

УДК: 524.352.7

L α -ИЗЛУЧЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ Ca II В ОБОЛОЧКАХ
СВЕРХНОВЫХ ТИПА II НА ПОЗДНЕЙ СТАДИИ

Н. Н. ЧУГАЙ

Поступила 27 августа 1987

Принята к печати 20 ноября 1987

Рассмотрена ионизация Ca II диффузным L α -излучением в оболочках сверхновых типа II на поздней стадии. Спектр L α -излучения в сопутствующей системе координат найден с учетом непрерывного поглощения, а также селективного поглощения в линиях Fe II. Показано, что в оболочке SN 1970 g на 270-е сутки ионизация Ca II излучением L α довольно эффективна и приводит к относительной концентрации Ca II/Ca III ≤ 0.1 . По этой причине теоретическая интенсивность эмиссионных линий Ca II, в частности [Ca II] λ 7300 в случае SN 1970 g на 270-е сутки оказывается по крайней мере на порядок ниже наблюдаемой. Обсуждаются возможные пути устранения обнаруженного противоречия.

1. Введение. Эмиссионные линии [Ca II] λ 7300 и Ca II λ 8600 являются наряду с H α и [O I] λ 6300 сильнейшими линиями в спектрах сверхновых типа II (СН II) на поздней стадии, т. е. при $t > 100$ сут [1, 2]. Учитывая роль линий Ca II в тепловом балансе, в диагностике условий в оболочке и в оценке содержания Ca, крайне важно знать относительную концентрацию Ca II/Ca в рассматриваемых условиях. До сих пор считалось, что Ca в оболочках СН II на поздней стадии, в частности в SN 1970 g и SN 1969 I ионизован лишь однократно [1, 2]. Между тем, в оболочках СН II на поздней стадии Ca II в принципе может эффективно ионизоваться диффузным L α -излучением. Известно, например, что этот процесс существен в квазарах и сейфертовских галактиках [3]. На возможную роль данного процесса в СН II, в частности в SN 1970 g, указано в [4], без количественной оценки этого эффекта.

В предлагаемой работе рассчитывается ионизационное равновесие Ca II в шеле диффузного L α -излучения в оболочке СН II на поздней стадии. С этой целью вначале определяется плотность ионизирующего L α -излучения с учетом поглощения в непрерывном спектре и в линиях Fe II. Задача о спектре L α -излучения с учетом селективного поглощения решена в Приложении к данной работе. Оценки, проведенные для SN 1970 g на

270-е сутки, показывают высокую эффективность ионизации Ca II с уровня 3d квантами L α . Более того, этот процесс столь эффективен, что возникает трудность в объяснении высокой интенсивности линий излучения Ca II в спектрах SN II на поздней стадии.

2. *Модель оболочки и постановка задачи.* Из известных SN II на поздней стадии наиболее хорошо изучена SN 1970 g в фазе $t \approx 270$ сут. Ее спектры опубликованы в работах [1, 5], а кривая блеска в [6]. Мы будем использовать ниже однородную модель оболочки этой сверхновой на указанной фазе (см. табл. 1). Параметры модели взяты из работы [7]. Для населенности 2-го уровня водорода в табл. 1 указан нижний предел, который получается из условия отсутствия рекомбинационного бальмеровского континуума в спектре SN 1970 g на 270-е сутки, т. е. $\tau_2 = \alpha_2 n_2 v_0 t > 1$. В [7] получена модельная оценка $n_2 \approx 30 \text{ см}^{-3}$, которая согласуется с указанным в табл. 1 нижним пределом.

Таблица 1
ПАРАМЕТРЫ ОБОЛОЧКИ SN 1970g НА
270-е СУТКИ

Масса $M, M_{\odot}$	4
Масса водорода $M_H, M_{\odot}$	2.5
Скорость на границе $v_0, \text{км/с}$	4000
Объем $V, \text{см}^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{18}$
Концентрация водорода $n, \text{см}^{-3}$	$0.9 \cdot 10^9$
Концентрация электронов $n_e, \text{см}^{-3}$	$3.5 \cdot 10^7$
Электронная температура $T_e, \text{К}$	7000
Населенность 2-го уровня водорода $n_2, \text{см}^{-3}$	>7

Задача, которую мы будем решать, состоит в нахождении стационарной концентрации Ca II с учетом фотоионизации Ca II с уровня 3d квантами L α . Для этого, очевидно, нужно найти плотность L α -квантов с частотой выше пороговой, $x_{3d} = (v_{3d} - v_0)/\Delta v_D = -65$, где Δv_D — тепловая доплеровская полуширина. Введем безразмерную интенсивность L α -излучения $f(x) = I_x/I_v$. Интенсивность в центре линии I_v в оптически толстом случае можно выразить через степень возбуждения 2-го уровня. Окончательно плотность L α -квантов, способных ионизовать Ca II с уровня 3d, можно представить в следующем виде:

$$n_{L\alpha}(>x_{3d}) = \frac{8\pi}{\lambda^3} \frac{g_1}{g_2} \frac{n_2}{n_1} \frac{v_{th}}{c} \int_{x_{3d}}^{\infty} f(x) dx. \quad (1)$$

Интеграл от $f(x)$, который будет обозначаться через F , фактически имеет смысл ширины спектра L_α -излучения с частотами $x > x_{3d}$. Как будет показано ниже, в нашем случае он имеет порядок $F \sim 10^2$. Определению функции $f(x)$ и будет посвящен следующий раздел.

3. Локальная интенсивность L_α -излучения. Рассеяние L_α -квантов в оболочке СН II на поздней стадии происходит в условиях очень большой оптической толщи $\alpha\tau \gg 1$, где $\alpha = 5.6 \cdot 10^{-4}$ — фойгтовский параметр, а τ — локальная оптическая толщина, определяемая в случае кинематики $v = r/t$ соотношением

$$\tau = \frac{\pi e^2}{mc} f n \lambda t = k \lambda t, \quad (2)$$

где f — сила осциллятора, n — концентрация нейтрального водорода, λ — длина волны в см, t — время расширения. Для условий SN 1970 g на 270-е сутки (см. табл. 1) находим $\tau = 2.5 \cdot 10^9$. Характерная ширина спектра L_α -излучения, определяемая расширением и частичным перераспределением в лоренцевских крыльях, равна (см. [8])

$$x_d = (3\alpha\tau/2\pi)^{1/3} \approx 84. \quad (3)$$

Здесь предполагается, что вероятность гибели при рассеянии $\epsilon \ll 1$. Заметим, что величина $x_{3d} = -65$, и, следовательно, нас будет интересовать спектр L_α -квантов в интервале $x > -x_d$. Этот спектр формируется в результате рассеяния в локальной окрестности звукового радиуса $\Delta r = v_{th} t$ в том случае, если выполняется условие

$$\delta = (1 - \eta + \eta\epsilon) x_d^2 \ll 1, \quad (4)$$

см. [9]). Здесь ϵ — вероятность гибели кванта при рассеянии, равная $\epsilon = q_{2p, 2s} n_e / A_{2p, 1s} \approx 10^{-5}$, а η — вероятность когерентного рассеяния в системе координат атома, равная $\eta \approx 1 - 10^{-6}$ (см. [9]). В рассматриваемом случае $\delta \approx 0.07$, следовательно спектр в области $x > -x_{3d}$ формируется в локальной окрестности звукового радиуса.

Если поглощение квантов в полете пренебрежимо мало, то спектр будет описываться выражением (см. [10])

$$f(x) = \theta(x) \exp[-(x/x_d)^2] + \theta(-x), \quad (5)$$

где $\theta(x)$ — единичная функция, равная единице при $x > 0$ и нулю при $x < 0$. Спектр, описываемый формулой (5), имеет вид ступеньки с усту-

пом на частоте x_d . Следует иметь в виду, что для среды конечных размеров выражение (5) не применимо на всем интервале частот $0 < x < \infty$. Однако оно заведомо применимо на интервале порядка нескольких величин x_d , что вполне нас устраивает.

Учтем теперь непрерывное поглощение нейтральными атомами металлов Fe, Si и Mg. Оценим верхний предел параметра поглощения $\omega = k_c \Delta \nu_D / k$, где k_c — коэффициент непрерывного поглощения на частоте L_α , а k — интегральный коэффициент поглощения в L_α (см. формулу (2)). Скорость поглощения L_α -квантов в полете с учетом поглощения в пределах звукового радиуса и за его окрестностью равна $A_{21} n_2 \zeta$, где

$$\zeta = (\tau^{-2} + \zeta_a^2)^{1/2}, \quad \zeta_a = 1.87 a^{1/4} \omega^{3/4}, \quad (6)$$

(см. [10]). Учитывая, что скорость поглощения не может превышать скорости рекомбинации Fe, Si и Mg, приходим к неравенству

$$n_2 A_{21} \zeta < \alpha(M) n. n(M). \quad (7)$$

Принимая суммарную концентрацию металлов $n(M) = 10^{-4} n$, коэффициент рекомбинации $\alpha(M) = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$, $n_2 = 7 \text{ см}^{-3}$, получим из (6) и (7) оценку верхнего предела $\omega < 10^{-12}$. Эта величина заметно ниже критической $\omega_{cr} = (x_d \tau)^{-1} \approx 5 \cdot 10^{-12}$, при которой начинает заметно сказываться поглощение L_α -квантов в интервале частот $x > -x_d$. Таким образом, в рассматриваемых условиях непрерывное поглощение не влияет на интенсивность L_α -излучения в диапазоне частот $x > -x_d$.

Поиск других механизмов поглощения L_α -квантов в полете в условиях СН II на поздней стадии привел нас к возможности заметного селективного поглощения в линиях Fe II. Этот процесс привлекался ранее для интерпретации некоторых ультрафиолетовых линий Fe II в спектрах холодных звезд [11]. Поглощение L_α -излучения происходит в линиях Fe II с длиной волны $\lambda \approx 1216 \pm 3 \text{ \AA}$, нижним термом которых является a^4D с потенциалом возбуждения 1 эВ [11]. В Приложении решена задача о спектре L_α -излучения в расширяющейся оптически толстой в L_α -среде при наличии селективного поглощения. Эффект селективного поглощения определяется частотой линии x_α и параметром поглощения $\omega_\alpha = k_\alpha / k$, где k_α — интегральный коэффициент поглощения в линии примесного иона. Основной вклад в поглощение L_α -квантов в диапазоне частот $x > -x_d$ вносят линии, для которых $x_\alpha < 0$ и параметр

$$\Phi = \tau \omega_\alpha \{1 - \exp[-(|x_\alpha|/x_d)^3]\} \gtrsim 1. \quad (8)$$

Анализ списка линий Fe II из [11] показывает, что наибольший эффект на форму спектра L_α -излучения в диапазоне частот оказывает линия Fe II λ 1217.85, параметры которой $x_s = -50$, $\omega_s = 1.9 \cdot 10^{-9}$, $\psi = 0.85$ (предполагается бальмовская населенность терма a^4D).

Спектр L_α -излучения в сопутствующей системе координат с учетом поглощения в линии Fe II λ 1217.85 (см. формулу (П.8)), а также без учета селективного поглощения (см. формулу (5)) при $x_d = 84$ показан на рис. 1. Как видно из рис. 1 эффект селективного поглощения хотя и заметно выражен, однако практически не оказывает влияния на величину плотности L_α -квантов с частотами $x > x_{3d}$. В самом деле, при $\omega_s = 0$ интеграл от $f(x)$ в интервале $x > x_{3d}$ равен $F = 140$, тогда как с учетом поглощения в линии Fe II λ 1217.85 получаем $F = 130$.

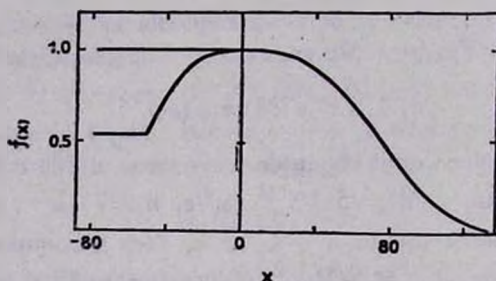


Рис. 1. Спектр L_α -излучения $f(x)$ при $x_d = 84$. Кривая 1: $\omega_s = 0$; кривая 2: $\omega_s = 1.9 \cdot 10^{-9}$, $x_s = -50$.

Итак, теперь мы располагаем всем необходимым для оценки нижнего предела плотности L_α -квантов $n_{L_\alpha} (> x_{3d})$ по формуле (1) в оболочке SN 1970 g на 270-е сутки.

4. *Ионизационное равновесие Ca II*. Найдем относительную концентрацию Ca II/Ca, учитывая лишь два иона, Ca и Ca III, т. е. пренебрегая несущественным вкладом Ca I. Рассматривается только один процесс ионизации Ca II, а именно, фотоионизация с уровня $3d$ L_α -излучением. С учетом двух нижних уровней, $4s$ и $3d$, которые обозначим соответственно l и u , имеем систему уравнений ионизационного баланса

$$\sigma_{3d} n_{L_\alpha} (> x_{3d}) n_a (\text{CaII}) = a (\text{CaII}) n_e n (\text{Ca III}),$$

$$(A_{ul} + q_{ul} n_e) n_u (\text{CaII}) = q_{lu} n_e n (\text{CaII}), \quad (9)$$

$$n (\text{CaII}) + n (\text{CaIII}) = n (\text{Ca}).$$

Эта система решалась совместно с уравнением (1) при следующих

значениях величин: сечение фотоионизации $\sigma_{3d} = 6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [12], коэффициент рекомбинации $\alpha(\text{Ca II}) = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ [13], коэффициент столкновительной деактивации $q_{n1} = 2.6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ [12], $A_{n1} = 1.3 \text{ с}^{-1}$ [14], $n_e = 3.5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 7000 \text{ К}$, $n_2 = 7 \text{ см}^{-3}$ (см. табл. 1), $F = 130$. Содержание Ca по отношению к водороду предполагалось нормальным, $n(\text{Ca})/n = 2 \cdot 10^{-6}$.

Результаты расчетов для трех значений массы водорода в оболочке приведены в табл. 2. В ней указываются величина относительной концентрации Ca II/Ca III, а также отношение теоретической и наблюдаемой интенсивностей линии [Ca II] $\lambda 7300$ в спектре SN 1970 g на 270-е сутки. Теоретическая интенсивность (число квантов, излучаемых оболочкой в секунду) определяется соотношением $Q = A_{ul} n_u V$. Наблюдаемая величина $Q_0 = 5 \cdot 10^{50} \text{ кв/с}$ получена из спектра, который приведен в [1]. При этом было использовано расстояние до M 101 $D = 6 \text{ Мпк}$ и поглощение $A_V = 0.44$ (см. [2]). Заметим, что теоретическая оценка Q не зависит от принятой величины T_e .

Таблица 2
ОТНОСИТЕЛЬНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ $n(\text{Ca II})/n(\text{Ca})$
И ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИИ [Ca II] $\lambda 7300 \text{ В}$
SN 1970 g НА 270-Е СУТКИ

$M_H \cdot M_\odot$	Ca II/Ca	$Q(7300)/Q_0(7300)$
1.5	0.03	0.02
2.5	0.05	0.06
3.5	0.07	0.12

Из результатов, приведенных в табл. 2, следуют два важных вывода: 1) Ионизация Ca II диффузным L_α-излучением в оболочке SN 1970 g на 270-е сутки является весьма эффективным процессом, благодаря чему преобладающим ионом Ca оказывается Ca III с отношением Ca II/Ca III < 0.1 ; 2) Интенсивность линии [Ca II] $\lambda 7300$, рассчитанная в модели, по крайней мере на порядок ниже наблюдаемой из-за сильной ионизации Ca II излучением L_α. Второй вывод относится в равной степени и к линии Ca II $\lambda 8600$. Обнаруженное противоречие модели и наблюдений является фактической констатацией несовершенства стандартных представлений об условиях формирования эмиссионных линий, в частности Ca II в SN II на поздней стадии.

5. *Обсуждение.* Кратко обсудим основные возможности, которые в той или иной мере могли бы объяснить высокую наблюдаемую интенсивность линий Ca II в спектре SN 1970 g на 270-е сутки.

Предположение о высоком избытке (на порядок величины!) Са в оболочке SN 1970 g снимает проблему высокой интенсивности линий Са II, однако при этом ставит вопрос о том, как образовался такой избыток Са. Можно было бы допустить иную возможность. Расчет показывает, что при достаточно большой массе оболочки, $M = 15 M_{\odot}$, проблема высокой интенсивности линий Са II в SN 1970 g также снимается. Однако это предположение противоречит оценке массы $M \approx 4 M_{\odot}$, полученной на основе сопоставления кривой блеска [6] с теоретическими расчетами [16] (см. [7]).

Следует упомянуть интересную возможность преодоления проблемы высокой ионизации Са II, связанную с реакцией перезарядки $\text{Ca}^{++} + \text{H} + 1.73 \text{ эВ} \rightleftharpoons \text{Ca}^{+} + \text{H}^{+}$. Если сечение реакции, идущей справа налево, превышает $2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, то ионизационное равновесие Са II в условиях SN 1970 g на 270-е сутки будет полностью контролироваться реакцией перезарядки. При этом Са II/Са III ≈ 1.5 , что и требуется для объяснения наблюдаемых интенсивностей линий Са II в спектре SN 1970 g на 270-е сутки. К сожалению, данные о реакции перезарядки, указанной здесь, отсутствуют в литературе. Из общих же соображений следует, что сечение реакции $\text{Ca}^{+} + \text{H}^{+}$ существенно ниже газокинетического (см., например, [17]).

На наш взгляд, весьма правдоподобно следующее объяснение высокой интенсивности линий Са II. Предположим, что оболочка СН II является гетерогенной смесью водородного вещества и вещества, полностью лишенного водорода, т. е. гелиевого вещества. Такая неоднородная оболочка могла образоваться при взрыве звезды, состоящей из водородной оболочки и гелиевого ядра (см., например, [18]). Может оказаться, что в гелиевом веществе плотность L_{α} -квантов будет низка (например, L_{α} -кванты могут сильно поглощаться в водородном газе), вследствие чего Са будет ионизован однократно. При массе гелиевого компонента $\approx 2 M_{\odot}$, электронной температуре $T_e \approx 7000 \text{ К}$ и электронной концентрации $n_e \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$ интенсивность линий Са II, излучаемых гелиевым компонентом, может оказаться вполне приемлемой для объяснения линий в спектре SN 1970 g на 270-е сутки.

Приложение

Спектр L_{α} -излучения с учетом селективного поглощения. Пусть на частоте χ_0 имеется линия примесного иона, характеризующая параметром поглощения $\omega_0 = k_0/k$. В приближении диффузии по частотам в лоренцев-

ских крыльях квазистационарный спектр в бесконечной однородной среде с кинематикой $v = r/t$ описывается уравнением (см., например, [10])

$$\frac{1}{\tau} \frac{\partial I_x}{\partial x} + \frac{a(1-\epsilon)}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^2} \frac{\partial I_x}{\partial x} \right) - \omega_s I_x \delta(x - x_s) + (S^0 - \epsilon I_0) \delta(x) = 0, \quad (\text{П.1})$$

где S^0 — первичная функция источника. Граничные условия

$$I_x \rightarrow 0, \quad x \rightarrow \infty; \quad I_x \rightarrow \text{const}, \quad x \rightarrow -\infty \quad (\text{П.2})$$

следует дополнить условиями непрерывности в точке x_s . Решение уравнения (П.1) можно записать в виде

$$I_x = S_x^0 (\epsilon + \zeta)^{-1} f(x), \quad (\text{П.3})$$

где ζ — вероятность потери L_α -кванта в полете, $f(x)$ — нормированная интенсивность. Выражения для ζ и $f(x)$ зависят от знака x_s .

Для $x_s > 0$ имеем решение в виде

$$f(x) = \theta(x) \exp[-(x/x_d)^3] + \theta(-x), \quad (\text{П.4})$$

где

$$x_d = [3a(1-\epsilon)/2\pi]^{1/3}. \quad (\text{П.5})$$

Вероятность потери кванта в полете равна

$$\zeta = \beta + \omega_s \chi, \quad (\text{П.6})$$

где $\beta = \tau^{-1}$ — вероятность выхода кванта из среды вследствие градиента скорости, а

$$\chi = \exp[-(|x_s|/x_d)^3]. \quad (\text{П.7})$$

При $x_s < 0$ функция $f(x)$ имеет более сложный вид,

$$f = \begin{cases} \zeta(\beta + \omega_s)^{-1}, & x < x_s, \\ \zeta \{1 - \omega_s \chi (\beta + \omega_s)^{-1} \exp[-(x/x_d)^3]\}, & x_s < x < 0, \\ \exp[-(x/x_d)^3], & x > 0, \end{cases} \quad (\text{П.8})$$

тогда как

$$\zeta = \beta(\beta + \omega_s) [\beta + \omega_s(1 - \chi)]^{-1}. \quad (\text{П.9})$$

L_{α} RADIATION AND CaII IONIZATION IN THE ENVELOPES OF THE TYPE II SUPERNOVAE AT LATE TIME

N. N. CHUGAJ

Ionization of CaII in the envelope of the type II supernovae by the diffuse L_{α} radiation is considered. The L_{α} spectrum in the comoving frame is found with the continuous and selective absorption (the latter in the FeII lines) taken into account. It is concluded that the CaII ionization by L_{α} in SN 1970 g on the 270th day is very effective and provides low relative concentration $\text{CaII}/\text{Ca} \leq 0.1$. As an outcome the predicted intensity of CaII emissions for this case turns out to be at least an order of magnitude lower than that observed. Some additional factors which possibly could remove this contradiction are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Kirshner, J. B. Oke, M. V. Penston, L. Searle, *Astrophys. J.*, 185, 303, 1973.
2. R. P. Kirshner, J. Kwan, *Astrophys. J.*, 197, 415, 1975.
3. S. Collin-Souffrin, S. Dumont, N. Heidmann, M. Joly, *Astron. and Astrophys.*, 83, 190, 1980.
4. Н. Н. Чугай, *Астрон. ж.*, 59, 1134, 1982.
5. В. И. Проник, К. К. Чуваев, Н. Н. Чугай, *Астрон. ж.*, 53, 1182, 1976.
6. R. Barbon, F. Clatti, L. Rosino, *Astron. and Astrophys.*, 29, 57, 1973.
7. Н. Н. Чугай, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 671, 1987.
8. Н. Н. Чугай, *Письма в Астрон. ж.*, 6, 166, 1980.
9. Н. Н. Чугай, *Научн. инф. Астрон. сов. АН СССР*, 85, 1988.
10. Н. Н. Чугай, *Астрофизика*, 26, 89, 1987.
11. S. Johansson, C. Jordan, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 239, 1984.
12. D. Mihalas, *Astrophys. J.*, 179, 209, 1973.
13. M. J. Seaton, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 111, 368, 1951.
14. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities*, v. II, NBS, Washington, 1969.
15. R. P. Kirshner, J. Kwan, *Astrophys. J.*, 193, 27, 1974.
16. И. Ю. Лутшинова, Д. К. Надежин, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 351, 1985.
17. G. Steigman, *Astrophys. J.*, 199, 642, 1975.
18. S. E. Woosley, T. A. Weaver, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 24, 205, 1986.