7 — 12.03, 01^h51^m) и два спектра звезды δ Dor (*3* — 8.03, 01^h03^m; *8* — 12.03, 01^h51^m), которая находится рядом с исследуемой звездой и использовалась нами для фотометрической привязки. По оси ординат отложено количество импульсов от звезды *I* за время экспозиции $t=5$ с. Сдвиг каждой последующей регистрограммы составляет $2\cdot10^4$ импульсов за 5 с.

Как видно из рисунка, в течение всего периода наблюдались широкие эмиссии с центрами в следующих длинах волн: 397, 412, 443, 465, 497, 522, 535 и 589 нм. Ширина различных эмиссионных полос соответствует скоростям расширения оболочки Сверхновой в пределах 5500—8900 км/с. Эмиссии 522 и 535 нм практически слились в одну полосу. На волне 497 нм наблюдается двухвершинная эмиссия. 7 марта с UT 01^h03^m до 03^h47^m произошло изменение на 15 % относительной интенсивности фиолетовой составляющей этой эмиссии по отношению к красной.

Из рисунка также видно, что 7 марта в спектре Сверхновой начали появляться новые эмиссионные полосы на следующих длинах волн: 426, 555, 566 и 613 нм. 12 марта эти полосы стали на 10—20 % ярче окружающего непрерывного фона. 23 марта значительно усилились эмиссии в красной области спектра, изменился вид эмиссионных деталей в области 460—480 нм. С 7 апреля 1987 г. проводятся также определения блеска Сверхновой в полосах *U, B, V, R*. К 10 апреля она достигла $V=3.2^m$.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию
24.04.87

УДК 524.5

О промежуточной асимптотике спектра масс в системе коагулирующих частиц

Г. В. Печерникова

Для ядра вида $A \propto (m^\alpha + m'^\alpha)(m^\beta + m'^\beta)$ уравнения коагуляции получено степенное асимптотическое решение $n(m) \propto m^{-q}$, где q определяется как функция параметров α и β.

ON THE INTERMEDIATE MASS SPECTRUM ASYMPTOTICS IN THE SYSTEM OF COAGULATING PARTICLES, by Pechernikova G. V. — The asymptotic power solution $n(m) \propto m^{-q}$ of the coagulation equation with the kernel $A \propto (m^\alpha + m'^\alpha)(m^\beta + m'^\beta)$ is obtained. The exponent q is a function of the parameters α and β.

При рассмотрении распределения по массам $n(m)$ межзвездных коагулирующих пылевых частиц, объединяющихся допланетных тел в околозвездных дисках, взаимодействующих межзвездных облаков используется уравнение вида

$$\frac{\partial n(m,t)}{\partial t} = \int_{m_0}^{m/2} A(m', m-m')\, n(m',t)\, n(m-m',t)\, dm' - n(m,t) \int_{m_0}^{M} A(m,m')\, n(m',t)\, dm', \qquad (1)$$

где для большей общности значения верхнего и нижнего пределов распределения приняты конечными и равными M и m_0; $A(m, m')$ — частота бинарных столкновений в рассматриваемой системе. Обсуждение пределов применимости выражения (1), часто называемого уравнением Смолуховского (или коагуляции), можно найти, например, в работе [1]. Там же приведена сводка результатов, полученных к настоящему времени. В некоторых случаях для достаточно большого интервала в спектре масс, когда можно допустить эффективное перемешивание частиц в рассматриваемом объеме и эффективное их слипание при столкновениях, физика процесса столкновений удовлетворительно аппроксимируется простыми ядрами вида

$$A(m, m') = a\,(m^\alpha + m'^\alpha)(m^\beta + m'^\beta), \qquad (2)$$

где a, α и β — положительные константы. Так, случай $\alpha=2/3$, $\beta=0$ удовлетворительно описывает кинетику объединения частиц, когда главный вклад в зависимость $A(m, m')$ дает геометрическое сечение столкновений, случай $\alpha=4/3$, $\beta=0$ — гравитационное и т. д.

Уравнение (1) имеет промежуточное асимптотическое решение вида

$$n(m, t) = n_0(t)\, m^{-q}, \tag{3}$$

где численное значение показателя q зависит от α и β. Оказывается, для простых ядер можно найти явное аналитическое выражение, связывающее параметры α, β и q. Используя метод поиска асимптотических решений, описанный в [2], подставляем (2) и (3) в (1) и после ряда преобразований при $q\neq 1, 2, 1+\alpha, 1+\beta$ приходим к уравнению

$$\begin{aligned}
-\frac{\dot q}{an_0m^{1+\alpha+\beta-q}} &= \frac{1+\alpha+\beta-q}{\Gamma(2+\alpha+\beta-2q)}\,[\Gamma(1+\alpha-q)\,\Gamma(1+\beta-q)+\\
&+\Gamma(1+\alpha+\beta-q)\,\Gamma(1-q)]+\left(\frac{m_0}{m}\right)^{2-q}\left[\frac{(\alpha+\beta-q)(\alpha+\beta-1)}{2-q}+\right.\\
&+\frac{(\alpha+\beta-q)(2-\alpha-\beta)(\alpha+\beta-q-1)}{2(3-q)}\,\frac{m_0}{m}+\frac{(\beta-q)(\beta-1)}{2+\alpha-q}\left(\frac{m_0}{m}\right)^{\alpha}+\\
&+\frac{(\beta-q)(\beta-q-1)(2-\beta)}{2(3+\alpha-q)}\left(\frac{m_0}{m}\right)^{\alpha+1}+\frac{(\alpha-q)(\alpha-1)}{2+\beta-q}\left(\frac{m_0}{m}\right)^{\beta}+\\
&+\frac{(\alpha-q)(\alpha-q-1)(2-\alpha)}{2(3+\beta-q)}\left(\frac{m_0}{m}\right)^{\beta+1}+\frac{q}{2+\alpha+\beta-q}\left(\frac{m_0}{m}\right)^{\alpha+\beta}+\\
&\left.+\frac{q(q+1)}{3+\alpha+\beta-q}\left(\frac{m_0}{m}\right)^{\alpha+\beta+1}\right]-\left(\frac{m}{M}\right)^{q-1}\left[\frac{\alpha+\beta}{1-q}+\right.\\
&\left.+\frac{\beta}{\alpha+1-q}\left(\frac{m}{M}\right)^{-\alpha}+\frac{\alpha}{\beta+1-q}\left(\frac{m}{M}\right)^{-\beta}\right],
\end{aligned} \tag{4}$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция; $m_0/m\ll 1$. Это уравнение позволяет проследить, в каком направлении изменяется показатель q со временем в различных диапазонах масс. При q, удовлетворяющих условию $\dot q=0$, его значения не зависят от времени. Для интервала масс $m_0\ll m\ll M$ вторым и третьим членами в выражении (4) можно пренебречь, если q удовлетворяет условиям

$$1+\alpha<q<2,\quad 1+\beta<q<2 \quad \text{при } \alpha>0,\ \beta>0. \tag{5}$$

В этом случае искомые значения q_0, не зависящие от масс m, при которых $\dot q$ обращается в нуль, определяются равенством нулю первого члена уравнения (4). Если $\beta=0$, получаем соотношение

$$2\,\frac{\Gamma(2+\alpha-q)\,\Gamma(1-q)}{\Gamma(2+\alpha-2q)}=0,$$

которое выполняется при $q_{0k}=1+\alpha/2+k/2$, где $k=0, 1, 2, \ldots$. Можно показать, что при коэффициенте коагуляции $A=a(m^{\alpha}+m'^{\alpha})$ устойчивым решением, удовлетворяющим условию (5), является

$$q_0=1+\alpha/2 \quad \text{при } \alpha<2. \tag{6}$$

При $\alpha=1$ (т. е. $A\propto m+m'$) значение $q_0=3/2$ совпадает с найденным ранее [3] аналитическим решением $n(m)\propto m^{-3/2}$. Столь простая связь между q и α в выражении (6) может быть использована при оценке спектра масс в случаях, когда коэффициент $A(m, m')$ достаточно сложен, но в исследуемой области масс позволяет аппроксимацию вида $A\propto m^{\alpha}+m'^{\alpha}$.

Для геометрического сечения $A\propto(m^{1/3}+m'^{1/3})^2$ имеем $\alpha=\beta=1/3$, и уравнение (4) преобразуется к виду

$$[(5/3-q)\,\Gamma^2(4/3-q)+\Gamma(8/3-q)]/\Gamma(1-q)]/\Gamma(8/3-2q)=0. \tag{7}$$

В этом случае корень уравнения определяется равенством нулю выражения в квадратных скобках (7). Он составляет $q_0\approx 1.56$. Сравнивая это значение с полученным из (6) $q_0=4/3$ при $\alpha=2/3$, $\beta=0$, находим, что использование геометрического сечения в упрощенном виде $(r^2+r'^2)$ вместо $(r+r')^2$ приводит к несколько меньшему показателю q в распределении (3).

В области крупнейших тел, для которых существенна гравитационная фокусировка, $A\propto(m+m')(r+r')$, т. е. $\alpha=1$, $\beta=1/3$, (в предположении, что относительная скорость V столкновений не зависит от масс). Уравнение (4) в этом случае формально не имеет корней, не зависящих от m, так как не может быть удовлетворено первое условие в (5). Однако можно показать, что при $\alpha<1$, $\alpha\rightarrow1$ существует устойчивый корень q_0, такой, что $1+\alpha<q_0<2$.

Частота столкновений гравитирующих тел в общем случае $A\propto(r+r')^2[1+2G(m+m')/(r+r')V^2]V$, где V в большинстве физических систем уменьшается с увеличением массы m. Запись A в виде (2) позволяет охватить достаточно большой интервал масс — от малых тел, для которых гравитационной фокусировкой можно пренебречь ($\alpha\approx2/3$, $\beta=0$ или $\alpha\approx\beta\approx1/3$), до крупнейших, для которых существен вклад гравитационного взаимодействия. В последнем случае эффективное значение α возрастает, оставаясь меньше единицы. Формирующийся спектр масс стремится к степенному $n(m)\propto m^{-q}$, где q лежит в интервале $4/3\leqslant q<2$, монотонно возрастая с переходом от геометрического сечения столкновения к гравитационному. При $q<2$, как известно, основная масса системы сосредоточена в крупных частицах.

1. *Волощук В. М.* Кинетическая теория коагуляции.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 288 с.
2. *Звягина Е. В., Сафронов В. С.* Распределение допланетных тел по массам // Астрон. журн.— 1971.—48, вып. 5.— С. 1023—1032.
3. *Сафронов В. С.* Частный случай решения уравнения коагуляции // Докл. АН СССР.— 1962.—147, № 1.— С. 64—66.

Ин-т физики Земли им. О. Ю. Шмидта АН СССР, Москва

Поступила в редакцию 20.10.86, после доработки 26.01.87

УДК 523.94/98

Магниточувствительные линии Fe I и линии FeH в области спектра Солнца λλ 525.0—525.9 нм

Г. А. Порфирьева

Приведены сведения о блендировании магниточувствительных линий Fe I λλ 525.022, 525.065, 525.347 нм линиями FeH. В области λλ 525.00—525.95 нм по Льежскому атласу солнечного спектра 1973 г. обнаружен ряд слабых линий, не указанных в Роуландовских таблицах 1966 г., приблизительно оценены их длины волн, 18 «новых» линий отождествлены с линиями гидрида железа FeH.

MAGNETOSENSITIVE Fe I *LINES AND* FeH *LINES IN THE λλ 525.0—525.9 nm SOLAR SPECTRUM REGION, by Porfir'eva G. A.*— The magnetosensitive Fe I 525.022, 525.065, 525.347 nm lines are shown to be blended by FeH lines. The FeH lines are seen in the photospheric spectrum and noticeably increase in the umbra spectrum. In the 525.00—525.95 nm wavelength region of the Liège solar atlas (1973) many weak lines not indicated in Rowland's Table (1966) are revealed. Their wavelengths are approximately evaluated, 18 «new» lines are identified with the FeH.

В работе проанализированы спектры фотосферы [1] и пятна [5] в окрестностях линии Fe I λ 525.02 нм, при этом использованы списки лабораторных длин волн линий гидрида железа FeH с их относительными интенсивностями [3]. Критерии отождествления — совпадение лабораторных и солнечных длин волн линий, оценки интенсивностей в спектре фотосферы, сравнение поведения линий в спектрах фотосферы и пятна. Максимально допускаемая разность $\Delta\lambda=|\lambda_{лаб}-\lambda_{\odot}|$ составляла 3—4 пм.

Результаты анализа приведены в таблице; последовательно в графах даны длины волн по Роуландовским таблицам 1966 г. [4] и оцененные в данной работе длины волн (отмечены знаком «?») слабых новых линий, не указанных в [4], но видимых на спектрах высокого качества [1]; эквивалентные ширины; отождествление, согласно [4];