Доплер-эффект перестает работать при  $\Delta\nu > \nu(u_{\text{max}}/c)$ . Тогда получим

$$\chi_{\text{exp}}^{-1}(\nu) \approx \sum_{i=N_\nu-1}^{N_{\text{max}}} \chi_i^{-1} \left[ 1 - e^{-s_i (\delta\nu_i/\nu)} \right] \times \quad (4)$$

$$\times \exp \left\{ - \sum_{j=N_\nu}^i \left[ s_{i-1} \left( \frac{\delta\nu_j}{\nu} \right) + \tau_j \right] \right\}.$$

Заметим, что, в отличие от последнего выражения, в формуле (3) не надо было предполагать, что  $\delta\lambda_i \ll \lambda$ , хотя на практике это условие почти всегда выполнено. Если значение  $s_i (\delta\nu_i/\nu)$  велико, т.е. линий мало, а параметр  $s_i$  большой, то все экспоненты в (4) малы, и эффект расширения пропадает:  $\chi_{\text{exp}} = \chi_{N_\nu-1}$ . Менее тривиален случай, когда параметр  $s_i$  не слишком велик, скажем,  $s_i < 10^3$ , а  $\delta\nu_i/\nu \sim 10^{-6}$ . Тогда  $s_i (\delta\nu_i/\nu)$  мало, и первую экспоненту можно разложить:  $1 - \exp[-s_i (\delta\nu_i/\nu)] =$

$= s_i(\delta\nu_i/\nu)$ . Но поскольку  $s_i = \chi_i ct$ , имеем

$$\chi_{\text{exp}}^{-1}(\nu) \approx ct \sum_{i=N_\nu-1}^{N_{\text{max}}} \frac{\delta\nu_i}{\nu} \times \exp \left\{ - \sum_{j=N_\nu}^i \left[ s_{i-1} \left( \frac{\delta\nu_j}{\nu} \right) + \tau_j \right] \right\}. \quad (5)$$

Через длины волн то же самое тривиально переписывается:

$$\chi_{\text{exp}}^{-1}(\nu) \approx ct \sum_{i=N_\nu-1}^{N_{\text{max}}} \frac{\delta\lambda_i}{\lambda} \times \exp \left\{ - \sum_{j=N_\nu}^i \left[ s_{i-1} \left( \frac{\delta\lambda_j}{\lambda} \right) + \tau_j \right] \right\}. \quad (6)$$

Сравним наши формулы с приближением для непрозрачности при расширении, предложенном Френда и Кастора (1983) и в работе Истмана и Пинто (1993) (ниже будем обозначать ссылку на эту работу как Е). В этом приближении принимается, что вклад линий в непрозрачность в данном интервале частоты  $(\nu, \nu + \Delta\nu)$  дается при гомологическом расширении выражением

$$\chi_E = \frac{\nu}{\Delta\nu} \frac{1}{ct} \sum_j \{1 - \exp[-\tau_j]\}, \quad (7)$$

где сумма берется по всем линиям в интервале  $(\nu, \nu + \Delta\nu)$ , а  $\tau_j$  — это соболевская оптическая толщина в линии  $j$  (Соболев 1947):

$$\tau_j(r) = \frac{hc}{4\pi} \frac{(n_l B_{lu} - n_u B_{ul})}{(\partial\nu/\partial r)}. \quad (8)$$

Выражение (7) в принципе имеет несколько другой смысл, чем наше  $\chi_{\text{exp}\nu}$  — мы получаем “монохроматическое”  $\chi_\nu$  на частоте  $\nu$ , а Френд–Кастор и Е — среднее в интервале  $\Delta\nu$ . Поэтому для сравнения с Е нам надо еще усреднить наше  $\chi_{\text{exp}\nu}$  по интервалу  $\Delta\nu$ . Определим среднее по интервалу  $\Delta\nu$  как средний пробег:

$$\frac{1}{\chi_H} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \frac{d\nu}{\chi_{\text{exp}}}. \quad (9)$$

Результат Е получен из следующих простых эвристических соображений. Непрозрачность Е, вернее, средний коэффициент экстинкции в интервале  $(\nu, \nu + \Delta\nu)$  — это среднее число взаимодействий фотона с линиями по мере доплеровского смещения на  $\Delta\nu$ , деленное на пройденное расстояние  $\sim ct\Delta\nu/\nu$ . Казалось бы, по первому впечатлению формула (7) не может быть получена из наших формул (5), так как в обоих случаях входят экспоненты от  $-\tau_j$ , но у нас — для пробега, а у Е — для

обратного пробега. На самом деле оценки средних непрозрачностей из (5) согласуются с (7).

Из (5) в случае сильных линий, т.е. линий с соболевской толщиной  $\tau_j > 1$ , получаем, что сумма до  $N_{\text{max}}$  не идет, а обрезается при первом значении  $k$  таком, что  $\tau_k > 1$ , а  $\sum_{i=N_\nu}^{k-1} \tau_i < 1$ . Тогда имеем оценку

$$\chi_{\text{exp}}^{-1}(\nu) \approx ct \frac{\nu_k - \nu}{\nu} \approx ct \frac{\Delta\nu}{N_{\text{strong}} \nu}, \quad (10)$$

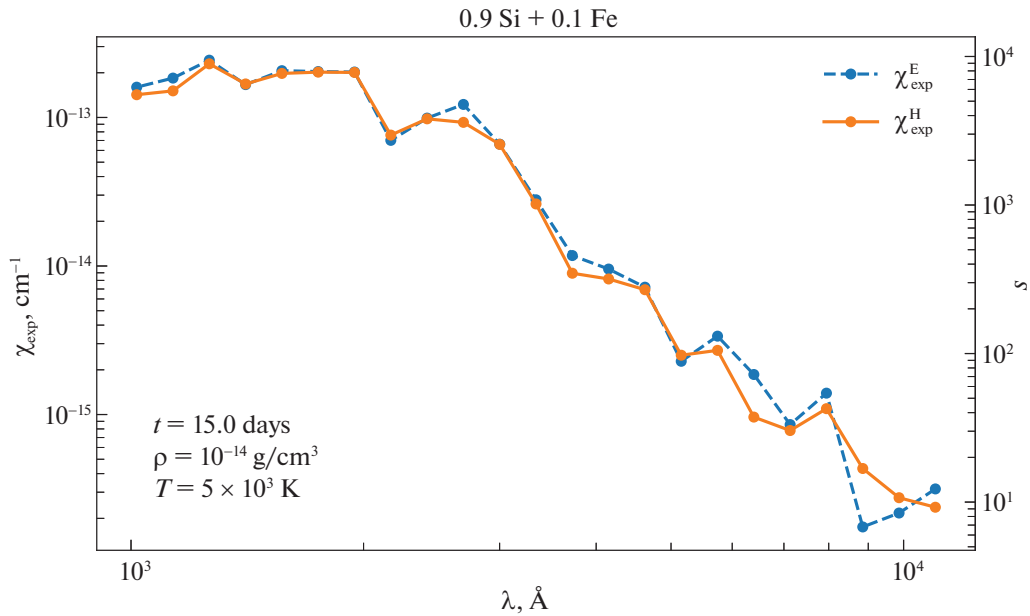
где  $N_{\text{strong}}$  — число сильных линий в интервале  $\Delta\nu$ . Мы видим, что это совпадает с Е, так как вклад в сумму в (7) дают в основном  $N_{\text{strong}}$  сильных линий с соболевской толщиной больше единицы.

Если в интервале сильных линий нет, то в случае слабых линий результат усреднения (5) тоже совпадает с Е. Пусть в интервале  $\Delta\nu$  все линии имеют малую соболевскую толщину,  $\tau_i < 1$ , но линий много, так что  $\sum_i \tau_i \gg 1$  по интервалу  $\Delta\nu$ . И в этом случае суммирование до  $N_{\text{max}}$  не идет, а обрезается на линии с первым номером  $k$  таким, что  $\sum_i^k \tau_i > 1$  (т.е. в сумму входит  $(k - N_\nu)$  членов, так как суммирование начинается с линии номер  $N_\nu$ ). Теперь получаем оценку

$$\chi_{\text{exp}}^{-1}(\nu) \approx ct \frac{\nu_k - \nu}{\nu} \approx ct \frac{(k - N_\nu) \Delta\nu}{N_{\text{weak}} \nu}. \quad (11)$$

Но  $(k - N_\nu) \sim 1/\langle\tau\rangle$ , где  $\langle\tau\rangle$  — это средняя толщина слабых линий в интервале  $\Delta\nu$ , тогда  $N_{\text{weak}}\langle\tau\rangle$  есть суммарная толщина слабых линий в этом интервале. То же самое выражение получаем для слабых линий из (7), заменяя  $1 - \exp[-\tau_j]$  на  $\tau_j$ . И так, оба способа для слабых линий дают одинаковый ответ, который сводится просто к суммированию коэффициентов экстинкции в линиях ( $ct$  сокращается из определения  $\tau_i$ ), так же как в случае покоящейся среды.

Таким образом, простое эвристическое приближение Е (7) правильно передает предельные случаи строго выведенного приближенного выражения (5), и им вполне можно пользоваться на практике. При выводе своего приближения Истман и Пинто, авторы работы Е не имели строгого вывода, полученного в этой главе, но они проверили свой рецепт путем сравнения со строгим численным расчетом с большим числом линий и получили удовлетворительное согласие. Такая же формула еще раньше была получена в работе Френда и Кастора (1983) на основе пуассоновского распределения сил линий в интервале частот. Во всех последних приближенных формулах пропал параметр  $s$  — напомним, что это произошло только потому, что мы предположили условие  $s_i(\delta\nu_i/\nu) \ll \ll 1$ . Этот случай особенно важен для практики, так как при его выполнении роль линий особенно



**Рис. 1.** Сравнение непрозрачности расширяющегося вещества, разными способами усредненной по расчетным ячейкам сетки длин волн. Синяя кривая ( $\chi_{\text{exp}}^E$ ) соответствует приближению EP, оранжевая кривая ( $\chi_{\text{exp}}^H$ ) — приближению Блиникова. Расчет выполнен для вещества, состоящего из 90% кремния и 10% железа по массе. Градиент скорости соответствует свободному разлету на 15 дней с момента взрыва. Плотность и температура, для которых выполнен расчет, указаны на рисунке. Все параметры примерно соответствуют слоям выброса SNIa, ответственным за формирование излучения до максимума блеска.

велика. Поскольку параметр  $s$  выпадает в этом случае из ответа, то рассмотренные нами случаи как сильных, так и слабых линий можно описывать нашими формулами, а также формулой (7) и при пробеге в континууме, превышающем размеры оболочки сверхновой. В этом случае диффузионное приближение может полностью поддерживаться лесом спектральных линий. Такая ситуация действительно наступает уже вблизи максимума блеска SNI (как типа Ia, так и Ib).

В случае слабых линий наши результаты совпадают и с работой Вагонер и др. (1991). Но для сильных линий при совпадении зависимости ответа от буквенных параметров мы получаем расхождение с этой работой на множитель 2 из-за того, что Вагонер и др. (1991) приняли определение  $\chi_{\text{exp}}$  для уравнения переноса интенсивности, а не для потока как у нас.

#### СРАВНЕНИЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ ПРИ РАЗНЫХ СПОСОБАХ УСРЕДНЕНИЯ ПО ИНТЕРВАЛУ ЧАСТОТ

В предыдущем разделе мы показали, что средняя непрозрачность, полученная с помощью формулы (7), согласуется с величинами, полученными из (5), только в предельных случаях сильных и слабых линий. В реальном случае — смеси сильных и слабых линий — приходится прибегать к численным расчетам.

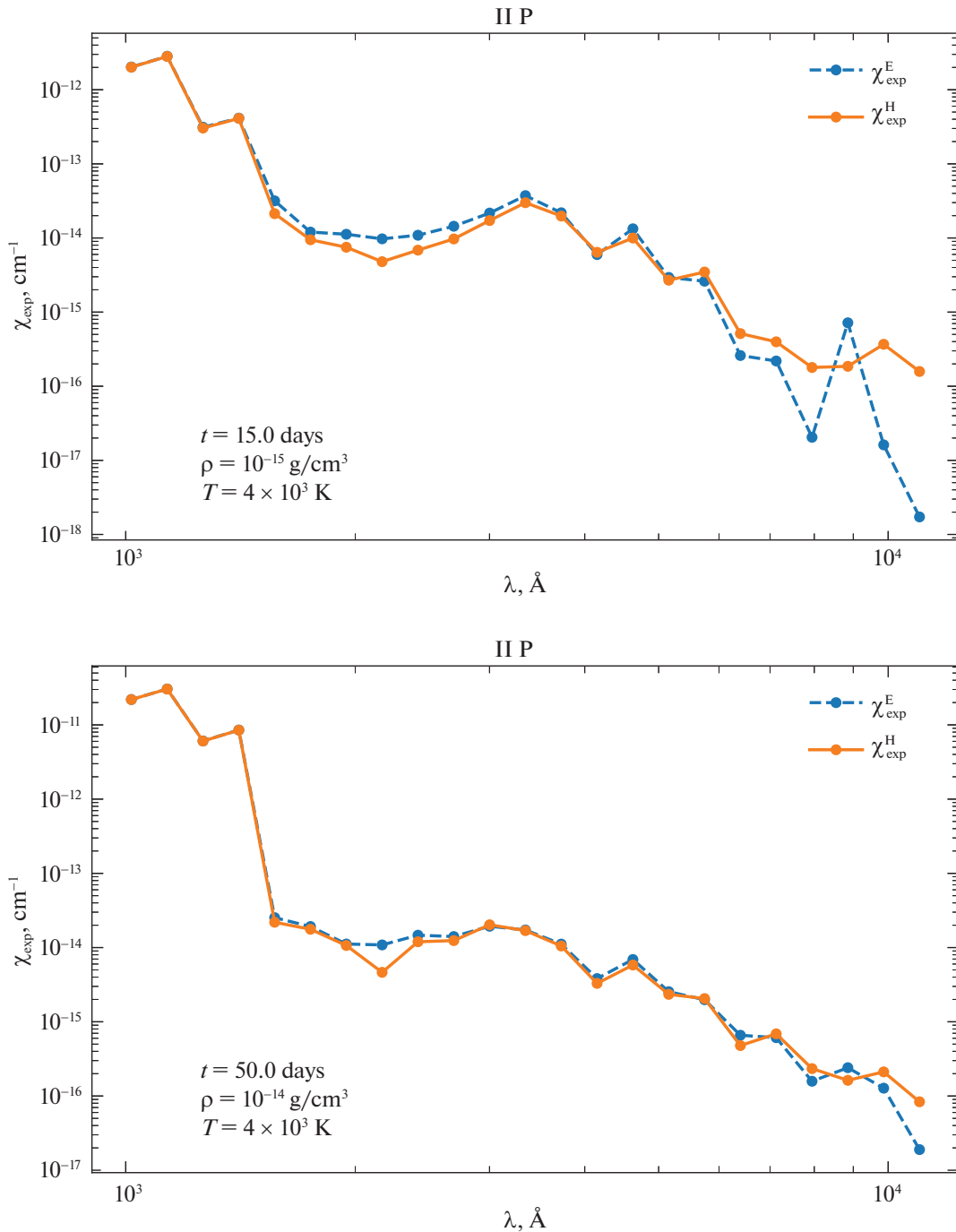
Мы будем сравнивать непрозрачности при расширении, полученные для случая E по формуле (7), а для случая H по формуле (9). Интервалы усреднения получаются разбиением диапазона длин волн от  $\lg 1 \text{ \AA}$  до  $\lg 50\,000 \text{ \AA}$  на 100 частей (бинов) равномерно по десятичному логарифму. В формуле (9) значение  $\chi_{\text{exp}}^{-1}$  вычисляется по формуле (2) при значениях фактора  $s < 30$ . Для больших значений этого параметра мы применяем формулу (12), полученную в работе Блиникова (1996), в предположении постоянства непрозрачности в континууме:

$$\chi_{\text{exp}}^{-1}(\nu) = \quad (12)$$

$$= \chi_c^{-1} \left\{ 1 - \exp \left[ -s \left( 1 - \frac{\nu}{\nu_{\text{max}}} \right) - \sum_{j=N_\nu}^{N_{\text{max}}} \tau_j \frac{\nu}{\nu_j} \right] - \sum_{i=N_\nu}^{N_{\text{max}}} \left( 1 - e^{-\tau_i \nu / \nu_i} \right) \times \right.$$

$$\left. \times \exp \left[ -s \left( 1 - \frac{\nu}{\nu_i} \right) - \sum_{j=N_\nu+1}^i \tau_{j-1} \frac{\nu}{\nu_{j-1}} \right] \right\}.$$

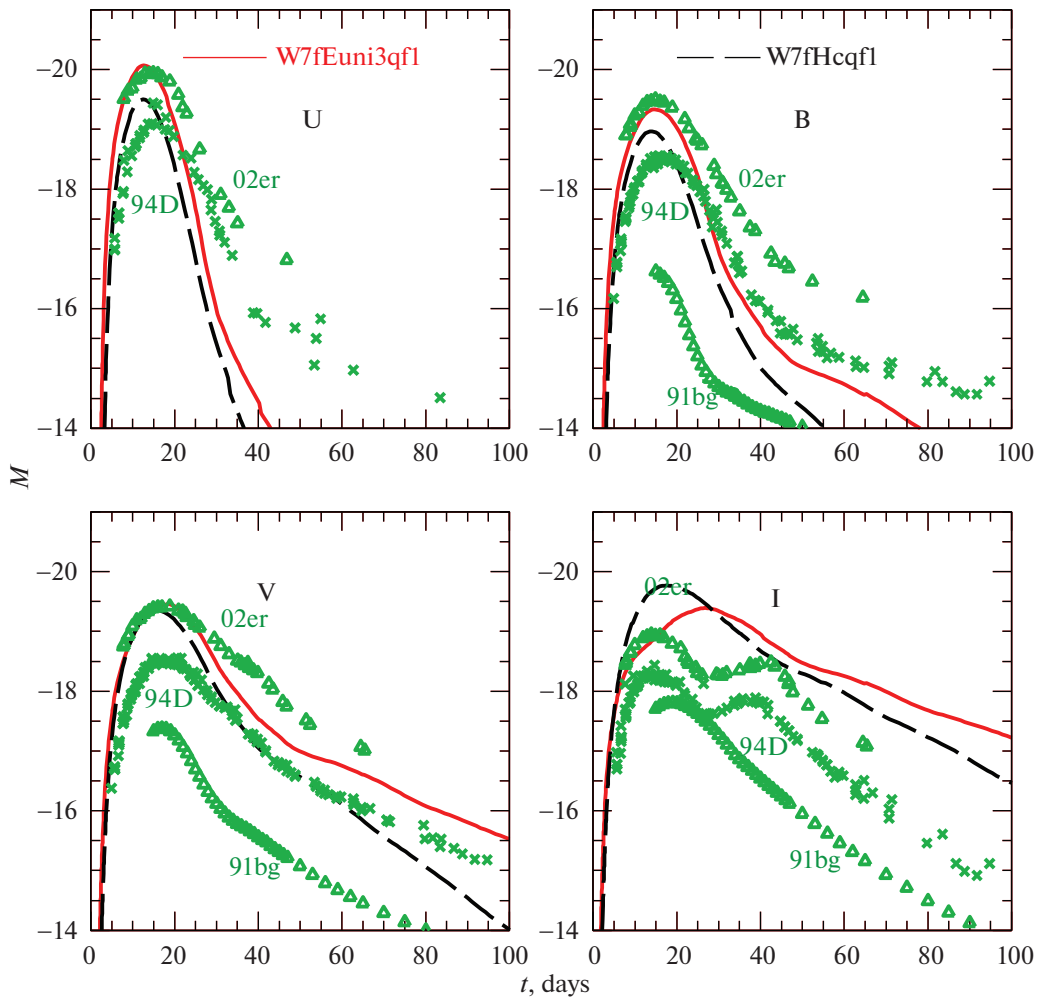
Применение (12) связано с большей численной устойчивостью этой формулы при больших  $s$ . Это физически оправдано тем, что большие  $s$  соответствуют случаю меньшего эффекта непрозрачности при расширении “expansion opacity”, потому что



**Рис. 2.** То же, что на рис. 1, но для выбросов SNIIP. Расчеты проведены для солнечного химического состава. Верхний график выполнен для более разреженного вещества с большим градиентом скорости, нижний — для более плотного, с меньшим градиентом скорости, что примерно соответствует слоям, формирующим излучение SNIIP во время первого максимума (сверху) и на плато (снизу).

нетепловое уширение спектральных линий, связанное с движением всей оболочки, есть  $v/s$ . В этом случае область, с которой излучение в континууме приходит в данную точку, становится относительно малой, и лес линий формируется на фоне постоянного континуума в численных бинах по длине волны.

На рис. 1, 2 представлены расчеты средних непрозрачностей в соответствии с подходами E (Френд, Кастор, 1983; Истман, Пинто, 1993) и H (Блинников, 1996). На рис. 1 выбрана область для модели сверхновой типа Ia W7 (Номото и др., 1984) для смеси кремния и железа на 10-й день после взрыва. Видно, что непрозрачности H и E в види-



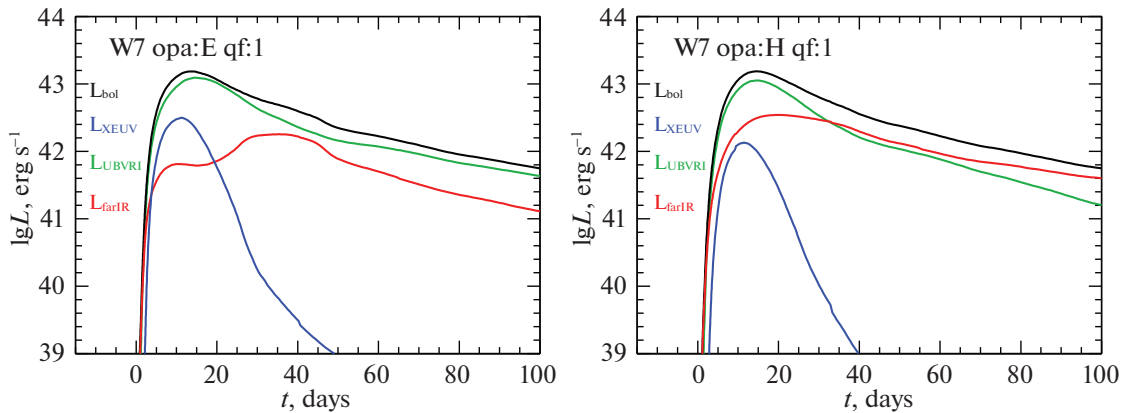
**Рис. 3.** Широкополосные кривые блеска для модели W7 (SNIa), посчитанные в приближениях H (штриховые линии) и E (сплошные линии) для непрозрачности. Крестики и треугольнички показывают для сравнения кривые блеска нескольких наблюдавшихся SNIa.

мом и инфракрасном диапазонах заметно различаются, что может привести к перераспределению потоков между разными диапазонами спектра и изменению широкополосных кривых блеска.

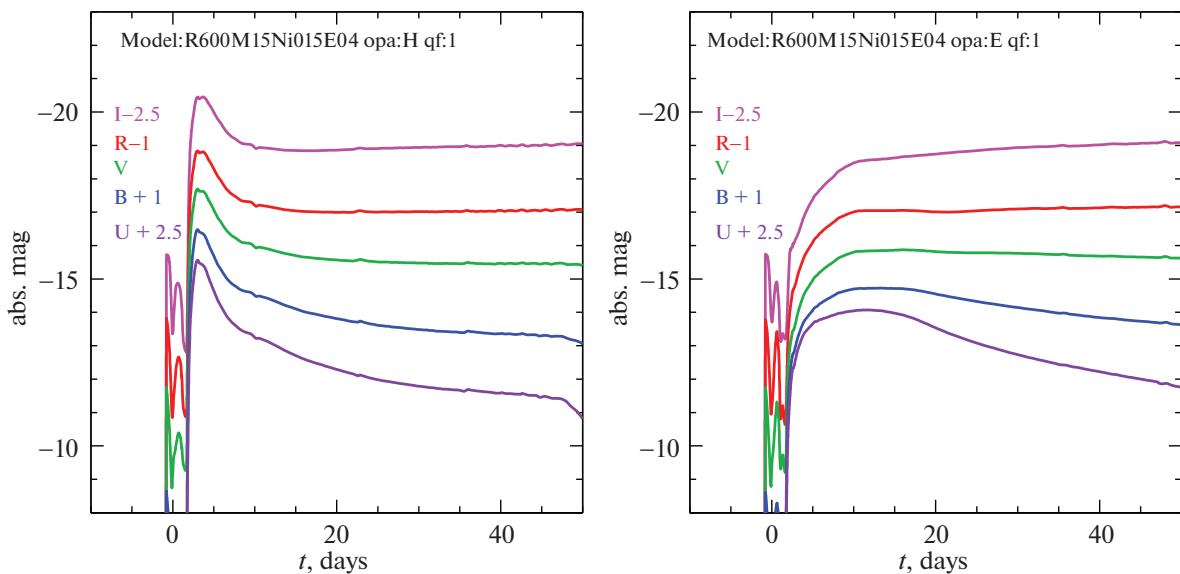
В свою очередь, для параметров, характерных для сверхновой типа II<sub>P</sub>, на рис. 2 мы сравнили поведение двух подходов для двух моментов (15-й и 50-й дни после взрыва) в областях, близких к областям термализации. Можно видеть, что в первые дни после взрыва непрозрачности H и E различаются сильнее, чем на более поздних стадиях. Отсюда можно сделать предварительный вывод, что потоки будут особенно отличаться перед выходом кривой блеска на плато. Это будет проиллюстрировано в следующем разделе на конкретных моделях.

### ВЛИЯНИЕ СПОСОБА УСРЕДНЕНИЯ НЕПРОЗРАЧНОСТИ НА КРИВЫЕ БЛЕСКА SNIa

Кривые блеска сверхновых рассчитывались с помощью кода STELLA (Блинников и др., 1998, 2006). Для расчета и усреднения непрозрачностей на сетке частот в приближении E использовалась стандартная процедура кода. Для расчетов в рамках приближения H была разработана дополнительная процедура. До сих пор формула Блинникова (1996) использовалась только в коде CRAB (Утробин, 2004) для вычисления непрозрачности, усредненной по всему спектру. В нашем случае потребовалось усреднение в более узких интервалах частот (порядка 100 Å), поскольку STELLA рассчитывает перенос излучения на сетке из 100–1000 интервалов по частоте.



**Рис. 4.** Болومترические кривые блеска (черные линии) для модели SNIa, посчитанные в разных приближениях для непрозрачности: E с поглощающими линиями (слева), H с поглощающими линиями (справа). Цветные линии показывают квази-болومترическую *UBVR I* кривую блеска (зеленые линии), далекий ультрафиолет голубее полосы *U* (синие линии) и далекое инфракрасное излучение краснее полосы *I* (красные линии).



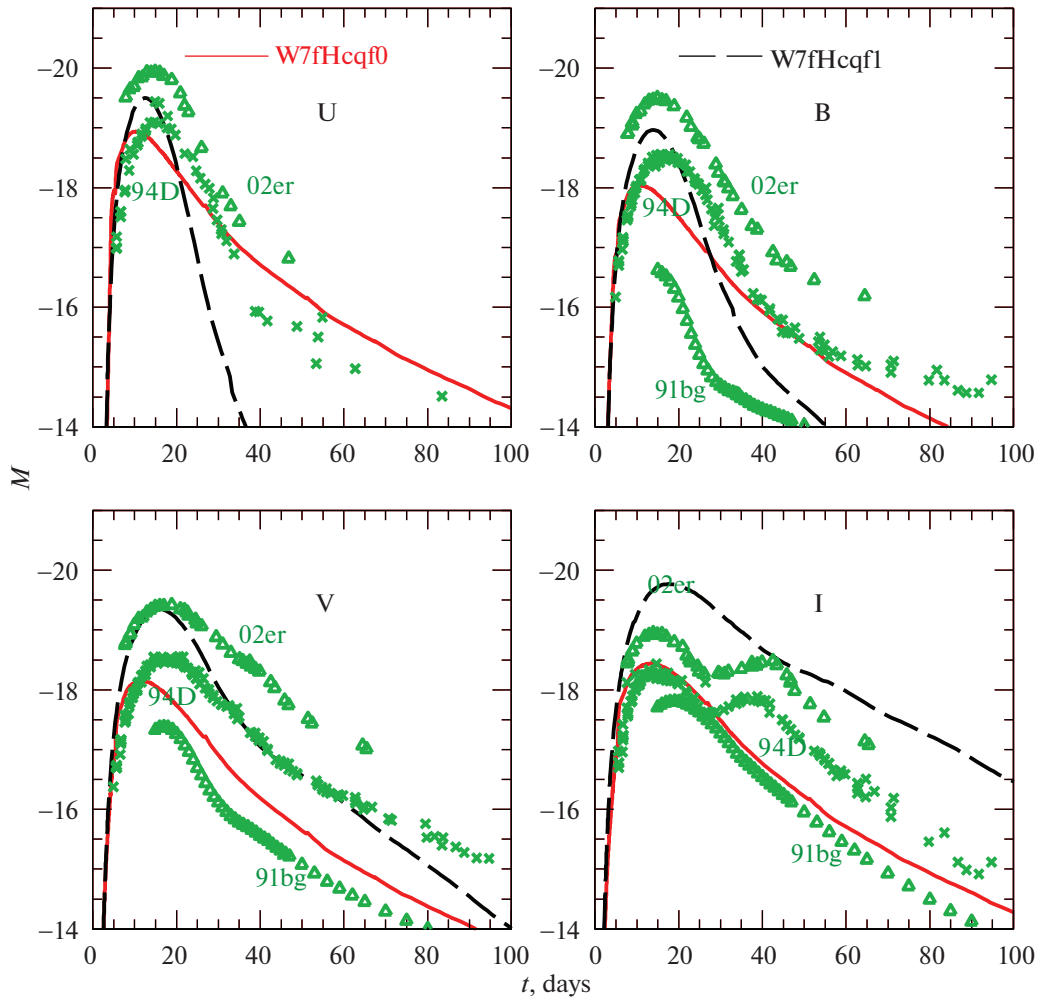
**Рис. 5.** Широкополосные кривые блеска для модели SNIIP, посчитанные в приближениях для непрозрачности H (слева) и E (справа).

С использованием указанных выше двух приближений непрозрачности были рассчитаны кривые блеска для двух типов сверхновых — SNIa и SNIIP. Выброс SNIa состоит в основном из металлов, и его непрозрачность определяется главным образом спектральными линиями, в то время как выброс SNIIP в основном водородный, но примеси также играют важную роль. В связи с этим нужно понять, насколько важную роль играет способ усреднения непрозрачности при расширении выброса каждого типа SN для моделирования ее излучения.

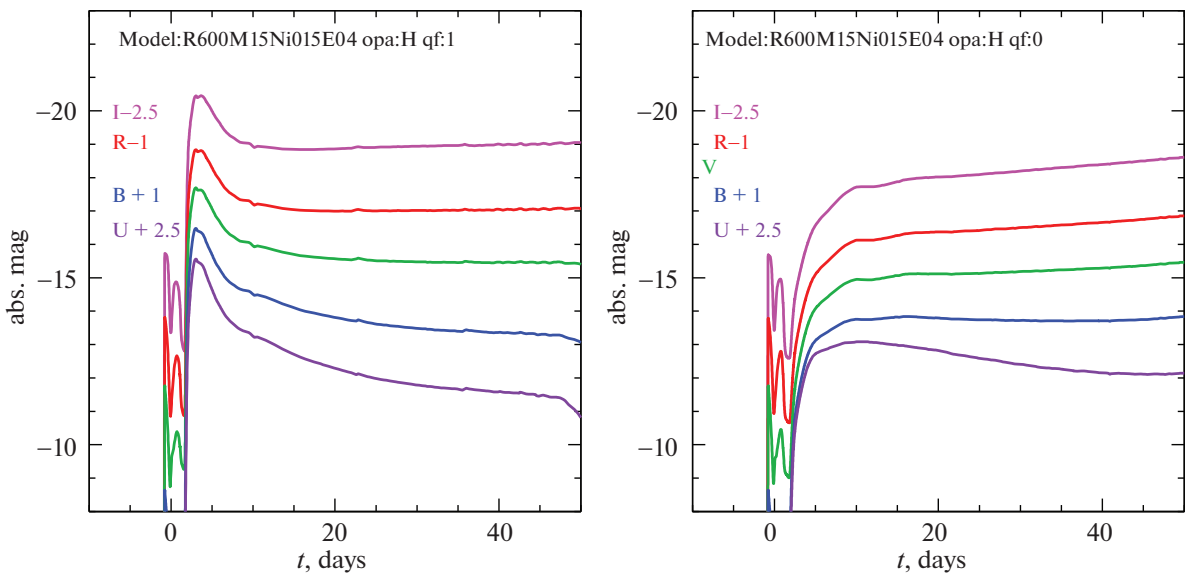
В качестве модели SNIa была выбрана классическая модель W7 (Номото и др., 1984). Начальная модель для SNIIP сконструирована ис-

кусственно. Это находящаяся в равновесии звезда массой  $15 M_{\odot}$  и радиусом  $600 R_{\odot}$ , взрыв которой осуществляется за счет впрыскивания тепловой энергии  $4 \times 10^{50}$  эрг в центре, с последующим образованием  $0.15 M_{\odot}$  радиоактивного никеля в результате взрыва. Предсверхновая окружена оболочкой массой  $0.03 M_{\odot}$  с плотностью  $\rho \propto r^{-2}$  до расстояния  $3600 R_{\odot}$ . Такая оболочка помогает объяснить наблюдаемый во многих SNIIP первый максимум на кривой блеска перед выходом на плато.

Кривые блеска в полосах *UBVR I* для обеих моделей, посчитанные в разных приближениях непрозрачности, показаны на рис. 3, 5. Различие кривых блеска SNIa в видимых полосах не очень велико.

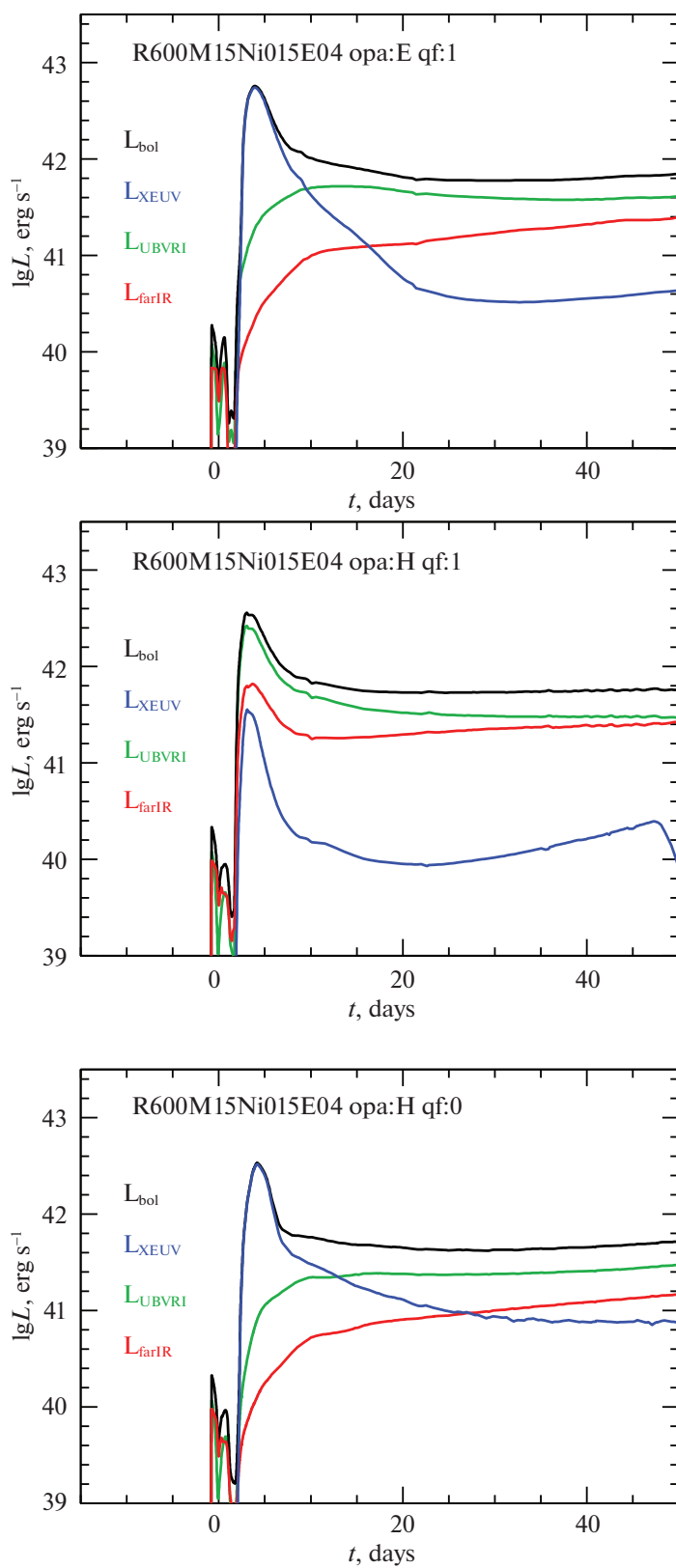


**Рис. 6.** Широкополосные кривые блеска для модели W7 (SNIa), посчитанные в приближении H для случаев, когда спектральные линии являются чисто рассеивающими (сплошные линии) и истинно поглощающими (штриховые линии). Крестики и треугольнички показывают для сравнения кривые блеска нескольких наблюдавшихся SNIa.



**Рис. 7.** Широкополосные кривые блеска для модели SNIIP, посчитанные в приближении H для случаев, когда спектральные линии являются истинно поглощающими (слева) и чисто рассеивающими (справа).





**Рис. 8.** Болومترические кривые блеска для модели SNIIP, посчитанные в разных приближениях для непрозрачности: E с поглощающими линиями (вверху), H с поглощающими линиями (в центре), H с рассеивающими линиями (внизу). Цветные линии показывают кривые блеска в далеком УФ, квази-болومترические и в дальнем ИК-диапазоне так же, как на рис. 4.

Как можно было предположить из непосредственного сравнения непрозрачностей при характерных для выбросов SNIa химического состава, температуры и плотности (рис. 1), в видимом диапазоне изменение подхода к непрозрачности сильнее всего влияет на полосу  $I$ . Основные различия состоят в перераспределении излучения между далеким ультрафиолетом и далеким инфракрасным диапазонами (рис. 4). Ослабление потока жесткого ультрафиолета может повлиять, например, на степень возбуждения атомных уровней и изменить картину спектральных линий при полном расчете, учитывающем, в частности, флуоресценцию.

В случае SNIP основные различия в подходах к непрозрачности проявились в большей степени на начальных фазах кривой блеска (наличия или отсутствия начального пика излучения перед плато, см. рис. 5, 8), поэтому мы показываем здесь только эту фазу, до 50 дней после взрыва.

Открытым остается вопрос о том, какой вклад вносят спектральные линии в обмен энергией между излучением и веществом, насколько эти линии способствуют выравниванию их температур и установлению равновесия.

Как видно из результатов расчета на рис. 3–8, величина и форма максимума сильно меняются для различных приближений непрозрачности при расширении, а также зависят от так называемого параметра  $q_f$ , который должен эффективно описывать флуоресценцию (Истман, Пинто, 1993; Блинныеков и др., 1998; Пинто, Истман, 2000; Бакланов и др., 2013; Козырева и др., 2020).

Все коды для расчета кривых блеска, которые применяют когерентное рассеяние в линиях, упускают этот важный эффект. Уже в работе Блинныекова и др. (1998) было показано, что простое предположение  $q_f = 1$ , когда все линии являются чисто поглощающими, позволяет получить хорошее согласие модельных кривых блеска с наблюдениями сверхновых, а также с кодом EDDINGTON. Итак, для варианта непрозрачности E хорошее воспроизведение для кривых блеска получается при значениях  $q_f$ , близких к 1, когда все линии являются поглощающими (см. Козырева и др., 2020), а для случая H параметр  $q_f$  может приближаться к нулю, когда линии являются почти чисто рассеивающими (Утробин, 2004; Барон и др., 1996б). Вопрос о выборе оптимального параметра  $q_f$  в случае H заслуживает отдельного исследования.

## ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты настоящей работы показывают, что различное описание непрозрачности при расширении оказывает значительное влияние на наблюдаемые кривые блеска сверхновых, как первого, так

и второго типа. Сравнение результатов STELLA с другими кодами, в том числе Монте-Карло (Козырева и др., 2017; Цанг, 2020), когда используется эвристический подход E, еще не доказывает, что подход E более адекватен задаче. Ведь результаты кода CRAB тоже показывают его применимость к разным объектам, а там используется приближение H для расчетов непрозрачности расширяющейся среды. Но следует иметь в виду, что имеется и другая сторона проблемы: флуоресценция и термализация. При использовании подхода H следует брать малые значения параметра поглощения в линиях. В расчетах на мощных компьютерах, в принципе, можно было бы не делать никаких приближений типа непрозрачности при расширении “expansion opacity”, но пока такие расчеты удается проводить только в тех ситуациях, когда течения монотонны, нет ударных волн и т.п.

Авторы благодарны В.П. Утробину за предоставление опыта своей работы с приближением типа H в коде CRAB и анонимному рецензенту за важные замечания.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 19-02-00567).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакланов, Блинныеков С.И., Поташов М.Ш., Долгов А.Д., Письма в ЖЭТФ **98**, 489 (2013) [P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, Sh.M. Potashov, A.D. Dolgov, JETP Lett. **98**, 432 (2013)].
2. Барон и др. (E. Baron, P.H. Hauschildt, and A. Mezzacappa), MNRAS **278**, 763 (1996a).
3. Барон и др. (E. Baron, P.H. Hauschildt, P. Nugent, and D. Branch), MNRAS **283**, 297 (1996b).
4. Блинныеков С.И., Письма в Астрон. журн. **22**, 92 (1996) [S.I. Blinnikov, Astron. Lett. **22**, 79 (1996)].
5. Блинныеков и др. (S.I. Blinnikov, R.G. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, and S.E. Woosley), Astrophys. J. **496**, 454 (1998).
6. Блинныеков и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Röpkе, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinger), Astron. Astrophys. **453**, 229 (2006).
7. Блинныеков и др. (S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, and S.E. Woosley), Astrophys. J. **496**, 454 (1998).
8. Вагонер и др. (R.V. Wagoner, C.A. Perez, and M. Vasu), Astrophys. J. **377**, 639 (1991).
9. Верзе и др. (R. Wehrse, B. Baschek, and W. von Waldenfels), Astron. Astrophys. **401**, 43 (2003).
10. Истман, Пинто (R. Eastman and P. Pinto), Astrophys. J. **412**, 731 (1993).
11. Касен и др. (D. Kasen, R.C. Thomas, and P. Nugent), Astrophys. J. **651**, 366 (2006).
12. Кастор (J.I. Castor), *Radiation Hydrodynamics* (Cambridge Univer. Press, 2004).

13. Козырева и др. (A. Kozyreva, M. Gilmer, R. Hirschi, C. Frohlich, S. Blinnikov, R.T. Wollaeger, U.M. Noebauer, D.R. van Rossum, et al.), *MNRAS* **464**, 2854 (2017).
14. Козырева и др. (A. Kozyreva, L. Shingles, A. Mironov, P. Baklanov, and S. Blinnikov), *Astrophys. J.* **499**, 4312 (2020).
15. Номото и др. (K. Nomoto, F.-K. Thielemann, and K. Yokoi), *Astrophys. J.* **286**, 644 (1984).
16. Пинто, Истман (P.A. Pinto and R.G. Eastman), *Astrophys. J.* **530**, 757 (2000).
17. Соболев В.В., *Движущиеся оболочки звезд* (Ленинград: ЛГУ, 1947).
18. Утробин В.П., Письма в Астрон. журн. **30**, 334 (2004) [V.P. Utrobin, *Astron. Lett.* **30**, 293 (2004)].
19. Френд, Кастор (D.B. Friend and J.I. Castor), *Astrophys. J.* **272**, 259 (1983).
20. Цанг и др. (B.T.-H. Tsang, J.A. Goldberg, L. Bildsten, and D. Kasen), *Astrophys. J.* **898**, 29 (2020).