АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 3 НОЯБРЬ, 1967 ВЫПУСК 4

О НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДИФФУЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД

В. В. ЛЕОНОВ

Поступила 17 июня 1967

Рассмотрена задача о рассеянии света в одномерной полубесконечной среде с изотропным рассеянием. Среднее время пребывания кванта в поглощенном состоянии t_1 считается зависящим от оптической глубины. Найдены точные и асимптотические выражения для вороятности выхода и вероятности отражения кванта от среды. Полученные результаты применены к теории свечения новых звезд.

Задача о нестационарном свечении неоднородной среды представляет значительный теоретический интерес. С этой задачей мы встречаемся, например, при исследовании нестационарных звезд, при изучении эффекта отражения в тесных двойных системах звезд.

В предлагаемой статье рассматривается свечение одномерной полубесконечной среды с изотропным рассеянием. Считается, что средняя величина промежутка времени, затрачиваемого квантом на элементарный акт рассеяния, уменьшается с оптической глубиной. Для решения задачи применяется метод, основанный на понятии вероятности выхода кванта из среды, предложенный В. В. Соболевым [1]. Существенное преимущество вероятностного метода перед другими состоит в том, что для нахождения интенсивности выходящего из среды излучения при любых действующих на среду источниках света требуется знание одной и той же функции $p(\tau, u)$.

В последнем разделе работы полученные результаты применяются к теории свечения новых звезд. С учетом неоднородности звездной атмосферы найден закон свечения Новой после отрыва главной оболочки.

1. *Вероятность выхода кванта из среды.* Как известно, для теории нестационарной диффузии излучения основное значение имеет средняя длительность пребывания кванта в среде. Обусловливают эту длительность две причины. Во-первых, световой квант затрачивает время непосредственно на акт рассеяния, то есть некоторый промежуток времени t_1 квант пребывает как бы в поглощенном состоянии. Во-вторых, некоторое время t_2 квант находится в пути между двумя последовательными рассеяниями. В дальнейшем изложении мы будем считать $t_1 \gg t_2$, что соответствует физическим условиям в атмосферах звезд.

Обычно, при рассмотрении нестационарных процессов свечения оба эти параметра, независимо от отношения между их величинами, полагают постоянными, не зависящими от места в среде. Однако в действительности во многих случаях как t_1 и t_2, так и другие оптические характеристики среды зависят от оптической глубины. Поэтому возникает задача о диффузии излучения в среде с переменными оптическими свойствами. Аналитическому решению поставленной задачи обычно препятствуют значительные математические трудности, которые не позволяют получить физически наглядные решения, допускающие простую экспериментальную проверку и эффективное использование в астрофизических исследованиях. В качестве примера можно указать на работу Н. Б. Енгибаряна [6], выполненную при весьма общих предположениях об оптических свойствах среды.

В этой статье мы примем, что только среднее время пребывания кванта в поглощенном состоянии t_1 зависит от оптической глубины τ

$$t_1(\tau) = t_1(0)\, f(\tau). \tag{1}$$

Обозначим через $p(\tau, t - t')\, dt$ вероятность того, что световой квант, поглощенный на оптической глубине τ, в момент t' выйдет из среды в промежутке времени от t до $t + dt$. Кроме того, будем считать, что вероятность излучения кванта в интервале времени от t до $t + dt$ после его поглощения равна $e^{-\frac{t}{t_1}} \dfrac{dt}{t_1}$. В дальнейшем вместо переменной t будем использовать новую переменную $u = \dfrac{t}{t_1(0)}$.

Запишем уравнение для определения вероятности выхода кванта из среды. Поскольку, вообще говоря, величина $p(\tau, u)$ складывается из двух частей: из вероятности выхода кванта из среды без рассеяний по пути и из вероятности выхода кванта из среды после ряда рассеяний, мы приходим к следующему интегральному уравнению:

$$p(\tau, u) = \frac{\lambda}{2f(\tau)} e^{-\tau - \frac{u}{f(\tau)}} + \frac{\lambda}{2f(\tau)} \int_0^\infty e^{-|\tau-\tau'|} d\tau' \int_0^u e^{-\frac{u'}{f(\tau)}} p(\tau', u-u')\, du', \tag{2}$$

где λ — вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния.

Для решения интегрального уравнения (2) используем операционный метод, основанный на преобразовании Лапласа. Применяя к (2) преобразование Лапласа, находим

$$\bar{p}(\tau, s) = \frac{\lambda}{2} \frac{e^{-\tau}}{1+sf(\tau)} + \frac{\lambda}{2} \frac{1}{1+sf(\tau)} \int_0^\infty e^{-|\tau-\tau'|} \bar{p}(\tau', s)\, d\tau', \tag{3}$$

где

$$\bar{p}(\tau, s) = \int_0^\infty e^{-su} p(\tau, u)\, du. \tag{4}$$

Отметим, что уравнение (3) совпадает с уравнением для вероятности выхода кванта из среды, найденным В. В. Соболевым при решении задачи о стационарной диффузии излучения в среде с зависящим от оптической глубины альбедо частицы $\lambda(\tau)$ [4].

Из уравнения (3) можно получить дифференциальное уравнение для определения функции $\bar{p}(\tau, s)$. Полагая

$$\bar{p}(\tau, s) = \lambda(\tau, s)\, y(\tau, s), \tag{5}$$

где

$$\lambda(\tau, s) = \frac{\lambda}{1+sf(\tau)}, \tag{6}$$

вместо (3) имеем

$$y(\tau, s) = \frac{1}{2} e^{-\tau} + \frac{1}{2} \int_0^\infty e^{-|\tau-\tau'|} \lambda(\tau', s)\, y(\tau', s)\, d\tau'. \tag{7}$$

Путем дифференцирования (7) приходим к уравнению

$$y''(\tau, s) = [1 - \lambda(\tau, s)]\, y(\tau, s) \tag{8}$$

с граничными условиями

$$y(0, s) - y'(0, s) = 1, \quad y(\infty, s) = 0. \tag{9}$$

Будем считать, что среднее время пребывания кванта в поглощенном состоянии t_1 уменьшается с оптической глубиной по гиперболическому закону

$$t_1(\tau) = \frac{t_1(0)}{1+\delta\tau}. \tag{10}$$

Некоторые аргументы в пользу такого предположения будут приведены в третьем разделе. Тогда, принимая $\lambda = 1$, что соответствует условиям многих астрофизических задач, уравнение (8) можно представить в виде

$$y''(\tau, s) = \frac{s}{1+s+\delta\tau} y(\tau, s). \tag{11}$$

Решая уравнение (11) и учитывая соотношение (5), получаем лапласовское изображение функции $p(\tau, u)$

$$\bar{p}(\tau, s) = \frac{1+\delta\tau}{\sqrt{s(1+s+\delta\tau)}} \times \\ \times \frac{K_1\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s+\delta\tau)}\right)}{K_0\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right) + \sqrt{\frac{1+s}{s}} K_1\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right)}, \tag{12}$$

где K_ν — функция Макдональда индекса ν.

Теперь для нахождения $p(\tau, u)$ по известной функции $\bar{p}(\tau, s)$ необходимо произвести обращение преобразования Лапласа. Обращая (12) методом контурного интегрирования, получаем

$$p(\tau, u) = \frac{1+\delta\tau}{\pi} \int_0^1 \frac{A(z, x) J_1(z_1) - B(z, x) Y_1(z_1)}{A^2(z, x) + B^2(z, x)} \times \\ \times e^{-xu} \frac{dx}{\sqrt{x(1-x+\delta\tau)}} - \tag{13}$$

$$- \frac{1+\delta\tau}{2} \int_1^{1+\delta\tau} \frac{J_1(z_1)}{K_0(z_2) + \sqrt{\frac{x-1}{x}} K_1(z_2)} e^{-xu} \frac{dx}{\sqrt{x(1-x+\delta\tau)}},$$

где J_ν и Y_ν — функции Бесселя первого и второго рода соответственно, а

$$z = \frac{2}{\delta}\sqrt{x(1-x)}, \quad z_1 = \frac{2}{\delta}\sqrt{x(1-x+\delta\tau)}, \quad z_2 = \frac{2}{\delta}\sqrt{x(x-1)}, \tag{14}$$

$$A(z, x) = Y_0(z) - \sqrt{\frac{1-x}{x}} Y_1(z), \quad B(z, x) = J_0(z) - \sqrt{\frac{1-x}{x}} J_1(x).$$

При $\delta = 0$ (13) переходит в формулу для вероятности выхода кванта из однородной среды.

2. *Отражение кванта от среды*. Функция $\rho(u)\,du$, определяющая вероятность отражения кванта от среды в промежутке времени от u до $u+du$ после падения на нее, позволяет легко решить любую задачу о свечении среды, освещенной внешними источниками.

Указанная функция связана с вероятностью выхода кванта соотношением

$$\rho(u) = \int_0^\infty e^{-\tau} p(\tau, u)\,d\tau. \tag{15}$$

Для нахождении $\rho(u)$ поступим следующим образом. Полагая в уравнении для вероятности выхода кванта из среды (2) $\tau = 0$, имеем:

$$p(0, u) = \frac{1}{2} e^{-u} + \frac{1}{2} \int_0^u e^{-u'} \rho(u-u')\,du'. \tag{16}$$

Применяя к (16) преобразование Лапласа, находим

$$\bar{p}(0, s) = \frac{1+\bar{\rho}(s)}{2(1+s)}, \tag{17}$$

где

$$\bar{\rho}(s) = \int_0^\infty e^{-su} \rho(u)\,du. \tag{18}$$

Полагая в (12) $\tau = 0$, подставляя полученное выражение в (17) и разрешая последнее относительно $\bar{\rho}(s)$, получаем

$$\bar{\rho}(s) = \frac{2K_1\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right)}{\sqrt{\frac{s}{1+s}}\,K_0\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right) + K_1\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right)} - 1. \tag{19}$$

Путем применения метода контурного интегрирования от изображения (19) переходим к оригиналу $\rho(u)$

$$\rho(u) = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \frac{J_1(z)\,Y_0(z) - J_0(z)\,Y_1(z)}{A^2(z, x) + B^2(z, x)} e^{-xu} \sqrt{\frac{1-x}{x}}\,dx, \tag{20}$$

где $A(z, x)$, $B(z, x)$ и аргумент z имеют тот же вид, что и в обозначениях (14).

Из общей формулы (20) в предельных случаях $u \ll \delta^{-2}$ и $u \gg \delta^{-2}$ можно получить частные выражения для $\rho(u)$, которые позволяют составить достаточно ясное представление об особенностях отражения квантов от среды с переменным t_1. Раскладывая (20) в ряд и ограничиваясь членами первого порядка малости относительно δ, для моментов времени $u \ll \delta^{-2}$ имеем

$$\rho(u) = \frac{2}{\pi}\left(1 + \frac{5}{8}\delta\right)\int_0^1 e^{-xu}\sqrt{x(1-x)}\,dx.$$

В частности, при $1 \ll u \ll \delta^{-2}$, из (21) находим

$$\rho(u) = \frac{1 + \frac{5}{8}\delta}{u\sqrt{\pi u}}. \tag{22}$$

Нетрудно видеть, что при $\delta = 0$ (21) и (22) переходят в соответствующие формулы для вероятности отражения кванта от однородной среды. Для $u \gg \delta^{-2}$ из (20) имеем точную асимптотическую формулу весьма простого вида

$$\rho(u) = \frac{2}{\delta u^2}. \tag{23}$$

Анализ формул (21) и (23) показывает, что от среды, в которой t_1 уменьшается с оптической глубиной, кванты отражаются в среднем быстрее, чем от среды с постоянным $t_1 = t_1(0)$. Впрочем этот вывод легко сделать и из физических соображений.

3. *Применение к новым звездам.* Как уже отмечалось, теория нестационарной диффузии лучистой энергии в среде с меняющимися оптическими свойствами имеет разнообразные применения в астрофизике. Одним из таких примеров может служить задача о свечении новой звезды после отрыва от нее главной оболочки.

Для объяснения вспышек Новых было высказано много гипотез. Одною из них является точка зрения об отрыве от звезды оболочки в самом начале вспышки. К настоящему времени эта гипотеза является единственной в какой-то мере разработанной теоретически, и, по-видимому, она лучше соответствует действительности, чем другие. Поэтому в дальнейшем мы будем считать, что оболочка отрывается от звезды в начале вспышки.

При отделении от звезды оболочки обнажаются горячие слои звездной атмосферы, что приводит к резкому увеличению светимости звезды, нарушению лучистого равновесия в атмосфере. В результате нестационарного процесса высвечивания энергии из внешних слоев звезда постепенно возвращается к состоянию с нормальной светимостью.

Задача о свечении звезды после отрыва оболочки была решена В. В. Соболевым [3]. При решении предполагалось, что среднее время, затрачиваемое квантом на один акт рассеяния, не зависит от оптической глубины в атмосфере. Однако поскольку плотность вещества растет в направлении центра звезды, среднее время пребывания кванта в поглощенном состоянии будет уменьшаться. Уменьшение с оптической глубиной времени, затрачиваемого на одно рассеяние, позволит кванту при том же числе рассеяний сократить полное время пребывания в среде. Поэтому учет неоднородности, вообще говоря, может изменить закон свечения среды.

Для исследования свечения новой звезды после отрыва оболочки мы сейчас используем полученные в первом и втором разделах результаты.

Прежде всего скажем несколько слов в пользу применимости к реальной звездной атмосфере закона изменения с оптической глубиной времени $t_1(\tau)$ в форме (10). Пусть E_1 и E_2 соответственно тепловая и лучистая энергия единицы объема. Тогда справедливо очевидное соотношение

$$\frac{E_1}{E_2}=\frac{t_1}{t_2}. \tag{24}$$

В условиях термодинамического равновесия имеем

$$E_1=\frac{3}{2}\,nkT, \quad E_2=aT^4, \tag{25}$$

где n — число атомов в единице объема, k — постоянная Больцмана, T — температура, a — постоянная излучения. Подставляя (25) в (24), получаем

$$\frac{t_1}{t_2}=\frac{3k}{2a}\frac{n}{T^3}. \tag{26}$$

Соотношение (26), справедливое при термодинамическом равновесии, может быть использовано для оценок соответствующих величин в условиях звездных атмосфер. По приближенным оценкам В. В. Соболева [3] температура в слое отрыва—порядка $5\cdot10^6$ градусов, концентрация атомов — порядка $2 \cdot 10^{23}$. При этих условиях оказывается, что $\frac{t_1}{t_2} \approx 50$, то есть выполняется условие $t_1 \gg t_2$.

Поскольку

$$t_2 = \frac{1}{c \alpha n}, \tag{27}$$

то из (26) следует

$$t_1 = \frac{3k}{2ac} \frac{1}{\alpha T^3}, \tag{28}$$

где c — скорость света, α — коэффициент поглощения, рассчитанный на одну частицу.

Принимая для коэффициента поглощения выражение

$$\alpha = A \frac{n}{T^{7/2}}, \tag{29}$$

находим

$$t_1 = \frac{3}{2} \frac{k}{Aca} \frac{\sqrt{T}}{n}. \tag{30}$$

Учитывая теперь, что температура связана с оптической глубиной и плотностью вещества в атмосфере соотношениями

$$T^4 = T_0^4 (1 + \tau), \tag{31}$$

$$n = C T^{13/4}, \tag{32}$$

где T_0 — температура поверхности звезды, $C = \text{const}$, имеем

$$t_1(\tau) = \frac{t_1(0)}{(1 + \tau)^{11/16}}. \tag{33}$$

Переходя к отсчету оптической глубины от слоя отрыва оболочки, получаем

$$t_1(\tau) = \frac{t_1(0)}{\left(1 + \frac{\tau}{1 + \tau_*}\right)^{11/16}}, \tag{34}$$

где τ_* — оптическая толщина оболочки (порядка 10^8, как показано в [2]).

Из сравнения формул (10) и (34) видно, что в звездной атмосфере среднее время, проводимое световым квантом в поглощенном состоянии, меняется с оптической глубиной несколько медленнее, чем в рассмотренной нами в первом и втором разделах модели. Поэтому можно ожидать, что эффект неоднородности среды при законе изменения в форме (10) будет сильнее, чем в реальной атмосфере.

Обозначим через $L(u)$ поток излучения, выходящего из звезды в момент времени u после срыва оболочки. Если $R(\tau)\,d\tau$ есть количество энергии, заключенное между оптическими глубинами τ и $\tau+d\tau$ в момент $u=0$, то

$$L(u)=\int_0^\infty R(\tau)\,p(\tau,\ u)\,d\tau. \tag{35}$$

Чтобы получить выражение для $R(\tau)$ воспользуемся очевидным равенством

$$R\Delta\tau = E\,\Delta r, \tag{36}$$

где $E=E_1+E_2$ — энергия, заключенная в единице объема. Учитывая соотношение (24), а также, что $\Delta\tau=\alpha n\,\Delta r$, при $t_1 \gg t_2$ имеем

$$R=\frac{E_2}{\alpha n}\frac{t_1}{t_2}. \tag{37}$$

Подставляя в (37) t_2 в форме (27) и пользуясь тем, что $E_2=\sigma$, находим

$$R(\tau)=c\,\sigma(\tau)\,t_1(\tau), \tag{38}$$

где $\sigma(\tau)$ — плотность лучистой энергии в слое, расположенном на глубине τ. В случае одномерной среды связь между $\sigma(\tau)$ и функцией источника $S(\tau)$ имеет вид

$$\sigma(\tau)=\frac{2}{c}S(\tau). \tag{39}$$

Подставляя (39) в (38), получаем окончательную формулу для распределения энергии в одномерной среде с переменным $t_1(\tau)$

$$R(\tau)=2S(\tau)\cdot t_1(\tau). \tag{40}$$

Используя известное выражение для $S(\tau)$, имеем

$$R(\tau)=H(1+\tau)f(\tau), \tag{41}$$

где H — поток излучения, выходящего из звезды за единицу безразмерного времени в стационарном состоянии. Последняя формула отличается от соответствующего выражения функции $R(\tau)$ для однородной среды множителем $f(\tau)$ в правой части. Этот множитель учитывает изменение с оптической глубиной среднего промежутка времени, который энергия, приходящая за единицу времени от источников излучения в слой, расположенный на глубине τ, находится внутри этого слоя. Если оптическая толщина оторвавшейся оболочки равна τ_*, то $R(\tau)$ в момент отрыва имеет вид

$$R(\tau) = H(1 + \tau + \tau_*) f(\tau). \tag{42}$$

В последней формуле оптическая глубина отсчитывается уже от новой границы — слоя отрыва. Немедленно после отрыва оболочки начнется высвечивание, в результате которого функция $R(\tau)$ перейдет от значения, определенного формулой (42), к значению, определяемому формулой (41).

Подставляя в формулу (35) выражение вероятности выхода кванта из среды $p(\tau, u)$ (13) и функцию $R(\tau)$ (42) с учетом (10) и интегрируя по всем глубинам, получаем интересующую нас интенсивность выходящего из среды излучения. Однако этот прямой путь оказывается слишком сложным. Поэтому мы поступим следующим образом. Найдем сначала лапласовское изображение функции $L(u)$, а затем, обратив его, будем иметь и саму интенсивность.

Применяя к (35) преобразование Лапласа, находим

$$\overline{L}(s) = \int\limits_0^\infty R(\tau)\, \overline{p}(\tau, s)\, d\tau. \tag{43}$$

Подставив в (43) выражения (42), (10) и (12), получаем

$$\overline{L}(s) = \frac{H}{\overline{F}(s)} \int\limits_0^\infty \frac{1 + \tau + \tau_*}{\sqrt{1 + s + \delta\tau}} K_1\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1 + s + \delta\tau)}\right) d\tau, \tag{44}$$

где введено обозначение

$$\overline{F}(s) = \sqrt{s}\left[K_0\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right) + \sqrt{\frac{1+s}{s}}\, K_1\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right)\right]. \tag{45}$$

Интегрирование (44) дает нам изображение искомой функции

$$\overline{L}(s) = \frac{H}{s}\left[1 + \frac{\tau_* K_0\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right)}{K_0\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right) + \sqrt{\frac{1+s}{s}}\, K_1\left(\frac{2}{\delta}\sqrt{s(1+s)}\right)}\right]. \tag{46}$$

Обращение (46) имеет вид

$$L(u) = H\left(1 + \frac{\tau_*}{\pi}\int\limits_0^1 \frac{J_1(z)\, Y_0(z) - J_0(z)\, Y_1(z)}{A^2(z, x) + B^2(z, x)}\, e^{-xu} \sqrt{\frac{1-x}{x}}\, \frac{dx}{x}\right), \tag{47}$$

где $J_\nu(z)$ и $Y_\nu(z)$ — функции Бесселя от аргумента из обозначений (14).

Раскладывая (47) в ряд и ограничиваясь членами первого порядка малости относительно δ, для моментов времени $u \ll \delta^{-2}$ получаем приближенную формулу

$$L(u) = H\left[1 + \tau_* \left(1 + \frac{5}{8}\delta\right)\int_0^1 e^{-xu}\sqrt{\frac{1-x}{x}}dx\right]. \tag{48}$$

Легко видеть, что при $\delta = 0$ (48) переходит в точную формулу, описывающую случай однородной среды. При $u \gg \delta^{-2}$ из (47) можно получить точную асимптотическую формулу

$$L(u) = H\left(1 + \frac{\tau_*}{\delta u}\right). \tag{49}$$

Из рассмотрения формул (48) и (49) можно сделать вывод, что при $\delta \ll 1$ и $u \ll \delta^{-2}$ среда с переменными $t_1(\tau)$ будет высвечиваться практически по тому же закону, что и однородная. Для моментов времени $u \gg \delta^{-2}$ закон высвечивания существенно иной—процесс возвращения к стационарному состоянию протекает быстрее. Отклонение свечения неоднородной среды от свечения однородной становится заметным в то время, когда из среды начинают выходить кванты, поглощенные на оптических глубинах $\tau \approx \delta^{-1}$, то есть при $u \approx \delta^{-2}$.

Как видно из формул (10) и (34), в случае свечения новых звезд после срыва оболочки оптической толщины τ_* величина $\delta \approx 1/\tau_* \approx 10^{-8}$. Это означает, что отклонения от закона свечения, полученного В. В. Соболевым в предположении о постоянстве t_1 в звездной атмосфере, могут наблюдаться через несколько лет после вспышки. Следовательно, учет неоднородности атмосферы в этом случае не является существенным.

Отметим еще одну возможность применения полученных в первом и втором разделах результатов. В тесных двойных системах при освещении горячей звездой холодного спутника происходит нагревание участков холодной звезды, обращенных в сторону горячей. Это приводит к наблюдаемому в некоторых затменных системах эффекту отражения. Если холодная звезда вращается относительно направления на горячую, то, вследствие конечности промежутка времени, который кванты в среднем затрачивают на отражение, на поверхности холодного спутника установится некоторое распределение яркости, несимметричное относительно указанного направления.

Одной из задач, связанных с этим эффектом, является расчет изменения температуры в звездной атмосфере, которая получает дополнительное освещение извне. Эта задача была подробно рассмотрена И. Н. Мининым [5] и найдено ее простое аналитическое решение. В качестве модели звездной атмосферы была принята одномерная полубесконечная однородная среда. Однако, как видно из формул (34) и (10) (τ_* следует положить равным нулю), величина δ в этом случае близка к единице, то есть среднее время пребывания кванта в поглощенном состоянии быстро уменьшается с оптической глубиной. Учет последнего обстоятельства может заметно изменить решение упомянутой задачи.

Выражаю благодарность И. Н. Минину за руководство работой.

Ленинградский Государственный
Университет

ON NONSTATIONARY LIGHT SCATTERING IN STELLAR ATMOSPHERES

V. V. LEONOV

The problem of isotropic light scattering in a one-dimensional semi-infinite medium is considered. It is assumed that the duration of temporal capture t_1 varies with the optical depth. The results are applied to the theory of Nova phenomenon.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 28, 355, 1951.
2. *В. В. Соболев*, Астрон. ж., 29, 406, 517, 1952.
3. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
4. *В. В. Соболев*, Ученые зап. ЛГУ, № 273, 1958.
5. *И. Н. Минин*, Астрофизика, 1, 275, 1965.
6. *Н. Б. Енгибарян*. Астрофизика, 1, 167, 1965.