

УДК 523.9-36

А. В. Орищенко, В. В. Авдонин

ОБОГАЩЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХТЯЖЕЛЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Аннотация. Рассмотрено явление обогащения состава солнечных космических лучей элементами с массовыми числами 78–220. Для расчетов применяется модель предварительного нагрева частиц при нерезонансном рассеянии плазмонов ионно-звуковой турбулентности. Впервые показано, что используемый механизм способен объяснить особенности регистрируемого состава солнечных космических лучей для области сверхтяжелых элементов.

Ключевые слова: коэффициент обогащения, сверхтяжелые элементы, механизм Кочарова – Орищенко.

Abstract. The article considers the phenomenon of solar cosmic rays composition enrichment by the elements with mass numbers from 78 to 220. The authors apply the model of ion's preliminary heating in the process of nonresonant scattering of ion-acoustic plasmons. For the first time it is shown, that this mechanism is able to describe the features of the observable solar cosmic rays composition for ultra-heavy elements.

Keywords: enrichment factor, ultra-heavy elements, Kocharov – Orishchenko mechanism.

Введение

К сверхтяжелым элементам относят ядра частиц солнечных космических лучей (СКЛ) с массой $M > 78$ а.е.м. Первые сообщения о регистрации сверхтяжелых элементов в СКЛ появились лишь в 2000 г. [1–3], при этом их содержание (т.е. относительная концентрация) в СКЛ значительно превосходит содержание этих же элементов в солнечной атмосфере. Такое явление, наблюдавшееся ранее для тяжелых элементов (углерод – железо), называется обогащением. Логичнее всего пытаться объяснить обогащение состава СКЛ сверхтяжелыми элементами с помощью механизмов, в рамках которых удавалось добиться наблюдаемого обогащения элементами с $12 \leq M \leq 60$. Одним из таких механизмов является модель Кочарова – Орищенко [4–5], основанная на нелинейном поглощении частицами солнечной плазмы энергии ионно-звуковой турбулентности. Целью данной работы является исследование возможности обогащения СКЛ сверхтяжелыми элементами в рамках механизма, предложенного Л. Г. Кочаровым и А. В. Орищенко задолго до обнаружения в составе солнечных космических лучей элементов, тяжелее никеля. Проверка возможности обогащения сверхтяжелыми элементами является дополнительным способом подтверждения или опровержения модели формирования состава.

1. Экспериментальные данные по сверхтяжелым элементам

Для количественной характеристики состава СКЛ пользуются двумя стандартными величинами: содержанием и коэффициентом обогащения. Под

содержанием $\Gamma_{i,o}$ понимают относительную концентрацию элемента по сравнению с концентрацией кислорода: $\Gamma_{i,o} = \frac{n_i}{n_o}$, где n_i и n_o – концентрации i -го элемента и кислорода.

Коэффициент обогащения $E_{i,o}$ определяется следующим соотношением:

$$E_{i,o} = \frac{(\Gamma_{i,o})_{\text{СКЛ}}}{(\Gamma_{i,o})_{\text{СА}}}, \quad (1)$$

где $(\Gamma_{i,o})_{\text{СКЛ}}$ и $(\Gamma_{i,o})_{\text{СА}}$ – содержание элемента в составе солнечных космических лучей и в составе солнечной атмосферы соответственно [5].

Сверхтяжелые элементы принято условно разделять на три группы, соответствующие «островкам» относительно высокого содержания элементов в Солнечной системе: это элементы с массовыми числами $78 \leq A \leq 100$, $125 \leq A \leq 150$ и $180 \leq A \leq 220$ (или с порядковыми номерами $34 \leq Z \leq 40$, $50 \leq Z \leq 56$ и $70 \leq Z \leq 82$) и содержанием в короне Солнца относительно кислорода $2,22 \cdot 10^{-5}$, $2,89 \cdot 10^{-6}$ и $1,01 \cdot 10^{-6}$ соответственно [1]. Экспериментальные значения коэффициентов обогащения вычисляются по определению (1) относительно этих величин.

В работах Д. В. Римза [1, 3] приведен каталог событий, в которых наблюдалось обогащение состава сверхтяжелыми элементами. К настоящему времени известно о сорока событиях с обогащением сверхтяжелыми элементами при энергиях частиц 3,3–10 МэВ/нуклон [3] и около дюжины событий с энергией частиц порядка 0,3 МэВ/нуклон [2]. Основываясь на этих данных, а также на результатах своих измерений, авторы [2] установили основные свойства исследуемого класса событий.

В среднем по всем наблюдениям группа элементов с $78 \leq A \leq 100$ имеет коэффициент обогащения ~ 40 , с $125 \leq A \leq 150$ – порядка 120 и элементы с $180 \leq A \leq 220$ обогащены в ~ 215 раз; при этом в отдельных событиях значения коэффициентов обогащения могут отличаться в 5 раз (при энергии 325 кэВ/нуклон) [2]. Максимальный зарегистрированный коэффициент обогащения равен $2 \cdot 10^5$ для элементов с $70 \leq Z \leq 82$ в событии 20.02.1999 [3].

Также установлено, что величины коэффициентов обогащения СКЛ тяжелыми и сверхтяжелыми элементами скоррелированы между собой, а их ионизационные температуры по порядку величины составляют 3 МК. Эти факты, а также схожие формы спектров тяжелых и сверхтяжелых элементов и оценка времен инжекции свидетельствуют в пользу того, что формирование состава СКЛ тяжелыми и сверхтяжелыми элементами происходит одновременно и в едином механизме [2].

2. Механизм обогащения СКЛ тяжелыми элементами

Среди всех предложенных механизмов обогащения состава СКЛ тяжелыми элементами наиболее популярны так называемые двухстадийные. Ряд моделей, среди которых и механизм Л. Г. Кочарова и А. В. Орищенко, рассматривают изменение состава частиц во время ускорения до промежуточной энергии, меньшей, чем наблюдаемая в СКЛ, но большей, чем тепловая в области вспышки. Такой этап начального ускорения называют инжекцией в основной механизм ускорения, а под основным механизмом понимается уско-

рение частиц от промежуточной энергии инжекции до наблюдаемой энергии в составе СКЛ. При этом предполагается, что механизм основного ускорения не изменяет полученный при промежуточной энергии состав на значительную по порядку величину [5].

Для предварительного нагрева в процессе инжекции было предложено использовать энергию ионно-звуковой турбулентности. В результате нелинейного индуцированного рассеяния ионно-звуковой турбулентности на инжектируемых частицах происходит изменение их функции распределения. Этот процесс можно описать уравнением диффузии в пространстве скоростей (уравнением Фоккера – Планка) [4–5]:

$$\frac{\partial f(V,t)}{\partial t} = \frac{1}{V^2} \cdot \frac{\partial}{\partial V} V^2 \left[D_{si} \cdot \frac{\partial f(V,t)}{\partial V} + F(V) \cdot f(V,t) \right], \quad (2)$$

где $f(V,t)$ – функция распределения частиц данного сорта по скорости V в момент времени t ; D_{si} – коэффициент диффузии ионов в пространстве скоростей; $F(V)$ – коэффициент, описывающий вклад кулоновского трения частиц (т.е. взаимодействие заряженных частиц с фоном) в изменение функции распределения.

Селективность инжекции частиц обеспечивается зависимостью коэффициентов диффузии и кулоновских потерь от массового A и зарядового Z чисел ионов. Коэффициент диффузии определяется по формуле

$$D_{si} = \left[\frac{Z}{A} \cdot \left(\frac{Z}{A} - 1 \right) \right]^2 D_{sp}; \quad (3)$$

$$D_{sp} \approx 10^7 (\epsilon_s)^2 T_e \sqrt{n_e}, \quad (4)$$

где D_{sp} – коэффициент диффузии протона в пространстве скоростей (численное значение в СИ); ϵ_s – относительная плотность энергии ионно-звуковой турбулентности; T_e – электронная температура плазмы; n_e – концентрация электронов [4, 5].

Коэффициент кулоновского торможения частицы:

$$F(V) = - \left(\frac{Z}{A} \right)^2 \frac{2\pi e^2 \ln \Lambda}{m_p^2 k V T_e} \sum_{\sigma} \frac{n_{\sigma} q_{\sigma}^2}{T_{\sigma} / m_{\sigma}} \left(1 + A \frac{m_p}{m_e} \right) G \left(\frac{V}{V_{T\sigma}} \right), \quad (5)$$

где n_{σ} , q_{σ} , m_{σ} , T_{σ} и $V_{T\sigma}$ – плотность, заряд, масса, температура и тепловая скорость σ -й компоненты плазмы; k – постоянная Больцмана; $\ln \Lambda \approx 20$ – кулоновский логарифм; функция $G(x)$ определяется как

$$G(x) = \frac{\operatorname{erf}(x) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} x e^{-x^2}}{x^2},$$

где $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy$ – функция ошибок [6].

При расчетах мы рассматриваем трение на двух плазменных компонентах: протонной ($\sigma = p$) и электронной ($\sigma = e$).

Основной механизм ускорения характеризуется пороговой скоростью:

$$V_{th} = \frac{Z}{A} V_a, \quad (6)$$

где $V_a = \frac{H}{\sqrt{4\pi n_e m_p}}$ – альвеновская скорость, H – напряженность магнитного

поля [5]. Частицы, скорость которых не превышает значение V_{th} , в основной механизм ускорения и состав СКЛ не вовлекаются. Для моделирования состава нам фактически необходимо решить уравнение (2) с коэффициентом диффузии (3), (4), коэффициентом торможения (5) и начальным распределением в пространстве скоростей в виде функции Максвелла и определить количество частиц со скоростью, превышающей пороговое значение (6).

3. Метод моделирования состава СКЛ

Стандартные методы решения уравнения (2), как аналитические, так и численные, сталкиваются с трудностями при учете граничных условий: процессы инжекции и основного ускорения происходят одновременно, и если частица достигает пороговой скорости, то она покидает рассматриваемую систему. Функция распределения не имеет хвоста: $f(V > V_{th}, t) \equiv 0$, и частицы в пространстве скоростей проходят через точку V_{th} только в одном направлении – в сторону увеличения своей скорости. Подобрать соответствующее граничное условие трудно, так как темп покидания частицами системы в общем случае не известен и зависит от времени.

Поэтому моделирование состава производится методом (названным методом локальных диффузионных потоков), аналогичным методу Монте-Карло: рассматриваемая область разбивается на интервалы, число частиц в которых в момент времени $t = 0$ находится интегрированием начального максвелловского распределения $f(V, 0)$. В последующие моменты времени из каждого интервала частицы перебрасываются в соседние. Однако количество ΔN переброшенных частиц определяется не случайным образом, как в методе Монте-Карло, а исходя из уравнения (2). Величина в квадратных скобках уравнения (2) является потоком частиц в пространстве скоростей с противоположным знаком, поэтому число частиц ΔN , прошедших за время Δt через «площадку» в точке V , можно определить как

$$\Delta N = - \left[D_{st} \cdot \frac{\partial f(V, t)}{\partial V} + F(V) \cdot f(V, t) \right] \Delta t. \quad (7)$$

Доля частиц, «нагревшихся» выше пороговой скорости (6), вычисляется непосредственно суммированием на каждом шаге по времени (более подробно см. [7]). Коэффициент обогащения i -го элемента находится следующим образом [5]:

$$E_{i,o} = \frac{\eta_i}{\eta_o}, \quad (8)$$

где $\eta_i = \sum_{Z_i} \eta_{i,Z_i} \Phi(Z_i)$ – полная относительная доля i -го элемента, инжектированного в основной механизм ускорения; η_{i,Z_i} – относительная доля ионов

i -го элемента с зарядом $+Ze$, инжектированных в основной механизм ускорения; $\Phi(Z_i)$ – доля ионов с зарядом $+Ze$ среди всех ионов i -го сорта при данной температуре, а суммирование ведется по всем ионизационным состояниям; η_o – полная доля ионов O в составе СКЛ. Именно коэффициент обогащения является той моделируемой величиной, с применением которой мы будем сравнивать результаты моделирования состава СКЛ с экспериментальными данными.

Применение метода локальных диффузионных потоков дает возможность моделировать состав СКЛ с учетом одновременности действия механизмов предварительного нагрева ионов и основного механизма ускорения. Кроме этого, особенностями расчета является учет полного кулоновского трения (5) инжектируемых ионов на протонной и электронной компонентах фоновой плазмы, а также изотермия протонной и ионной компонент (и в отличие от [5], где для лучшего согласия с экспериментальными данными была предложена гипотеза о протон-ионной неизотермии, нам не требуется дополнительно рассматривать способы ее создания).

4. Результаты и их обсуждение

Результаты моделирования обогащения СКЛ сверхтяжелыми элементами приведены в табл. 1. Так как в [1–3] приводятся обогащения не отдельных элементов, а массовых групп, то мы будем сравнивать рассчитанные значения со средними данными из [2]. При этом в качестве моделируемых элементов из группы с $78 \leq A \leq 100$ выбираем криптон и родий, из группы с $125 \leq A \leq 150$ – ксенон и барий, а из группы с массовыми числами $180 \leq A \leq 220$ – золото.

Таблица 1

Обогащение сверхтяжелых элементов

| Элемент | M , а.е.м. | \bar{Z} , e | η_i , % | $E_{i,o}$ (расчет) | $E_{i,o}$ (эксперимент) |
|---------|--------------|-----------------|--------------|--------------------|-------------------------|
| O | 16 | 7,8 | 0,027 | $\equiv 1,0$ | $\equiv 1,0$ |
| Kr | 83 | 15,8 | 2,13 | 78,9 | ~40–50 |
| Rh | 102 | 16,4 | 2,86 | 105,9 | |
| Xe | 131 | 19,0 | 3,12 | 115,6 | ~125 |
| Ba | 137 | 18,0 | 3,69 | 136,7 | |
| Au | 197 | 18,5 | 5,43 | 201,1 | ~215 |

Рассчитанные значения коэффициента обогащения определяются по формуле (8). К сожалению, мы не имеем данных об ионизационных состояниях $\Phi(Z_i)$ сверхтяжелых элементов, поэтому в (8) подставляем не суммарные доли инжектированных ионов всех ионизационных состояний, а полную долю инжектированных ионов среднего ионизационного состояния (эти данные заимствованы из [2]). Оценка возможности такой замены, проведенная для ионов кислорода, показала, что это приведет к ошибке в определении доли вовлеченных в состав СКЛ элементов, не превышающей 15 % (что вполне приемлемо для наших расчетов).

Очевидно, что рассчитанные обогащения сверхтяжелых элементов качественно согласуются со средними наблюдаемыми данными (табл. 1); это

является подтверждением адекватности выбранной модели. Подобранные параметры модели (электронная температура $T_e = 4 \cdot 10^6$ К, магнитное поле $H = 31$ Гс, относительная плотность ионно-звуковой турбулентности $\varepsilon_s = 6 \cdot 10^{-4}$) для обогащения сверхтяжелых элементов несколько отличаются от параметров, полученных при расчете содержания тяжелых элементов в [7] – обогащение состава сверхтяжелыми элементами происходит в более слабых по энергосодержанию и по уровню ионно-звуковой турбулентности событиях, что соответствует наблюдаемым фактам. Поэтому в основной механизм ускорения вовлекается меньшая доля в первую очередь ионов кислорода на 1–2 порядка, в результате чего и наблюдается столь высокое обогащение сверхтяжелых элементов. Если увеличить магнитное поле H на 30 %, то коэффициенты обогащения сверхтяжелых элементов увеличатся примерно на порядок, т.е. мы можем смоделировать не только средний, но и максимально обогащенный состав. Таким образом, моделирование обогащения тяжелыми элементами вкупе с обогащением сверхтяжелыми элементами позволит более корректно определить параметры вспышечной плазмы (ионизационную температуру, напряженность магнитного поля, относительную плотность ионно-звуковой турбулентности и т.д.).

Выводы

Модель Л. Г. Кочарова и А. В. Орищенко [4, 5] позволяет объяснить обогащение СКЛ сверхтяжелыми элементами. Подобная проверка на возможность обогащения состава сверхтяжелыми элементами должна проводиться для всех механизмов, предложенных ранее для объяснения явления обогащения состава СКЛ тяжелыми элементами.

Список литературы

1. **Reames, D. V.** Abundances of trans-iron elements in solar energetic particle events / D. V. Reames // The Astrophysical Journal. – 2000. – V. 540. – P. 111–114.
2. **Mason, G. M.** Abundances of heavy and ultraheavy ions in ^3He -rich solar flares / G. M. Mason, J. E. Mazur, J. R. Dwyer et al. // The Astrophysical Journal. – 2004. – V. 606. – P. 555–564.
3. **Reames, D. V.** Heavy element abundances in solar energetic particle events / D. V. Reames, C. K. Ng // The Astrophysical Journal. – 2004. – V. 610. – P. 510–522.
4. **Kocharov, L.G.** The plasma mechanism for preferential acceleration of heavy ions / L. G. Kocharov, A. V. Orishchenko // Proc. 19-th Intern. Cosmic Ray Conf. – 1985. – V. 4. – P. 293–296.
5. **Кочаров, Л. Г.** Механизм обогащения солнечных космических лучей тяжелыми ионами / Л. Г. Кочаров, А. В. Орищенко // Известия АН СССР. Серия физическая. – 1984. – Т. 11. – С. 2162–2164.
6. **Korchak, A. A.** Coulomb losses and the nuclear composition of the solar flare accelerated particles / A. A. Korchak // Solar Phys. – 1980. – V. 66. – P. 149–158.
7. **Авдонин, В. В.** Метод локальных диффузионных потоков в задаче о моделировании состава солнечных космических лучей [Электронный ресурс] / В. В. Авдонин, А. В. Орищенко // Материалы 7-й Всероссийской научно-технической конференции ИАМП-2010. – Бийск : Изд-во Алтайского государственного технического университета, 2010. – С. 12–16. – URL : <http://iamp.e-digit.ru/material>.

Орищенко Алексей Васильевич

кандидат физико-математических наук,
доцент, кафедра физики, Ульяновский
государственный университет (филиал
в г. Димитровграде)

E-mail: astralexor@mail.ru

Orishchenko Aleksey Vasylyevich

Candidate of physical and mathematical
sciences, associate professor, sub-department
of physics, Ulyanovsk State University
(affiliated branch in Dimitrovgrad)

Авдонин Василий Вячеславович

аспирант, Ульяновский
государственный университет
(филиал в г. Димитровграде)

E-mail: avd-vasya@yandex.ru

Avdonin Vasily Vyacheslavovich

Postgraduate student, Ulyanovsk
State University (affiliated branch
in Demitrovgrad)

УДК 523.9-36

Орищенко, А. В.

Обогащение солнечных космических лучей сверхтяжелыми элементами / А. В. Орищенко, В. В. Авдонин // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2011. – № 2 (18). – С. 98–104.