

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

ФЕВРАЛЬ, 1974

ВЫПУСК 1

О НЕПРЕРЫВНОМ ИСТЕЧЕНИИ ВЕЩЕСТВА ИЗ НОВОЙ ЗВЕЗДЫ В ПОСЛЕМАКСИМАЛЬНЫЙ ПЕРИОД

В. Г. ГОРБАЦКИЙ, Л. Н. ИВАНОВ

Поступила 15 октября 1973

В качестве причины мощного и продолжительного истечения вещества, приводящего к образованию протяженной оболочки новой звезды, рассматривается воздействие вспышки на спутник — красный карлик. По характеру истечения вещества при вспышке Новой Орла 1918 найдено, что в течение нескольких месяцев после максимума блеска светимость звезды была близкой к 10^{40} эрг/сек. Значительная доля энергии новой должна испускаться в рентгеновской области. Оценки количества вещества, выбрасываемого в результате нагрева поверхности красного карлика рентгеновским излучением новой, показали, что такой нагрев может быть основной причиной наблюдаемого истечения. Удар главной оболочки по поверхности спутника не обеспечивает необходимой мощности истечения.

Выбрасывание вещества из новой звезды после отрыва главной оболочки решающим образом сказывается на фотометрических и спектроскопических характеристиках вспышки. Истечение в первое время — в эпоху максимального блеска — можно связать с расширением нагретого при вспышке газа в вакуум [1]. Причины же скачков мощности истечения в переходной и в начале небулярной стадий и связанных с этим всплесков оптического излучения [2] не установлены. Не выяснен механизм ускорения газа, и даже остается неизвестным источник этого вещества. Поскольку новая звезда входит в состав тесной двойной системы, то возможна потеря газа как главной звездой, так и холодным спутником. В этой статье оценивается потеря массы спутником в результате действия на его поверхность вещества, выброшенного вспыхнувшим компонентом, и высокочастотного излучения этого компонента. Предварительно, в первом разделе, на основе имеющихся данных о всплесках излучения Новой Орла 1918 в переходной стадии,

определяется зависимость от времени массы и энергии истекающего газа. Это позволяет сделать некоторые заключения о причинах выброса вещества из новой.

1. *Характеристики истечения газа из Новой Орла 1918.* Всплески видимого излучения в переходной стадии и в начале небулярной стадии особенно отчетливо проявились у Новой Персея 1901, Новой Орла 1918 и Новой Ящерицы 1936. Для Новой Орла 1918 наряду с данными об изменениях блеска имеются и сравнительно полные сведения о происходивших в это же время колебаниях скорости истечения [3].

Изменения блеска в переходной стадии вызываются колебаниями радиуса и эффективной температуры протяженной оболочки. При интенсивном истечении и, соответственно, большей протяженности оболочки наблюдаемое в оптическом диапазоне излучение повышено. Когда истечение ослабевает и эффективный радиус оболочки уменьшается, ее температура возрастает. Тогда максимум излучения смещается в область более коротких волн и видимое излучение падает. Если считать, что светимость системы L_* при колебаниях видимого блеска не меняется, непрозрачность протяженной оболочки, принимаемой сферической, обусловлена главным образом рассеянием на свободных электронах и плотность в ней меняется обратно пропорционально квадрату расстояния от центра, то для эффективной температуры фотосферы T_p имеет место соотношение [2]:

$$T_p = \frac{L_*^{1/4}}{[4\pi r_p^2 \sigma]^{1/4}}. \quad (1)$$

Здесь r_p — эффективный радиус фотосферы, связанный с концентрацией свободных электронов на этом уровне $n_e^{(p)}$ следующим образом:

$$r_p n_e^{(p)} = 5 \cdot 10^{23}. \quad (2)$$

При помощи хорошо известного выражения для абсолютной величины звезды M_v и соотношений (1) и (2) нетрудно получить зависимость между M_v и r_p . При $T_p > 3 \cdot 10^4$ °K имеем:

$$\Delta M_v(t) = M_v(t) - M_v(t_0) \approx -3.75 \lg \frac{r_p(t)}{r_p(t_0)}. \quad (3)$$

Формула (3) позволяет найти $r_p(t)$ по наблюдаемым изменениям блеска. Когда известна скорость газа v на уровне r_p , определяются масса вещества q , выбрасываемого из системы за единицу времени,

его количество движения Q и кинетическая энергия $E_{кин}$. При сферически симметричном истечении с постоянной скоростью v имеем:

$$q = 4\pi r_p^2 n_a^{(v)} m v; \quad (4)$$

$$Q = qv,$$

$$E_{кин} = \frac{qv^2}{2},$$

где m — масса, приходящаяся на один свободный электрон. Учитывая (2) и принимая $m = 2.5 \cdot 10^{-24}$, находим:

$$q = 8r_p v \text{ г/сек},$$

$$Q = 8r_p v^2 \text{ г} \cdot \text{см/сек}^2, \quad (5)$$

$$E_{кин} = 4r_p v^3 \text{ эрг/сек}$$

Для Новой Орла 1918 имеются данные о смещениях спектральных линий, принадлежащих орионову спектру. Соответствующие значения скорости можно считать относящимися к внешним слоям протяженной оболочки, то есть соответствующими $r \geq r_p$.

В ту эпоху, когда происходят вторичные вспышки, излучение в континууме принадлежит протяженной оболочке звезды, а главная оболочка излучает почти исключительно в частотах ярких линий. Внося в наблюдаемую величину m_v поправки за эффект ярких полос [4], получаем величины ΔM_v . Точность этих поправок невысока — около $0^m 2$ — $0^m 3$. Величины ΔM_v и соответствующие значения скорости v у Новой Орла 1918 для нескольких дат, соответствующих трем вторичным вспышкам, приведены в табл. 1.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИН ΔM_v И СКОРОСТИ В ПЕРЕХОДНОЙ СТАДИИ
НОВОЙ ОРЛА 1918 г.

Дата	25.VI	26.VI	3.VII	5.VII	8.VII	10.VII	16.VII	19.VII	27.VII	29.VII	31.VII
ΔM_v	0.0	0.5	0.2	0.2	0.7	1.0	0.6	1.2	1.0	1.2	1.6
$10^{-8} v \text{ см/сек}$	3.0	3.4	3.2	3.1	3.3	3.6	3.2	3.6	3.6	4.0	4.6

Зависимость $(\Delta M_v, v)$ представлена сглаженной кривой на рис. 1. Она позволяет получить при помощи формулы (3) величину $(r_p(t)/r_p(t_0))$ и по (5) подсчитать значения q/q_0 , Q/Q_0 , $E_{кин}/E_{кин}^0$. Эти величины приведены в табл. 2. Оказывается, что при падении видимого блеска (в интервале $0.5 \leq \Delta M_v \leq 1.6$) радиус эффективной фотосферы умень-

шается, но скорость движения газа растет так, что количество движения вещества меняется мало, тогда как скорость потери массы q снижается.

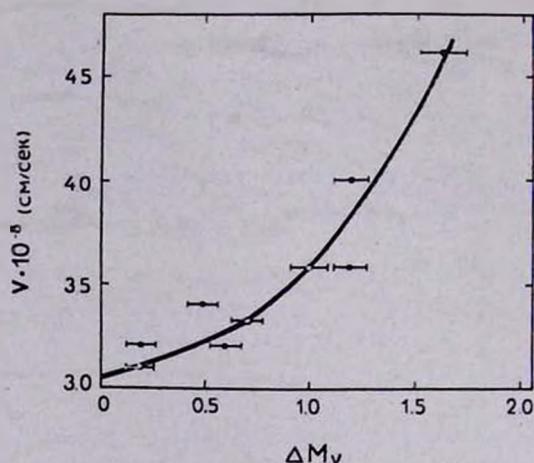


Рис. 1. Зависимость между изменениями блеска и скоростью истечения вещества в переходной стадии Новой Орла 1918 г.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ q , Q И $E_{\text{кин}}$ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ΔM_v

ΔM_v	0.0	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7
q/q_0	1.0	0.78	0.75	0.70	0.68	0.65	0.63	0.61	0.59	0.57	0.55	0.53	0.52	0.51
Q/Q_0	1.0	0.81	0.79	0.77	0.75	0.74	0.73	0.73	0.72	0.72	0.72	0.72	0.73	0.75
$E_{\text{кин}}/E_{\text{кин}}^0$	1.0	0.85	0.85	0.84	0.83	0.84	0.86	0.87	0.89	0.92	0.95	0.98	1.02	1.10

Как показывают данные об инфракрасном излучении новых звезд, общая энергия, излучаемая новой, включая и гипотетическое рентгеновское излучение, остается приблизительно постоянной в течение нескольких месяцев после вспышки. Учитывая этот факт и постоянство количества движения газа, можно предположить давление излучения в качестве возможной причины, приводящей к ускорению вещества, теряемого системой, содержащей новую звезду. Полагая количество движения газа Q равным импульсу излучения L_*/c , из (5) находим:

$$L_* \approx 4 \cdot 10^{28} r_p. \quad (6)$$

С другой стороны, связь величины L_* с r_p может быть найдена из (1). По данным об ионизации в оболочке Новой Орла 1918 установлено, что в минимумах блеска $T_p \approx 10^5$ °К и поэтому

$$L_* \approx 7 \cdot 10^{18} r_p^2. \quad (7)$$

Из (6) и (7) находим

$$r_p \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}, L_* \approx 10^{40} \text{ эрг/сек.} \quad (8)$$

Таким образом, если причиной истечения из новой в послемаксимальный период является давление излучения, то светимость новой должна оставаться в течение нескольких месяцев очень высокой и общее количество излучаемой звездой энергии должно быть порядка 10^{47} эрг. Заметим, что это находится в согласии с результатами, полученными в [1]. Большое значение $q \approx 10^{21}$ г, получаемое при $r_p \approx 5 \cdot 10^{11}$ см, следует и из расчетов динамики оболочек новых [2], что также подтверждает реальность полученной огромной величины для L_* .

Если $L_* \leq 10^{38}$ эрг/сек, то давление излучения не может обеспечить истечения из белого карлика. В этом случае можно предположить, что истечение имеет характер звездного ветра. Однако вопрос о формировании столь мощного потока вещества в атмосфере белого карлика в настоящее время исследовать затруднительно.

2. Столкновение главной оболочки новой с поверхностью спутника. По современным представлениям вспышка новой звезды происходит в результате развития тепловой неустойчивости во внешних слоях белого карлика — компонента двойной системы. На спутник в такой тесной системе — обычно карлик позднего класса, находящийся на малом расстоянии от звезды — должно воздействовать вещество главной оболочки, выбрасываемой при вспышке.

Для оценки кинетической энергии, получаемой поверхностными слоями спутника, приведем значения физических величин, характеризующих систему, в которой происходят вспышки.

Расстояние между центрами компонентов $a = 3 \cdot 10^{10}$ см.

Орбитальный период $P \approx 2 \cdot 10^4$ сек.

Радиус вспыхивающей звезды $R_1 \approx 10^9$ см.

Радиус спутника $R_2 \approx 10^{10}$ см.

Масса главной оболочки $m_{г.о.} = 10^{28} - 10^{29}$ г.

Скорость оболочки $v = 5 \cdot 10^7 - 10^8$ см/сек.

Таким образом, поверхность спутника видна с главной звезды под телесным углом $\omega \approx 3 \cdot 10^{-2}$. Этой поверхностью захватывается, следовательно, количество вещества $\omega m_{г.о.}$. При помощи приведенных численных данных находим, что $\omega m_{г.о.} \approx 10^{27}$ г. Кинетическая энергия вещества, попадающего на поверхность спутника, $E_{кин}$, составляет, соответственно, около 10^{43} эрг. Если толщина главной оболочки $\Delta R_1 < R_1$, взаимодействие ее с поверхностью спутника происходит

практически мгновенно—занимает менее 10 сек. Поэтому ее воздействие на спутник может быть приближенно описано в рамках известной задачи об ударе по поверхности газового слоя (см. например [6]).

Движение газа под действием кратковременного удара при условии постоянной начальной плотности газа зависит от характера удара. Пренебрегаем сферичностью поверхности спутника. Если на поверхность налетает тонкая пластина с массой на единицу поверхности m_0 и скоростью v_1 , то она сообщает газу импульс $I = m_0 v_1$ и энергию $E = (m_0 v_1^2 / 2)$. Движение пластины затормаживается, и по возмущенному газу распространяется ударная волна. Кинетическая энергия налетевшей пластины превращается в тепловую энергию. Нагретый газ начинает истекать в вакуум в направлении, противоположном движению ударной волны.

Давление газа в момент удара $P_1 \approx \rho_0 v_1^2$ и поэтому истечение должно происходить со скоростью

$$v_{\text{ист}} \approx \sqrt{\frac{P_1}{\rho_0}} \approx v_1 \quad (9)$$

Масса истекающего вещества m_1 , а вещества, движущегося под действием удара, m_2 . Так как общее количество движения газа сохраняется, то, учитывая, что в автомоделном случае (когда время t намного больше продолжительности удара)

$$m_2 \approx m_1 \frac{v_1}{v_2}, \quad (10)$$

можно пренебречь величиной I_0 по сравнению с количеством движения истекающего газа (первоначальный импульс „забывается“).

Энергия истекающего газа E_1

$$E_1 \approx \frac{m_1 v_1^2}{2}. \quad (11)$$

Значение $v_2 < v_1$, и поэтому E_1 превосходит энергию газа, движущегося в ту же сторону, что и ударная волна E_2

$$E_2 = \frac{m_2 v_2^2}{2}. \quad (12)$$

Следовательно, большая часть полученной газом при ударе энергии в конечном счете превращается в кинетическую энергию истекающего газа. Поскольку скорость истечения порядка v_1 , то общая масса истекающего газа порядка m_0 . Если учесть, что истечение происхо-

дит в поле тяжести, то масса газа, теряемого путем истечения, может оказаться существенно меньшей m_0 . Таким образом, в результате столкновения с главной оболочкой новой звезды, вспыхнувшей в двойной системе, холодный спутник может потерять массу порядка 10^{27} г или менее.

Потеря массы такого порядка не может быть заметной на фоне мощного истечения вещества, происходящего из новой после отрыва от нее главной оболочки. В указанном процессе главной звездой системы теряется масса близкая к $m_{г.о.}$

Продолжительность столкновения главной оболочки со спутником составляет очень малую долю ($\approx 10^{-2}$) орбитального периода системы. Поэтому движение спутника не может существенно нарушить сферическую симметрию главной оболочки и, тем более, привести к ее фрагментации. Сложная структура главной оболочки в послемаксимальный период создается мощными газовыми потоками, догоняющими главную оболочку и разрывающими ее.

3. Нагрев поверхности спутника излучением новой звезды. Как известно, в оптической области спектра новой звезды за время вспышки излучается энергия порядка 10^{45} эрг, причем значительная часть излучения испускается после максимума. Есть основания считать, что в других областях спектра излучается существенно больше энергии. В разделе 1 уже отмечалось, что мощное свечение оболочек новых звезд в ИК-диапазоне, продолжается в течение нескольких месяцев и, возможно, возбуждается рентгеновским излучением. Тогда общее количество энергии высокочастотного излучения должно составлять 10^{46} — 10^{47} эрг [5]. Таким образом, светимость звезды L_* в это время должна превосходить 10^{39} эрг/сек. В случае, если излучение в рентгеновском диапазоне исходит из вспыхнувшей звезды — „остатка“, то более 10^{37} эрг/сек падает на поверхность холодного спутника, собственная светимость которого порядка 10^{32} эрг/сек.

Эффект, производимый падающим на поверхность спутника потоком излучения, существенно зависит от структуры внешних слоев спутника и длины волны падающего рентгеновского излучения, о которых непосредственных данных нет. Поэтому сколько-нибудь точный расчет этого эффекта сейчас невозможен. Влияние облучения внешних слоев звезды раннего спектрального класса мощным потоком рентгеновского излучения было изучено в работе [8]. Как найдено в этой работе, подавляющая часть рентгеновского потока ($\geq 90\%$) отражается. Нагрев поверхности за счет поглощения небольшой доли рентгеновского излучения приводит к оттоку вещества с поверхности облучаемой звезды. Отток вещества с поверхности спутника должен

иметь место и в тесной двойной системе, в которой вспыхнула новая звезда.

Температуру, до которой разогревается поверхность красного карлика, легко оценить, если предположить, что поглощенная энергия переизлучается равновесным образом. Тогда, очевидно, выполняется соотношение!

$$\sigma T^4 = \frac{H}{2\pi R_2^2}, \quad (13)$$

где H — полное количество энергии, падающее на поверхность красного карлика, R_2 — радиус красного карлика. Используя приведенные выше количественные характеристики системы звезд и вспышки новой, заключаем, что $T = 10^5$ К.

Основная трудность в рассматриваемой проблеме возникает при оценке количества вещества, содержащегося в прогретом слое. Однако довольно легко оценить пределы, в которых может заключаться это количество.

Нижний предел определяется из соображений, что во всяком случае излучение проникает до оптической глубины $\tau \approx 1$. Имеем соотношение:

$$\tau = \int_0^x \frac{\sigma \rho}{m_H} dx, \quad (14)$$

где σ — сечение рассеяния на свободных электронах, m_H — масса атома водорода, ρ — плотность вещества, интегрирование производится от уровня фотосферы в глубину. Из условия $\tau = 1$ следует, что масса прогретого газа на 1 см^2

$$m^* = \frac{m_H}{\sigma} \approx 3 \frac{1}{\text{см}^2}. \quad (15)$$

Верхний предел массы прогретого слоя определяется глубиной, где температура в невозмущенной звезде равна температуре, до которой разогревается поверхность звезды под действием падающего на нее излучения. Очевидно, что глубже этого уровня влияние постороннего излучения не может быть существенным.

Для конкретности приводимых оценок зададимся плоской моделью подфотосферных областей невозмущенной звезды, которая устроена как политропа с показателем $\Gamma = 4/3$. Тогда давление и плотность в слое связаны соотношением

$$P = C \rho^\Gamma. \quad (16)$$

Кроме того, выполняется условие гидростатического равновесия

$$\frac{dP}{dx} = g, \quad (17)$$

здесь координата x отсчитывается от поверхности звезды в глубину, g — ускорение силы тяжести.

Из теории внутреннего строения звезд (см. например [7]) следует, что для константы C из соотношения (16) справедливо

$$C \approx 10^8 M_*^{\frac{2}{3}}. \quad (18)$$

Так как масса звезды $M_* = 10^{33}$ г, то $C \approx 10^{14}$. Поскольку красный карлик обладает протяженной конвективной зоной, то для него приближенно выполняется следующая зависимость T от x :

$$T = \frac{g}{C_p} x. \quad (19)$$

Учитывая уравнение состояния идеального газа, из формул (16)—(18) можно получить

$$\rho = \left(\frac{g}{C} \right)^3 x^3. \quad (20)$$

Принимаем характерное значение ускорения силы тяжести в подфотосферных слоях красного карлика $g = 10^8$ см/сек².

При помощи приведенных выше формул легко найти, что температура 10^5 °К достигается на глубине 10^7 см, и прегретая масса, приходящаяся на 1 см², составляет 10^4 г.

Как уже отмечалось выше, разогретый газ должен расширяться, причем передний фронт его движется со скоростью $v = 2/(\gamma - 1) c_{zv}$, где

$$c_{zv} = \sqrt{\gamma \frac{R^*}{\mu} T}, \quad (21)$$

γ — показатель адиабаты. При $T = 10^5$ К получаем $v = 5 \cdot 10^8$ см/сек.

После того, как разогретый газ покинет поверхность звезды, лежащие ниже слои вещества должны также придти в движение из-за нарушения гидростатического равновесия. Поскольку улетевшее вещество экранирует излучение остатка новой, это движение будем считать адиабатическим.

Смещение ξ как функцию лагранжевой координаты m можно найти, основываясь на политропической модели подфотосферных областей звезды, с которой сорван слой вещества с массой на единицу

площади m^* . При помощи уравнения неразрывности, в результате громоздких, но элементарных выкладок, можно найти, что

$$\xi(m) \approx m^* \frac{\Gamma}{\gamma} \left(\frac{C}{g} \right)^{1/\Gamma} m^{-1/\Gamma}, \quad m > m^*. \quad (22)$$

В политропной модели линейная координата x с лагранжевой связана соотношением

$$x(m) = \frac{\gamma}{\gamma - 1} m^{\frac{\Gamma-1}{\Gamma}} \left(\frac{C}{g} \right)^{1/\Gamma}, \quad (23)$$

откуда видно, что $\xi(m^*) = 2x(m^*)$ при $\Gamma = 4/3$ и $\gamma = 5/3$. Таким образом, после установления гидростатического равновесия радиус звезды станет равным $R_2 + x(m^*)$. При условии, что расстояние между фотосферой звезды и критической поверхностью Роша не мало по сравнению с R_2 , а величина x в любом случае значительно меньше R_2 , очевидно, что потеря некоторого поверхностного слоя вещества не приводит к существенному изменению структуры звезды.

В процессе установления гидростатического равновесия часть вещества может приобрести скорость, превышающую предельную $u_{пр}$, а, значит, покинуть звезду. Оценки количества вещества, теряемого таким образом, показывают, что оно не должно превысить $m^* \text{ г/см}^2$.

Вывод о возобновлении структуры подфотосферных слоев можно сделать и в случае рассмотрения последствий кратковременного удара по поверхности звезды, о которых говорилось в разделе 2.

Таким образом, показано, что при экранировании излучения остатка новой красный карлик приходит в состояние, близкое к невозмущенному, за время порядка времени механической релаксации звезды. Экранирующее действие продолжается дольше, так как на пролет вещества между звездами требуется несколько сотен секунд. После того, как экранирующее вещество рассеется в пространстве или выпадет на белый карлик, возобновляется облучение красного карлика и весь процесс повторяется.

Оценим пределы, в которых заключены общие потери вещества красным карликом за все время высокой светимости новой, т. е. примерно за 10^7 сек .

Выше было показано, что красный карлик подвержен импульсному воздействию с периодом в несколько сотен секунд. За время воздействия одного импульса звезда теряет $2\pi R_2^2 m^*$ граммов вещества, что соответствует среднему темпу потерь от 10^{19} до 10^{23} г/сек в зависимости от того, минимальную или максимальную оценку величины m^* использовать. За весь послемаксимальный период красный

карлик может потерять от 10^{26} до 10^{30} граммов вещества. Наблюдаемая потеря при этом составляет 10^{28} — 10^{30} г.

Поскольку поток излучения, падающего на поверхность красного карлика извне, на много порядков превышает собственный поток энергии у этой звезды, то, по всей вероятности, характер реального процесса облучения ближе ко второму предельному случаю. Таким образом, красный карлик может явиться источником истекающего из новой звезды газа в послемаксимальный период.

Вопрос о перестройке звезды с конвективной зоной под воздействием интенсивного рентгеновского излучения извне нуждается в более детальном изучении. Это предполагается сделать в дальнейшем.

Ленинградский государственный
университет

ON THE CONTINUOUS OUTFLOW OF MATTER DURING THE POSTMAXIMUM STAGE OF NOVA

V. G. GORBATSKII, L. N. IVANOV

The effect of outburst of nova on the satellite — red dwarf — is considered as the cause of powerful and durable outflow of matter that forms an extended envelope. It is found that the luminosity of Nova Aquilae 1918 was about 10^{40} erg/sec for several months after the outburst. The considerable part of the energy was emitted within the X-ray region. The quantity of matter outflowing from the surface of red dwarf due to heating by X-ray radiation was estimated. As it has been revealed such heating is the main cause of the observed outflow. The impact of the main envelope with the satellite surface cannot lead to a powerful outflow.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Горбачкий, Астрон. ж., 52, 1974 (в печати).
2. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963, стр. 355.
3. A. Wise, Publ. Lick Obs., 14, 3, 1939.
4. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, АН СССР, М., 1948, стр. 588.
5. А. Зенцова, Вестн. АГУ, № 1, 131, 1973.
6. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966, стр. 686.
7. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967, стр. 528.
8. М. М. Баско, Р. А. Сюняев, Препринт № 8 ИПМ, М., 1973, стр. 77.