Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ - грант ТОО-7.4-897.

Литература

1. *Константинов Б.П., Алимова И.А.* Амальгамный обмен между Li – K, Li – Na, Li – Ca // Журн. прикл. химии. 1962. Т. 35. Вып. 10. С. 2266-2271.
2. *Константинов Б.П., Алимова И.А.* Амальгамный обмен между K – Na // Журн. прикл. химии. 1962. Т. 35. Вып. 9. С. 1908-1916.
3. *Тихомиров И.А., Орлов А.А., Видяев Д.Г., Чумаков Д.Н.* Разделение щелочных металлов в галламно-обменных системах / Томск. политехн. ун-т. Томск, 1999. 30 с.: ил. Библиогр.: 21 назв. Рус. Деп. в ВИНИТИ 9.03.99, № 669 – В99.
4. *Константинов Б.П., Киселев Б.П., Скребцов Г.П.* Разделение радия и бария при обмене между амальгамой и раствором // Радиохимия. 1960. Т. 2. № 1. С. 44-49.
5. *Цивадзе А.Ю., Левкин А.В., Князев Д.А., Клинский Г.Д.* Разложение амальгамы в апротонных диполярных растворителях // Журн. неорг. химии. 1987. Т. 32. Вып. 7. С. 1757-1758.

SEPARATION OF ALCALI METALS BY CHEMICAL EXCHANGE

I.A. Tikhomirov, A.A. Orlov, D.G. Vidyaev

Tomsk polytechnic university

The values of a factor of separation of alcali metals pairs (α) Li-Na, Li-K, K-Na in gallam-exchange systems were determined. For systems LiGa-NaOH, LiGa-KOH the dependence of α from temperature and concentration of exchanging phases was studied. The kinetic parameters of element exchange of lithium, natrium and potassium in systems LiGa-NaOH, LiGa-KOH, KGa-NaOH are determined. The comparison with the characteristics of amalgam-exchange systems was conducted.

УДК 523.62-726, 533.933

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

И.М. Васенин, Н.Р. Минькова

Томский государственный университет

В настоящей работе для описания солнечного ветра предлагается кинетическая модель потока бесстолкновительной квазинейтральной плазмы, построенная в приближении, позволяющем исключить из рассмотрения электрическое взаимодействие частиц плазмы. На основе этой модели находятся приближенные зависимости для средних параметров потока (его плотности и скорости) от гелиоцентрического расстояния. Полученные результаты согласуются с данными наблюдений.

Солнечный ветер представляет собой поток плазмы, испускаемый Солнцем и состоящий в основном из электронов и протонов. Широко распространены гидродинамические модели этого явления [1,2]. Их общим недостатком является то, что при задании реальных значений параметров в короне солнца эти модели дают заниженные значения скорости солнечного ветра на уровне орбиты Земли. Использование кинетических подходов в этой области исследований носит по большей части подчиненный характер: его применяют для расчета коэффициентов переноса в гидродинамических моделях. Исключение составляет работа [3], в которой проведены оценки скорости солнечного ветра, исходя из уравнения для функции распределения вероятности в солнечной короне.

Рассмотрим задачу о солнечном ветре как о распространении полностью ионизованной водородной квазинейтральной плазмы в гравитационном поле солнца. Влиянием магнитного поля, электростатического поля солнца и столкновений частиц пренебрегаем. Тогда, исходя из кинетических уравнений для функций распределения электронов (f_e) и протонов (f_p), получим следующее уравнение для двухчастичной функции распределения $f=f_e \cdot f_p$:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial \vec{r}_e}\vec{u}_e+\frac{\partial f}{\partial \vec{r}_p}\vec{u}_p+\frac{\partial f}{\partial \vec{u}_e}\frac{\vec{F}_e}{m_e}+\frac{\partial f}{\partial \vec{u}_p}\frac{\vec{F}_p}{m_p}=0, \tag{1}$$

где индексы e и p относятся соответственно к электронам и протонам; $\vec{r}_e$, $\vec{r}_p$ - радиус-векторы положения этих частиц, отсчитываемые от центра солнца; $\vec{u}_e$, $\vec{u}_p$, m_e, m_p - скорости и массы соответственно электронов и протонов; $\vec{F}_e$, $\vec{F}_p$ - суммарные силы, действующие на электрон и протон. Сила, действующая на частицу, может быть представлена в виде суммы двух слагаемых:

$$\vec{F}_j=\vec{\Phi}_j+\Delta\vec{F}_j, \quad j = \text{e, p}, \tag{2}$$

где $\vec{\Phi}_j$ - сумма массовых сил, действующих на частицу в гравитационном поле солнца с потенциалом φ и в электрическом поле, создаваемом коллективами протонов и электронов, с неизвестным потенциалом ψ:

$$\vec{\Phi}_j=\pm e\nabla_j\psi-m_j\nabla_j\varphi, \quad j = \text{e, p}; \tag{3}$$

$\Delta\vec{F}_j$ - фиктивные силы, возникающие при переходе к криволинейной системе координат. Здесь ±e - заряд соответственно протона и электрона.

Основываясь на квазинейтральности плазмы, прейдем от переменных, связанных с электронами и протонами, к переменным, описывающим динамическую пару "элетрон-протон" через движение ее центра масс и относительное движение этих двух частиц: $\vec{r}=\vec{r}_e m_e/m+\vec{r}_p m_p/m$, $\vec{\delta}=\vec{r}_e-\vec{r}_p$, $\vec{u}=\vec{u}_e m_e/m+\vec{u}_p m_p/m$, $\vec{w}=\vec{u}_e-\vec{u}_p$. Здесь $m=m_e+m_p$. Тогда в новых переменных уравнение (1) запишется в следующем виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial \vec{r}}\vec{u}+\frac{\partial f}{\partial \vec{\delta}}\vec{w}+\frac{\partial f}{\partial \vec{u}}\left(\frac{\vec{F}_e+\vec{F}_p}{m}\right)+\frac{\partial f}{\partial \vec{w}}\left(\frac{\vec{F}_e}{m_e}-\frac{\vec{F}_p}{m_p}\right)=0 \tag{4}$$

Предположим, исходя из свойств квазинейтральной плазмы, что функция распределения вероятности f гладкая и пренебрежимо мало меняется на расстояниях δ, осредненное значение которых имеет порядок масштаба поляризации плазмы (дебаевского радиуса), много меньшего масштабов рассматриваемой задачи. Тогда $\vec{r}_e\cong\vec{r}_p\cong\vec{r}$, и в уравнении (4) гравитационный и электрический потенциалы войдут раздельно в коэффициенты при производных по $\vec{u}$ и $\vec{w}$, поскольку

$$\frac{\vec{\Phi}_e+\vec{\Phi}_p}{m}=-\nabla\varphi, \quad \frac{\vec{\Phi}_e}{m_e}-\frac{\vec{\Phi}_p}{m_p}=-\frac{e}{\tilde{m}}\nabla\psi. \tag{5}$$

Иначе говоря, сила, приложенная к центру масс динамической пары частиц, обусловлена гравитационным полем солнца, а электрическое поле оказывает влияние лишь на относительное движение этих частиц. Остановимся на оценке отношения соответствующих членов в уравнении (4) $\alpha=\dfrac{\nabla\psi\,\partial f/\partial\vec{w}}{\nabla\varphi\,\partial f/\partial\vec{u}}$. Если учесть, что для солнечной системы кулоновские силы взаимодействия частиц, порождаемые средним полем поляризации плазмы, $\nabla\psi$ по порядку величины не превышают гравитационных сил $\nabla\varphi$, то, следовательно, комплекс α имеет тот же порядок, что и параметр $\beta = w_{\nabla\psi}/u_{\nabla\varphi}$, где $w_{\nabla\psi}$, $u_{\nabla\varphi} = u_r$ – проекции скоростей $\vec{w}$, $\vec{u}$ на направления градиентов соответственно электрического и гравитационного полей (u_r – радиальная компонента скорости). В солнечной короне параметр β близок к единице и с удалением от солнца стремится к нулю. Действительно, поляризационное поле, возникающее вследствие убегания легких, а потому более быстрых, электронов от тяжелых протонов, тормозит вдоль своих силовых линий первые из этих частиц и разгоняет вторые. Таким образом уменьшается дисперсия относительной скорость $w_{\nabla\psi}$ (тепловая составляющая движения в данном направлении), а ее среднестатистическое значение становится практически нулевым, что обеспечивает квазинейтральность потока. При этом в солнечной короне вследствие высокой температуры плазмы значения относительной скорости $w_{\nabla\psi}$ в среднем сопоставимы со значениями скорости $u_{\nabla\varphi}$. Однако с увеличением гелиоцентрического расстояния среднестатистическое значение $u_{\nabla\varphi}$ нарастает, а, следовательно, величина β уменьшается и становится пренебрежимо малой.

При названных предположениях, на достаточном удалении от солнца, из (2) получаем приближенное кинетическое уравнение для квазинейтральной плазмы, не содержащее параметров электрического поля:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}}\vec{u} + \frac{\partial f}{\partial \vec{\delta}}\vec{w} + \frac{\partial f}{\partial \vec{u}}\left(-\nabla\varphi + \frac{\Delta\vec{F}_e + \Delta\vec{F}_p}{m}\right) + \frac{\partial f}{\partial \vec{w}}\left(\frac{\Delta\vec{F}_e}{m_e} - \frac{\Delta\vec{F}_p}{m_p}\right) = 0 \qquad (6)$$

Для сферически симметричного стационарного потока уравнение (7) примет следующий вид:

$$\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\partial f}{\partial \varepsilon}(-\varphi'_r) + \frac{\partial f}{\partial u_\perp}\left(-\frac{u_\perp}{r}\right) + \frac{\partial f}{\partial w_\perp}\left(-\frac{w_\perp}{r}\right) = 0, \qquad (7)$$

где $\varepsilon = mu^2/2 + \tilde{m}w^2/2$, $u^2 = u_r^2 + u_\perp^2$, $w^2 = w_r^2 + w_\perp^2$, $\tilde{m} = m_e m_p/(m_e + m_p)$ – приведенная масса динамической пары частиц; u_r, w_r – радиальные компоненты скоростей $\vec{u}, \vec{w}$; их тангенциальные компоненты $u_\perp, w_\perp$ представляют собой векторную сумму соответствующих меридиальных и азимутальных составляющих скоростей в сферической системе координат. При записи уравнения (7) учитывалось, что гравитационные силы, порождаемые солнцем, имеют только радиальную составляющую: $\nabla\varphi = \varphi'_r$.

Решением уравнения (7) как уравнения в частных производных первого порядка является произвольная функция первых интегралов $f(E, M_u, M_w)$:

$$E = \varepsilon + m\varphi = \text{const}, \quad M_u = u_\perp r = \text{const}, \quad M_w = w_\perp r = \text{const}, \qquad (8)$$

получаемых из характеристик этого уравнения:

$$\frac{d\varepsilon}{dr} = -\varphi'_r, \quad \frac{du_\perp}{dr} = -\frac{u_\perp}{r}, \quad \frac{dw_\perp}{dr} = -\frac{w_\perp}{r}. \qquad (9)$$

Вид произвольной функции определяется начальными условиями для функции распределения вероятности $f_0 = f(r_0, u_{r0}, u_{\perp 0}, w_{r0}, w_{\perp 0})$, которые зададим в форме распределения Максвелла по скоростям для электронов и протонов:

$$f_0 = f_{e0} f_{p0} = 4N_0^2 \frac{(m_e m_p)^{3/2}}{(2\pi k T_0)^3} e^{-\frac{m_e(u_{er0}^2 + u_{e\perp 0}^2) + m_p(u_{pr0}^2 + u_{p\perp 0}^2)}{2kT_0}} = 4N_0^2 \frac{(m_e m_p)^{3/2}}{(2\pi k T_0)^3} e^{-\frac{\varepsilon_0}{kT_0}}, \qquad (10)$$

где r_0 – гелиоцентрическое расстояние, на котором задаются начальные условия; T_0 – начальная электронная и протонная температуры, принятые одинаковыми; нулем помечены значения переменных в сечении $r = r_0$.

Тогда решение задачи (7), (10) запишется в следующем виде

$$f(r,u_r,u_\perp,w_r,w_\perp) = 4N_0^2 \frac{(m_e m_p)^{3/2}}{(2\pi k T_0)^3} e^{-\frac{\varepsilon + m(\varphi - \varphi_0)}{kT_0}} . \quad (11)$$

Для получения зависимостей осредненных параметров потока – его плотности (числа частиц в единице объема) и скорости – проинтегрируем функцию распределения (11) в пространстве скоростей $u_r, u_\perp, w_r, w_\perp$ в пределах, которые определяются характеристиками (9), исходящими из граничных точек области задания начальных условий. При этом воспользуемся гипотезой о статистической независимости коллективов частиц атмосферы солнца и убегающих частиц, а также потоков частиц атмосферы, летящих от солнца и падающих на него. В результате приходим к следующим выражениям для плотности солнечного ветра N и его скорости u:

$$N(\bar r) = N_0 e^{\frac{\bar\varphi_0}{2}} \sqrt{e^{-\bar\varphi}\left(1 - e^{\frac{\bar\varphi_0 - \bar\varphi}{\bar r^2 - 1}}\left(1 - \frac{\bar\varphi_0 - \bar\varphi}{\bar r^2} - \frac{1}{\bar r^4}\right)\right) - \frac{1}{8}\left(1 + (1 - \bar\varphi_0)^2\right)\frac{1}{\bar r^4}}, \quad (12)$$

$$u(\bar r) = \frac{\bar u_0 N_0}{2^{3/2} N(\bar r)} e^{\frac{\bar\varphi_0}{2}} \sqrt{\left((\bar\varphi_0 - 2)^2 + 2\right)} \frac{1}{\bar r^2}, \quad (13)$$

где $\bar r = \dfrac{r}{r_0}$, $\bar\varphi = \dfrac{m\varphi}{kT_0}$, $\bar u_0 = \sqrt{\dfrac{2kT_0}{\pi\sqrt{m_e m_p}}}$.

Интересно сопоставить зависимости для плотности и скорости стационарного сферически симметричного солнечного ветра, полученные в настоящей работе и выведенные в работе [4] на основе уравнения (4), (5), то есть с учетом влияния поля поляризации ψ. Анализ показывает, что "нейтральная" модель (6) дает большие значения средних параметров потока, чем модель (4), (5) при прочих одинаковых значениях начальных данных. Причем такое соотношение результатов имеет место при любых величинах электрического потенциала ψ из области его допустимых стационарных значений, которым соответствуют действительные решения задачи. Этим объясняется тот факт, что наилучшее согласование теоретических зависимостей (12) и (13) с данными наблюдений [5,6] достигается при начальной температуре потока T_0 меньшей, чем для аналогичных зависимостей из работы [4].

Полученные формулы (12), (13) согласуются с данными наблюдений [5,6] при значении параметра согласования $T_0 = 1.15 \cdot 10^6$ K (рис. 1 и 2). При этом принималось, что $r_0 = 1.5R$, где R – радиус солнца. На рис.1 сплошной линией построена кривая по формуле (12), квадратиками – полуэмпирическая зависимость, обобщающая данные наблюдений по плотности солнечного ветра [5]. Разница между теоретической и полуэмпирической кривыми не превышает 12%. На рис. 2 приведена зависимость для скорости солнечного ветра (13) в сравнении с данными наблюдений разных авторов [6].

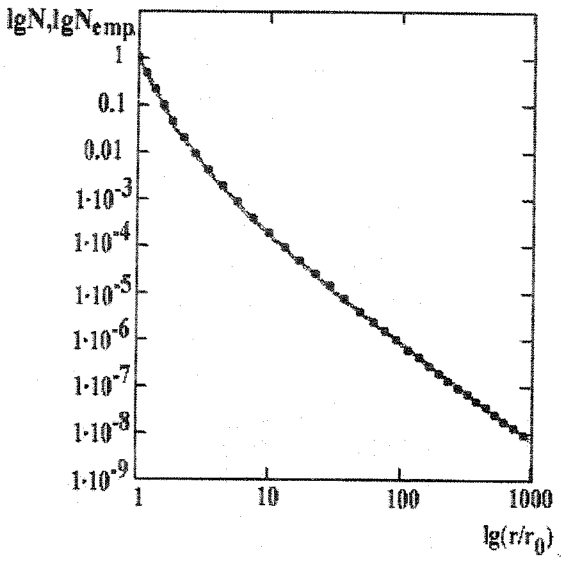

Рис. 1. Зависимость плотности солнечного ветра от гелиоцентрического расстояния

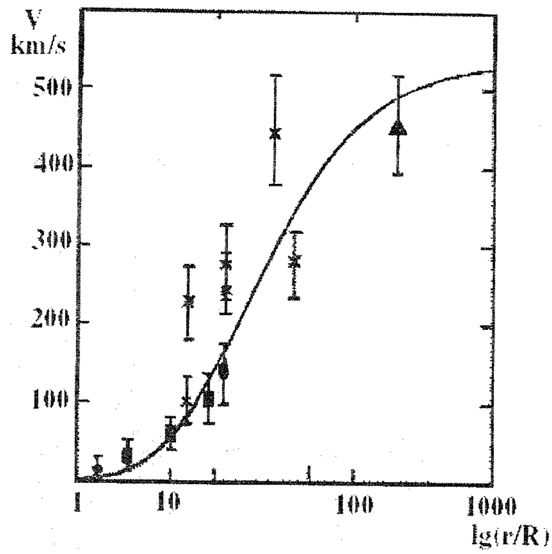

Рис. 2. Зависимость скорости солнечного ветра от гелиоцентрического расстояния

Примечательно, что в рамках кинетического подхода получены наблюдаемые значения скорости солнечного ветра на уровне орбиты Земли при реальных значениях параметров в короне солнца, и следовательно, предлагаемый подход свободен от недостатка гидродинамических моделей, упомянутого в начале настоящей статьи.

Удовлетворительное согласование результатов, поученных на основе предложенной в настоящей статье модели, с данными наблюдений в широком диапазоне значений гелиоцентрического расстояния, свидетельствует о работоспособности заложенных в ней допущений и модели в целом.

Литература

1. *Хундхаузен А.* Расширение короны и солнечный ветер. – М.: Мир, 1976.
2. *Баранов В.Б., Краснобаев К.В.* Гидродинамическая теория космической плазмы. – М.: Наука, 1977.
3. *Meyer-Vernet N.* How does the solar wind blow? A simple kinetic model. European Journal of Physics. 1999. V.20. № 3. P. 167-176.
4. *Васенин И.М., Минькова Н.Р.* Точное решение бесстолкновительных кинетических уравнений в применении к солнечному ветру // Математические модели и методы их исследования: Труды международной конференции. – Красноярск: 2001. Т.1. С.137-141.
5. *Рубцов С.Н., Яковлев О.Н., Ефимов А.И.* Динамика и турбулентность солнечного ветра в области его формирования по данным радиопросвечивания с применением аппаратов «Венера-15» и «Венера-16» // Космические исследования. 1987. Т.25. № 2. С.251.
6. *Якубов В.П.* Доплеровская сверхбольшебазовая интерферометрия. – Томск: Изд-во Водолей, 1997. С.136

A KINETIC MODEL OF SOLAR WIND

Y.M. Vasenin, N.R. Minkova

Tomsk State University

In this article a kinetic model of collisionless quasineutral plasma flow for description of solar wind is presented. The model bases on some assumptions that resulted in the approximation which does not include electrostatic interactions of plasma particles. It allows to deduce the approximate dependencies for average flow parameters (its density and speed) on heliocentric distance. The obtained theoretical results agree with the observational data.