

УДК 523.94

ВМІСТ РІДКІСНОЗЕМЕЛЬНИХ ЕЛЕМЕНТІВ НА СОНЦІ

М. Ковальчук, М. Стоділка, М. Гіряк

*Львівський національний університет імені Івана Франка,
Астрономічна обсерваторія
вул. Кирила і Мефодія, 8, 79005 Львів, Україна
e-mail: hirnyak@astro.franko.lviv.ua*

Уточнено вміст рідкісноземельних елементів у сонячній атмосфері; отримано добре узгодження з метеоритними даними, які слугують еталоном в аналізі хімічного складу зір. Запропоновано метод розрахунку вмісту елементів на Сонці на підставі зіставлення й узгодження теоретичних профілів ліній поглинання з високоточними спостережуваними профілями. Строгий підхід до проблеми визначення вмісту ґрунтувався на сумісному розв'язуванні рівняння переносу нерівноважного випромінювання і рівнянь статистичної рівноваги. Для цього необхідно було побудувати складні багаторівневі моделі атомів рідкісноземельних елементів і врахувати надтонку структуру їхніх енергетичних рівнів із залученням новітніх даних щодо атомних та фізичних параметрів досліджуваних ліній цих елементів.

Ключові слова: хімічний вміст, рівняння переносу випромінювання, фраунгоферові лінії, надтонка структура енергетичних рівнів

Визначення вмісту рідкісноземельних елементів (РЗЕ) у сонячній атмосфері є складовою частиною класичної проблеми астрофізики – визначення хімічного складу Сонця і зір. Про важливість цієї проблеми свідчить хоча б те, що вона якнайтісніше пов'язана з такими фундаментальними питаннями, як походження хімічних елементів, теорія внутрішньої будови зір та галактик.

Дефіцит важких щодо заліза елементів у зорях приблизно однаковий, за винятком тих, що беруть участь у процесах нейтронного захоплення. До елементів, що є сильними поглиначами нейтронів у разі повільних s - і швидких r -процесів нейтронного захоплення, належать РЗЕ. Вони дають один із максимумів на кривій поширеності елементів у Всесвіті.

Зазначимо, що найпоширенішим елементом в атмосферах зір є Гідроген (H); саме тому вміст інших елементів виражають звичайно щодо H, точніше щодо його значення в логарифмічній шкалі, де вміст Гідрогену за кількістю атомів становить 12 dex ($\lg N = 12$).

І сьогодні все ще існує велике розходження в значеннях вмісту окремих хімічних елементів, у тому числі РЗЕ, на Сонці з метеоритним вмістом [1]; метеоритний вміст слугує еталоном і основою в аналізі хімічного складу зір.

Ці розбіжності зумовлені, головню, різноманітністю методів дослідження, що їх застосовують різні автори, використанням різних моделей сонячної атмосфери, а також іншими причинами, з якими безпосередньо пов'язане значення хімічного вмісту: необхідністю уточнення атомних параметрів і структури електронних оболонок, урахуванням ефектів надтонкого розщеплення енергетичних рівнів, зумовленого магнітною взаємодією між ядром і електронною оболонкою атома тощо.

Структура електронних конфігурацій атомів РЗЕ. У сонячній атмосфері практично всі рідкісні землі є в стадії однократної іонізації. Потенціал першої іонізації становить близько 6 еВ, потенціал другої іонізації – близько 10–12 еВ [2]. Найімовірніші переходи для однократно іонізованих атомів такі:

$$4f^k 6s - 4f^k 6p$$

$$4f^{k-1} 5d 6s - 4f^{k-1} 5d 6p$$

і

$$4f^k 6s - 4f^{k-1} 5d 6s$$

$$4f^{k-1} 5d 6s - 4f^{k-1} 6p 6s$$

Як бачимо, найглибша оболонка $4f$ інертніша, ніж $5d$ – оболонка, а надто ніж $6s$ -оболонка. Поведінка РЗЕ найбільше залежить від цих зовнішніх електронів – або $6s$, або “лантанового” $5d$ -електрона, тому всі РЗЕ так дивовижно подібні хімічними і фізичними властивостями. Проте структура їхніх енергетичних рівнів надзвичайно складна і, відповідно, складні їхні спектри. Трапляється, що перемішування рівнів різної конфігурації настільки велике, що взагалі втрачає фізичний зміст саме віднесення їх до певної конфігурації. Однак, незважаючи на великі труднощі, сьогодні витлумачено значну кількість спектрів РЗЕ.

Спостережуваний матеріал. Ми використовували спостережувані профілі ліній поглинання РЗЕ з високим спектральним розділенням, які одержали на монохроматорах подвійної дифракції телескопів ГАО АН РФ (Пулково) і ГАО НАН України (Голосіїво) [3]. Ці профілі виправлені за інструментальні спотворення, похибки їх є у межах 1–2 %. Профілі отримані для трьох положень на незбуреному сонячному диску в центрі ($\cos\theta = 1$) і поблизу краю (у точках $\cos\theta = 0,44$ або $\cos\theta = 0,28$). У табл. 1 наведено деякі фізичні параметри цих спостережуваних ліній у центрі і на краю сонячного диска – центральні залишкові інтенсивності, еквівалентні ширини, а також їхні відношення край–центр і півширини ліній. Як бачимо з таблиці, центральні залишкові інтенсивності помірних ліній переважно збільшуються, а слабших – зменшуються в разі переходу до краю диска Сонця; відношення ж край–центр для еквівалентних ширин усіх досліджуваних ліній РЗЕ більше від одиниці в отриманих точках диска, близьких до краю.

Таблиця 1

Фізичні параметри спостережуваних ліній РЗЕ в центрі і на краю диска

Елемент	$\lambda, \text{\AA}$	r_{λ_0}			$W_{\lambda}, \text{ m\AA}$			$\frac{W_{\lambda}}{r_{\lambda_0}}$	$\frac{W_{\lambda}}{r_{\lambda_0}}, \text{ m\AA}$		
		$\mu=1$	$\mu=0,44$	$\mu=0,28$	$\mu=1$	$\mu=0,44$	$\mu=0,28$		$\mu=1$	$\mu=0,44$	$\mu=0,28$
LaII	4 322,51	0,882	0,893	-	8,8	9,2	-	1,04	6,4	7,9	-
	5 123,01	0,888	-	0,884	8,4	-	10,0	1,19	6,2	-	8,3
	5 377,06	0,952	-	0,950	3,5	-	3,8	1,03	7,0	-	8,8
CeII	4 042,59	0,787	0,808	-	12,7	15,2	-	1,20	5,2	6,6	-
	4 068,84	0,926	0,919	-	3,5	4,6	-	1,31	4,5	6,2	-
	4 073,43	0,758	0,774	-	15,6	20,6	-	1,32	6,0	7,8	-
	4 349,79	0,900	0,905	-	7,2	8,1	-	1,12	6,0	6,8	-
	4 364,66	0,829	0,826	-	13,6	18,0	-	1,32	5,2	6,6	-
	4 560,28	0,832	0,838	-	12,6	13,6	-	1,11	5,8	6,8	-
	4 562,36	0,715	0,735	-	19,7	26,6	-	1,35	6,2	8,3	-
	4 628,16	0,851	-	0,842	10,7	-	13,8	1,29	6,4	-	8,4
PrII	3 925,45	0,911	-	-	5,5	-	-	-	-	-	-
	5 219,03	0,966	-	0,960	2,4	-	2,8	1,17	6,8	-	7,8
	5 259,73	0,955	-	0,948	3,2	-	4,5	1,41	6,8	-	7,8
	5 787,70	0,970	-	-	5,0	-	-	-	-	-	-
	5 870,42	0,891	-	-	7,0	-	-	-	-	-	-
NdII	4 069,27	0,856	0,835	-	8,5	10,6	-	1,25	5,2	6,8	-
	4 075,28	0,776	0,745	-	15,8	20,0	-	1,27	5,9	7,4	-
	4 314,10	0,758	0,772	-	17,8	20,6	-	1,16	6,0	7,6	-
	4 358,17	0,705	0,722	-	26,0	30,0	-	1,15	6,8	8,4	-
	4 446,39	0,841	0,852	-	9,2	11,2	-	1,22	5,2	6,4	-
	5 319,82	0,886	-	0,898	8,8	-	9,6	1,09	7,0	-	9,0
SmII	4 318,94	0,880	0,868	-	9,6	11,4	-	1,19	5,6	7,2	-
	4 523,92	0,870	0,884	-	9,8	11,0	-	1,12	6,2	8,4	-
	4 561,19	0,918	0,922	-	5,3	5,9	-	1,11	5,6	7,0	-
	4 577,69	0,921	0,928	-	5,2	5,4	-	1,04	6,2	7,8	-
EuII	4 205,05	0,925	-	-	5,1	-	-	-	-	-	-
	4 435,58	0,962	-	-	4,1	-	-	-	-	-	-
	6 645,13	0,953	-	0,948	4,4	-	5,2	1,18	8,0	-	9,9
GdII	4 085,57	0,886	0,896	-	6,8	7,4	-	1,09	5,6	6,8	-
	4 316,03	0,898	0,902	-	6,5	7,6	-	1,17	5,8	7,0	-
	3 070,06	0,931	-	-	3,3	-	-	-	-	-	-
DyII	4 073,12	0,907	0,904	-	6,6	8,6	-	1,3	5,2	6,8	-
HoII	3 233,34	0,971	-	-	2,4	-	-	-	-	-	-
YbII	3 289,37	0,960	-	-	3,1	-	-	-	-	-	-
	3 694,19	0,884	-	-	6,7	-	-	-	-	-	-

Примітки: r_{λ_0} – центральна залишкова інтенсивність – інтенсивність у центрі лінії поглинання (в одиницях інтенсивності неперервного спектра); W_{λ} – еквівалентна ширина лінії – величина, що дорівнює площі, обмеженій профілем лінії і неперервним фоном; $\frac{W_{\lambda}}{r_{\lambda_0}}$ – півширина лінії – відстань між точками профілю, що відповідають половині інтенсивності заданої лінії.

У табл. 2 наведено деякі атомні та спектральні характеристики ліній, які вивчають.

Таблиця 2

Атомні та спектральні характеристики ліній РЗЕ

Елемент	λ , Å	lg gf	χ , eV		J	Мультиплет	Номер мультипл.
			нижн.	верхн.			
LaII	4322,51	-1,64	0,17	3,03	2–3	$a^1D - y^1F^0$	25
	5123,01	-1,80	0,32	2,73	2–2	$a^3D - z^3D^0$	36
	5377,06	-0,45	2,29	4,59	5–4	$zH^0 - e^3G$	95
CeII	4042,59	-0,22	0,49	3,55	$3^{1/2} - 4^{1/2}$	$b^2G^0 - 122$	140
	4068,84	-0,36	0,70	3,73	$4^{1/2} - 4^{1/2}$	$a^4F^0 - z^4F^+$	82
	4073,48	0,05	0,00	3,03	$3^{1/2} - 2^{1/2}$	$a^4H - z^4G^0$	4
	4349,79	-0,42	0,70	3,53	$5^{1/2} - 5^{1/2}$	$b^4H^0 - z^2H$	59
	4364,66	-0,35	0,49	3,32	$3^{1/2} - 3^{1/2}$	$b^2G^0 - z^4H$	135
	4560,28	-0,15	0,43	3,14	$5^{1/2} - 5^{1/2}$	$a^2H - z^2H^0$	8
	4562,36	-0,07	0,00	2,71	$3^{1/2} - 4^{1/2}$	$a^4H - z^4I^0$	1
	4628,16	-0,14	0,04	2,71	$4^{1/2} - 4^{1/2}$	$a^4H - z^4I^0$	1
PrII	3925,45	-0,82	0,00	3,16	0–0		
	5219,03	-0,93	0,79	3,60	7–7	$a^5K^0 - z^5K^0$	37
	5259,73	-0,83	0,63	2,98	7–6	$a^5L^0 - z^5K^0$	35
	5787,70	-0,91	0,69	3,21	7–6		
	5870,42	-0,96	0,71	3,32	7–7		
NdII	4069,27	-1,01	0,06	3,10	$4^{1/2} - 5^{1/2}$	$a^6I - 13^+$	20
	4075,28	-1,38	0,06	3,09	$4^{1/2} - 3^{1/2}$	$a^6I - y^6I^0$	19
	4314,51	-1,54	0,00	2,86	$3^{1/2} - 4^{1/2}$	$a^6I - 23171$	19
	4358,17	-0,98	0,32	3,15	$6^{1/2} - 6^{1/2}$	$a^6I - z^6K^0$	10
	4446,39	-1,29	0,20	2,98	$4^{1/2} - 5^{1/2}$	$a^4I - z^6I^0$	49
	5319,82	-0,96	0,55	2,87	$5^{1/2} - 4^{1/2}$	$a^6L - z^6K^0$	75
SmII	4318,94	-0,78	0,28	3,13	$4^{1/2} - 5^{1/2}$	$a^8F - 38^0$	27
	4523,92	-1,16	0,43	3,16	$3^{1/2} - 4^{1/2}$	$a^6F - 43^0$	41
	4561,19	-2,74	0,43	3,15	$3^{1/2} - 4^{1/2}$	$a^6F - 41^0$	39
	4577,69	-1,40	0,25	2,94	$1^{1/2} - 2^{1/2}$	$a^6F - 17^0$	23
EuII	4205,05	-0,08	0,00	2,95	0–0	$^9S_4 - ^9P_3$	
	4435,58	-0,60	0,20	2,99	0–0	$^7S_3 - ^9P_4$	
	6645,13	-0,59	1,37	3,23	6–5	$a^9D^0 - z^9P$	8
GdII	4085,57	-0,04	0,73	3,73	$6^{1/2} - 5^{1/2}$	$a^{10}F^0 - z^8D$	50
	4316,08	-0,66	0,66	3,52	$5^{1/2} - 5^{1/2}$	$a^{10}F^0 - z^{10}D^+$	43
TbII	3070,06				$8^{1/2} - 8^{1/2}$		
DyII	4073,12	-0,19	0,53	3,57			
HoII	3233,34	-1,02	0,08	3,91	7–7		
YbII	3289,37	-0,65	0,00	3,77	2–1		
	3694,19	-0,82	0,00	3,36	0–1		

Примітка: lg gf – логарифм добутку статистичної ваги g нижнього рівня переходу на силу осцилятора f, що характеризує імовірність переходу електрона атома з нижнього рівня на верхній.

Формулювання задачі. Нижче наведено результати зіставлення й узгодження розрахованих профілів ліній поглинання РЗЕ зі спостережуваними профілями в області незбуреної атмосфери Сонця. На підставі аналізу отриманих результатів уточнено вміст РЗЕ в сонячній атмосфері. Розв'язку цієї задачі суттєво сприяло використання високоякісних спостережень фраунгоферових ліній РЗЕ й ефективного вдосконаленого методу розрахунку профілів цих ліній, залучення сучасної моделі атмосфери Сонця, новітньої системи сил осциляторів та інших атомних і фізичних параметрів, урахування ефектів надтонкої структури (НТС) енергетичних рівнів РЗЕ.

Методика розрахунку профілів рідкісноземельних ліній поглинання. Строгий підхід до проблеми визначення вмісту елементів з аналізу ліній поглинання сонячного спектра полягає в сумісному розв'язуванні рівняння переносу нерівноважного випромінювання і рівнянь статистичної рівноваги. Це, відповідно, потребує розгляду якнайближчих до реальності моделей атомів, що враховують множини енергетичних рівнів; причому ці рівні належать до декількох стадій іонізації атома, у разі переходів між якими (у межах однієї стадії іонізації) утворюються цілі набори ліній. Такі багаторівневі моделі атомів потребують використання сучасних складних моделей атмосфери, які з високим ступенем реалізму описують фізичний стан Сонця.

Сформульовану нерівноважну задачу ми розв'язували, використовуючи метод прискореної Λ -ітерації, узятий раніше [4] за основу розв'язування задачі багатовимірному переносу випромінювання.

Нижче наведено результати розв'язування нерівноважної задачі для складних фраунгоферових спектрів РЗЕ з метою уточнення сонячних вмістів рідкісних земель з використанням новітніх даних щодо атомних та фізичних параметрів досліджуваних ліній.

а) Основні рівняння. Інтенсивність випромінювання, що виходить з атмосфери Сонця, має вигляд [4]

$$\frac{dI_{\nu}(\tau, \mu)}{d\tau_0} = I_{\nu}(\tau \cdot \mu) - S_{\nu}(\mu), \quad (1)$$

де $I_{\nu}(\tau, \mu)$ – інтенсивність випромінювання в точці, яка задана вектором τ ; $\mu = \cos\theta$ показує напрям поширення випромінювання; $S_{\nu}(\tau)$ – функція джерела; τ_0 – оптична глибина за заданим напрямом; ν – частота. У рівнянні (1) S_{ν} не залежить від μ , оскільки коефіцієнт поглинання ізотропний.

Інтенсивність випромінювання знаходимо, використовуючи рівняння переносу.

Відповідно, рівняння переносу пов'язує інтенсивність випромінювання, що виникає внаслідок переходів між рівнями атома, з відомими заселеностями рівнів.

Заселеності рівнів описують рівняннями статистичної рівноваги, які можна записати в матричному вигляді:

$$A\vec{n} = \vec{b}, \quad (2)$$

де $\vec{n}$ – вектор заселеності рівнів; $\vec{b}$ – вектор, усі елементи якого, крім останнього, дорівнюють нулю; матриця A визначена радіативними й ударними переходами між рівнями атома.

Формальний розв'язок рівняння переносу можна записати через Λ -оператор:

$$I_\nu = \Lambda_\nu S_\nu \quad (3)$$

Знаючи S_ν , можна обчислити I_ν , а за $I_\nu - \vec{n}$ і т. д. Такий ітераційний процес називають простою Λ -ітерацією. Кількість ітерацій ми зменшили, застосувавши прискорення збіжності (прискорена Λ -ітерація [4]).

Точний розрахунок теоретичних профілів чи еквівалентних ширин ліній поглинання у спектрі Сонця потребує знання різних параметрів, одні з яких належать до структури сонячної атмосфери, інші пов'язані з атомами чи іонами, що утворюють цю лінію, ще інші описують процеси, що спричиняють розширення ліній.

б) Модель атмосфери Сонця. Ми використали найуживанішу сучасну модель Сонця – VALC-80 [5], яка ґрунтується на позаатмосферних абсолютних вимірах неперервного спектра, виконаних у широкому діапазоні довжин хвиль – від мікрохвиль до ультрафіолетових.

в) Коефіцієнти поглинання. Коефіцієнти поглинання у неперервному спектрі обчислювали з урахуванням багатьох фізичних процесів, за яких поглинальні частинки здійснюють зв'язано-вільні і вільно-вільні переходи. Основний внесок у неперервне поглинання в атмосфері Сонця належить водню, переважно його нейтральним атомам та негативним іонам. Крім того, у глибоких шарах сонячної атмосфери неперервне поглинання спричинюване металами, електронним і релеевським розсіянням.

Коефіцієнт поглинання в лінії описували фойгтівським профілем, який є згортою дисперсійного і гаусівського профілів. У разі визначенні сталої загасання, що входить як один із параметрів у функцію Фойгта, враховували лише сталу загасання, зумовлену взаємодією з атомами водню, оскільки вона є набагато більшою порівняно зі сталими загасання внаслідок випромінювання і зіткнень з електронами.

г) Сили осциляторів. Для всіх ліній РЗЕ вони взяті з каталогу VALD [6].

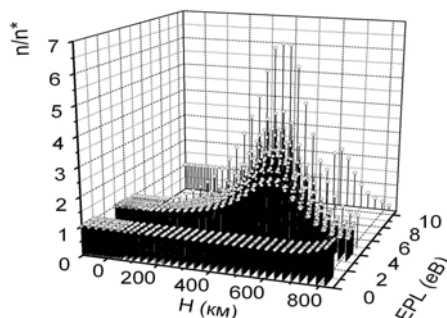
д) Мікро- і макротурбулентні швидкості. Розподіл мікротурбулентних швидкостей узятو відповідно до моделі атмосфери [5]. Зміну макротурбулентної швидкості з висотою брали з монографії [7].

е) Імовірність переходів. Під час розв'язування рівнянь стаціонарності без використання наближення локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) враховували як радіативні, так і ударні переходи. Швидкості ударних переходів визначають кількість переходів, що відбуваються внаслідок зіткнень другого роду з електронами. Імовірності таких переходів здебільшого відомі з невисокою точністю, тому для їхнього розрахунку використовували напівемпіричні формули [8–10]. Швидкості радіативних переходів у континуум і з континууму, а також для зв'язано-зв'язаних переходів угору і вниз обчислювали, як звичайно, згідно з монографією Міхаласа [11].

є) Оцінка впливу відхилень від ЛТР на фізичні параметри ліній РЗЕ. Щоб оцінити вплив відхилень від ЛТР на інтенсивності випромінювання $I_\lambda(\mu)$, на функції джерела в лініях $S_\lambda(\mu)$, на центральні залишкові інтенсивності $r_{\lambda_0}(\mu)$, на профілі $r_\lambda(\mu)$ і на еквівалентні ширини $W_\lambda(\mu)$ ліній, значення цих величин, знайдені для різних положень

на диску Сонця, ми порівнювали з відповідними значеннями, обчисленими в наближенні ЛТР. Коефіцієнти відхилень від ЛТР заселеностей рівнів (параметри Цвана) РЗЕ визначали, як звичайно, зі співвідношення $b_i = n_i / n_i^*$, де n_i^* – заселеність при ЛТР; i – номер рівня.

На рисунку показано відхилення від рівноважного розподілу заселеностей рівнів n_i РЗЕ (для прикладу, CeII), а також параметрів Цвана, що слугують важливим індикатором відхилень фізичних умов від ЛТР.



Залежність не-ЛТР параметрів від висоти в сонячній атмосфері та потенціалів збудження EPL, eV для CeII.

Розрахунки засвідчують, що практично в усіх шарах атмосфери Сонця кількість високозбуджених іонізованих атомів не відповідає ЛТР-значенням. Лише нижні рівні, між якими існують тільки ударні переходи по всій фотосфері й у нижніх шарах хромосфери перебувають у ЛТР; у ділянці утворення ліній параметри $b_i \approx 1$, тільки при $H > 700$ км вони починають зростати щодо ЛТР-значень; максимум – у ділянці 500 км. Причому зі збільшенням потенціалу збудження (EPL) верхнього рівня перезаселеність збільшується майже на порядок.

ж) Вплив надтонкої структури на профілі ліній тотожний до впливу макротурбулентності [12]. Така дія НТС на розширення ліній підтверджена вже в низці праць [13, 14]. Отже, дія НТС на профілі ліній ураховувана так:

$$I_{\text{НТС}}(\Delta\lambda) = \exp[-(\Delta\lambda / \Delta\lambda_{\text{НТС}})^2] / \sqrt{\pi} \Delta\lambda_{\text{НТС}}, \quad (4)$$

де $\Delta\lambda$ – відстань до центра лінії. Отже, якщо дія НТС подібна до доплерівського розширення, то спостережувана турбулентна швидкість $V_t^2 = (V_t')^2 + V_{\text{НТС}}^2$, де

$$V_{\text{НТС}} = \frac{c \Delta\lambda_{\text{НТС}}}{\lambda}.$$

Значення $\Delta\lambda_{\text{НТС}}$ обчислювали з формули (4), використовуючи експериментальні значення $\Delta\lambda$ і $I_{\text{НТС}}$, які наведені в працях [15–17] для деяких ліній РЗЕ. У табл. 3 наведено дані про НТС ліній PrII, EuII, TbII, HoII, Yb II.

Таблиця 3

Експериментальні дані про надтонку структуру ліній РЗЕ

Елемент	λ , Å	$\Delta\lambda_1$, Å	I_{1HTC}	$\Delta\lambda_2$, Å	I_{2HTC}
PrII	3925,45	-0,0499	0,7607	0,0499	0,9365
EuII	4205,05	-0,0212	0,7620	0,0218	0,8940
	4435,58	-0,0197	0,7770	0,0201	0,9010
TbII	3070,60	-0,0232	0,9934	0,0026	0,7487
HoII	3233,34	-0,0850	0,8243	-0,0480	0,8538
YbII	3289,37	-0,0020	0,7817	0,0021	0,6817
	3694,19	-0,0028	0,7817	0,0030	0,6817

Розрахунок вмісту РЗЕ. Для розрахунків РЗЕ початково прийнято за основу їхні значення, рекомендовані в праці [6]. Після узгодження спостережуваних і теоретичних профілів ліній РЗЕ на сонячному диску отримані результати N_{el} , а також середні значення наведено в табл. 4.

Таблиця 4

Хімічний вміст РЗЕ, отриманий для кожної лінії, та середні значення для окремих елементів

Елемент	λ , Å	$\lg N_{el}$	Елемент	λ , Å	$\lg N_{el}$
LaII	4322,51	1,29± 0,06	NdII	4069,27	1,54± 0,04
	5123,01	1,31± 0,04		4075,28	1,55± 0,02
	5377,06	1,33± 0,02		4314,51	1,59± 0,02
Середнє		1,31± 0,04		4358,17	1,55± 0,04
CeII	4042,59	1,77± 0,02		4446,39	1,60± 0,02
	4068,84	1,78± 0,01		5319,82	1,57± 0,04
	4073,43	1,72± 0,04	середнє		1,57± 0,03
	4349,79	1,75± 0,04	SmII	4318,94	1,13± 0,04
	4364,66	1,76± 0,04		523,92	1,15± 0,03
	4560,28	1,79± 0,02		4561,19	1,14± 0,05
	4562,36	1,78± 0,02		4577,69	1,17± 0,02
	4628,6	1,77± 0,02	середнє		1,15± 0,03
Середнє		1,76± 0,03	EuII	4205,05	0,69± 0,02
PrII	3925,45	0,86± 0,02		4435,58	0,63± 0,05
	5219,03	0,88± 0,01		6645,13	0,65± 0,04
	5259,73	0,83± 0,05	середнє		0,66± 0,04
	5787,70	0,85± 0,04	GdII	4085,57	1,16± 0,04
	5870,42	0,87± 0,04		4316,03	1,18± 0,02
Середнє		0,86± 0,03	середнє		1,17± 0,03
			TbII	3070,06	0,41± 0,04
			DyII	4073,12	1,24± 0,03
			HoII	3233,34	0,60± 0,03
			YbII	3289,37	1,08± 0,04
				3694,19	1,10± 0,03
			середнє		1,09± 0,03

У табл. 5 наведено середні вмісти, отримані без урахування і з урахуванням НТС, а також дані аналізу хондритових метеоритів [1].

Таблиця 5

Порівняння вмістів РЗЕ, отриманих нами для сонячної атмосфери без урахування і з урахуванням НТС із метеоритними даними

Елемент	$\lg N_{el}$		
	без НТС	з НТС	
LaII	$1,31 \pm 0,04$	-	$1,18 \pm 0,06$
CeII	$1,76 \pm 0,03$	-	$1,61 \pm 0,02$
PrII	$0,86 \pm 0,03$	$0,80 \pm 0,03$	$0,78 \pm 0,03$
NdII	$1,57 \pm 0,03$	-	$1,46 \pm 0,03$
SmII	$1,15 \pm 0,03$	-	$0,35 \pm 0,04$
EuII	$0,66 \pm 0,03$	$0,61 \pm 0,03$	$0,52 \pm 0,04$
GdII	$1,17 \pm 0,03$	-	$1,06 \pm 0,02$
TbII	$0,44 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,02$	$0,34 \pm 0,03$
DyII	$1,24 \pm 0,03$	-	$1,13 \pm 0,04$
HoII	$0,60 \pm 0,03$	$0,56 \pm 0,03$	$0,49 \pm 0,02$
YbII	$1,09 \pm 0,03$	$1,02 \pm 0,03$	$0,94 \pm 0,03$

Із табл. 5 випливає, що навіть сучасний строгий розрахунок сонячних вмістів РЗЕ засвідчує систематичне завищення його порівняно з даними, отриманими з метеоритного аналізу. До деякого зменшення вмістів РЗЕ приводить урахування ефектів впливу НТС атомних рівнів. Поправка у вмістах РЗЕ внаслідок цього ефекту становить у середньому 0.4 dex. Подальше зниження сонячних вмістів РЗЕ може дати врахування розширення ліній завдяки магнітному полю (зеєманівське розширення).

Отже, на підставі сучасного підходу до розв'язування рівняння переносу нерівноважного випромінювання в сонячній атмосфері для складних багаторівневих моделей атомів з урахуванням надтонкої структури отримано вмісти рідкісноземельних елементів у сонячній атмосфері, які добре узгоджуються з метеоритними даними.

Роботу виконано у рамках держбюджетної теми АО-161Ф, номер державної реєстрації 0113U003061 за часткової підтримки грантом ПН-010115.

1. *Lodders K.* Solar system abundances and condensation temperatures of the elements // *Astroph. J.* 2003. Vol. 591. P. 1220–1247.
2. *Ельяшевич М.* Спектры редких земель. М.: Гостехиздат, 1953.
3. *Ковальчук М.* О влиянии выбора модели солнечной атмосферы на теоретические профили линий поглощения // *Вопросы астрофизики. Вестник Львов. ун-та. Сер. астрофиз.* 1984. № 58. С. 16–19.
4. *Стоділка М., Рикалюк Р.* Задача двовимірного переносу випромінювання для багаторівневих атомів // *Журн. фіз. досліджень.* 1998. Т. 2. № 3. С. 424–432.
5. *Vernazza J., Avrett E., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. III. Models of EUV brightness of the quiet Sun // *Astrophys. J. Suppl.* 1981. Vol. 45. N 4. P. 635–725.
6. *Piskunov N., Kupka F., Ryabchikova T., Weiss W.* et al. VALD: The Vienna Atomic Line. Data Base // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1995. Vol. 112. P. 525–535.
7. *Гуртовенко Э., Костык Р.* Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. К.: Наук. думка, 1989.

8. *Van Regemorter*. Rate of collisional excitation in stellar atmosphere // *Astrophys. J.* 1962. Vol. 136. P. 906–911.
9. *Osterbrok D. E.* Astrophysics of gaseous nebulae. San Francisco: Freeman, 1974. Vol. 14. P. 251–263.
10. *Вайнштейн Л., Собельман И., Юков Е.* Возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973.
11. *Михалас Д.* Звездные атмосферы. М.: Мир, 1982. Т. 1. 352 с.; Т. 2. 424 с.
12. *Унзольд А.* Физика звездных атмосфер. М.: Изд-во иностр. лит., 1949.
13. *Heide K.* Fraunhoferlinien mit Hyperfeinstruktur // *Z. Astrophys.* 1968. Vol. 69. P. 220–227.
14. *Рикалюк Р.* Определение содержания кобальта в солнечной атмосфере с учетом влияния сверхтонкой структуры // *Кинематика и физика небес. тел.* 1986. Т.2. № 4. С. 34–37.
15. *Hartoo M., Cowley Ch.* On the abundance of europium // *Astrophys. J.* 1974. Vol. 187. P. 551–554.
16. *Li Maosheng, Ma Hongliang, Ch.Miaohua, Ch.Zhijun* et al. Measurement of hyperfine structure in the lines 578.77 nm and 587.04 nm of PrII // *Hyperfine Interactions.* 2000. Vol. 128. P. 417– 422.
17. *Snedden Ch., Lawler J., Cowan J., Ivans I.* et al. New rare earth element abundance distributions for the Sun and five r-process-rich very metal-poor stars // *Astrophys. J. Suppl.* 2009. Vol. 182. P. 80–96.

SOLAR ABUNDANCES OF RARE – EARTHS ELEMENTS

M. Koval'chuk, M. Stodilka, M. Hirnyak

*Astronomical observatory
of Ivan Franko National University of Lviv,
Kyryla & Mefodiya Str., 8, 79005 Lviv, Ukraine
e-mail: hirnyak@astro.franko.lviv.ua*

We specified abundance of rare element (REE) in the solar atmosphere and obtained a good agreement with the meteor data. The later ones serve as a benchmark when analyzing the chemical composition of stars.

The method of calculation of chemical elements abundance is based on comparison and reconciliation of theoretical absorption line profiles with precision observed profiles.

A rigorous approach for determining the abundance is based on the joint solution of nonequilibrium radiative transfer equation and equations of statistical equilibrium. It was necessary to build a multilevel model of the REE atoms and consider the hyperfine structure of energy levels, involving the latest data on nuclear and physical parameters.

Key words: abundance, radiative transfer equation, fraunhofer lines, hyperfine structure of energy levels.

Стаття надійшла до редколегії 19.03.2015

Прийнята до друку 12.01.2016