К ИССЛЕДОВАНИЮ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЫЛИ

И. Н. МИНИН

Поступила 12 июня 1967

Приведены результаты расчетов яркости, цвета и степени поляризации света отражательных туманностей. Принята модель туманности, предложенная автором ранее [13]. Сделано сопоставление с данными наблюдений.

В изучении межзвездной среды за последнее время получено много новых результатов. Однако это относится лишь к газовой составляющей, которая исследована достаточно подробно. Значительно менее благополучно обстоит дело с пылевой составляющей. Основной способ ее изучения состоит в анализе межзвездного покраснения света, которое истолковывается как селективное ослабление света межзвездными частицами (пылинками). В результате такого анализа можно оценить средний радиус частиц и сделать заключение о распределении частиц по размерам. При допущении о диэлектрической природе частиц величина их среднего радиуса оказывается порядка 10^{-5} см.

Другое наблюдаемое проявление межзвездной пыли определяется рассеянием света на частицах при освещении достаточно горячими звездами плотных пылевых облаков. В этом случае говорят об отражательных туманностях. Исследование таких туманностей в сочетании с теорией рассеяния света может дать некоторые дополнительные сведения о природе частиц, составляющих туманности. В работах ряда авторов [1—5] были сделаны попытки использовать этот путь для изучения межзвездных частиц. Вообще говоря, однако, соответствующий теоретический анализ затруднен вследствие неправильной формы туманностей. К тому же нет возможности учесть пространственную структуру туманности и ее расположение относительно освещающей звезды. Поэтому указанные работы не дали определенных результатов.

Видимые формы отражательных туманностей весьма разнообразны, но довольно часто наблюдаются туманности в форме симметричного сплошного ореола вокруг звезды, яркость которого уменьшается с расстоянием от центра. По оценке Д. А. Рожковского [6] такая форма встретилась примерно у половины исследованных им туманностей. Указанная видимая форма туманности может быть истолкована на основе представления о сферически-симметричном распределении рассеивающих свет частиц относительно звезды.

В ряде работ [6—12] была изучена модель однородной сферической туманности конечного радиуса с освещающей звездой в центре. При этом считалось, что свечение туманности исчезает на ее крае из-за отсутствия пылевых частиц на больших расстояниях от звезды. Для такой модели туманности звезда должна быть окружена сферически-симметричным облаком пыли сравнительно небольшого радиуса. Это представляется маловероятным при наличии большого числа рассматриваемых туманностей.

Автором [13] предложена другая модель отражательной туманности для случая, когда наблюдается симметричный ореол вокруг звезды. В работе [13] были сделаны расчеты яркости и степени поляризации света, выходящего из туманности, а также сопоставление с данными наблюдений. Эта статья содержит некоторые дополнительные результаты.

1. *Модель туманности.* Отражательные туманности наблюдаются обычно в пределах протяженных темных пылевых облаков. Они составляют небольшие части облаков, освещенные достаточно яркими звездами. Как находит Д. А. Рожковский [6], для многих отражательных туманностей радиусы доступных наблюдениям участков вблизи освещающих звезд составляют величины порядка одной десятой части протяженности всего пылевого облака. Если считать облако однородным и учесть, что его оптическая толщина обычно не превосходит 2—3, то для оптических радиусов отражательных туманностей имеем величины порядка 0.2—0.3. Поэтому наблюдаемое свечение отражательных туманностей определяется близкими к звезде областями, и форма пылевого облака практически не сказывается. Имеет значение лишь протяженность по лучу зрения цилиндра, ось которого идет к наблюдателю через освещающую звезду и от которого исходит наблюдаемое свечение.

Как показано ранее [13], для участков туманности, расположенных достаточно близко от звезды, основная роль принадлежит однократно рассеянному свету. Поскольку, как указано, форма всей туманности не может сказаться существенным образом на результатах расчета, примем для определенности, что звезда окружена однород-

ным облаком пыли сферической формы. Тогда для интенсивности излучения $I(t)$, выходящего из туманности на оптическом расстоянии t от звезды, имеем

$$I(t) = \lambda A e^{-\tau_0} \frac{y(t)}{t}, \quad (1)$$

где λ — альбеда частицы, τ_0 — оптический радиус пылевого облака, $A = \frac{L a^2}{16 \pi^2}$, L — светимость звезды, a — объемный коэффициент поглощения,

$$y(t) = e^{-\tau_0 - \sqrt{\tau_0^2 - t^2}} \int_{\theta_0}^{\pi - \theta_0} x(\theta) e^{-t \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta, \quad (2)$$

$\theta_0 = \arcsin \left(\frac{t}{\tau_0} \right)$, $x(\theta)$ — индикатриса рассеяния света. Степень поляризации света $P(t)$, выходящего из туманности на оптическом расстоянии t от звезды, определяется формулой

$$P(t) = \frac{\int_{\theta_0}^{\pi - \theta_0} [x'(\theta) - x''(\theta)] \cdot e^{-t \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta}{\int_{\theta_0}^{\pi - \theta_0} [x'(\theta) + x''(\theta)] \cdot e^{-t \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta}, \quad (3)$$

где $x'(\theta)$ и $x''(\theta)$ — индикатрисы рассеяния света для поляризованных компонент.

В предыдущей статье [13] исследован случай $t \ll \tau_0$ (практически было взято $\tau_0 = \infty$). Теперь мы учтем конечность размеров пылевого облака.

2. Значения $y(t)$ и $P(t)$. Примем как и раньше [13], что частицы, составляющие туманности, имеют сферическую форму и состоят из вещества с показателем преломления, равным 1.33. Функцию распределения частиц по размерам возьмем в форме

$$f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{27}{2} e^{-3\left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}}\right)} \left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}}\right)^2 d\left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}}\right), \quad (4)$$

где $\varepsilon = \frac{2\pi a}{\lambda}$, a — радиус частицы, $\bar{\lambda}$ — длина волны излучения,

$\bar{\varepsilon} = \frac{2\pi a}{\lambda}$, $\bar{a}$ — средний радиус частиц. Подставляя средние значения

$x'(\theta)$, $x''(\theta)$ и $x(\theta) = x'(\theta) + x''(0)$, вычисленные для распределения частиц по размерам (4), в формулы (2) и (3), получим интересующие нас значения величин $y(t)$ и $P(t)$.

В табл. 1 даны значения $y(t)$ и $P(t)$ для случая $\tau_0 = 1$. При этом в левом столбце расположены значения $y(t)$, а в правом — $P(t)$ в процентах.

Таблица 1

$\bar{\varepsilon} \backslash t$	0.05		0.10		0.20	
	0.5	3.4	27	3.2	28	2.6
1	4.7	10	4.2	11	3.2	12

Для сравнения в табл. 2 приведены те же величины в случае $\tau_0 = \infty$.

Таблица 2

$\bar{\varepsilon} \backslash t$	0.05		0.10		0.20	
	0.5	3.6	25	3.5	25	3.3
1	5.1	8.3	5.0	8.2	4.9	7.9

Сопоставление этих таблиц показывает, что сделанные нами ранее выводы [13] остаются в силе и при учете конечности размеров облака. Именно, вблизи звезды яркость туманности изменяется по закону $I(t) \sim t^{-1}$, а степень поляризации $P(t)$ практически неизменна в согласии с результатами наблюдений. При этом совпадение вычисленных и наблюдаемых значений $P(t)$ достигается для величины параметра $\bar{\varepsilon}$, близкого к $\bar{\varepsilon} = 1$.

Заметим, что при $\bar{\varepsilon} \lesssim 2$ получаются величины $P(t)$, близкие к нулю и отрицательные. Наблюдения во всех случаях дают положительные значения $P(t)$, для которых преимущественные колебания электрического вектора в световой волне перпендикулярны направлению радиуса-вектора, идущего от звезды к данной точке туманности. Поэтому, если наблюдается заметная поляризация света отражательной туманности, то следует считать $\bar{\varepsilon} < 2$, откуда для среднего радиуса частиц имеем $\bar{a} < 1.4 \cdot 10^{-5}$ см.

В последнее время появились работы по измерению спектральной поляризации света отражательных туманностей [14, 15]. Для туманностей NGC 7023 и NGC 2023 получено возрастание степени поляризации с увеличением длины волны света. Измерения производились на спектральном интервале от 3250 Å до 9900 Å. При увеличении длины волны в два раза степень поляризации оказалась больше также примерно в два раза. Согласно нашим расчетам для частиц с показателем преломления 1.33 соответствующее увеличение степени поляризации происходит несколько быстрее (см. табл. 1 и 2). При изменении $\bar{\epsilon}$ от 1 до 0.5, чему соответствует увеличение длины волны света в два раза, степень поляризации возрастает примерно в три раза. Дальнейшее изучение спектральной поляризации света отражательных туманностей может дать существенную информацию о природе межзвездной пыли.

3. *Полная яркость туманности.* Рассмотрим теперь величину s — отношение полной яркости видимой части туманности к яркости звезды. Очевидно, что

$$s = \frac{8\pi^2 \int_0^{\rho_0} I(\rho) \rho d\rho}{Le^{-\tau_0}}, \quad (5)$$

где $I(\rho)$ — интенсивность излучения, выходящего из туманности на расстоянии ρ от звезды, ρ_0 — радиус видимой части туманности. Учитывая соотношение $t = \alpha\rho$ и формулу (1), вместо (5) имеем

$$s = \frac{\lambda}{2} \int_0^{t_0} y(t) dt, \quad (6)$$

где $y(t)$ определяется формулой (2) и t_0 — оптический радиус видимой части туманности ($t_0 = \alpha\rho_0$). Из табл. 1 и 2 следует, что $y(t)$ сравнительно мало изменяется с изменением t . Поэтому можем написать

$$s = \frac{\lambda}{2} \bar{y} t_0, \quad (7)$$

где $\bar{y}$ — среднее значение $y(t)$ на интервале от 0 до t_0 . При $\bar{\epsilon} = 1$ для оценок можно принять $\bar{y} \approx 4 - 5$. Полагая для определенности $\bar{y} = 5$, вместо (7) имеем

$$s = 2.5 \lambda t_0. \quad (8)$$

Поскольку $\lambda = \frac{\sigma}{\alpha}$, где α — объемный коэффициент рассеяния света, то из (8) следует

$$s = 2.5 \sigma \rho_0. \quad (9)$$

Наблюдения дают значения s , используя которые мы сможем оценить по формуле (9) величину $\sigma \rho_0$. Если известно расстояние до туманности, то по видимому радиусу можно определить ρ_0 , а тогда найдем и значение σ .

Для туманностей IC 431 и IC 435, принадлежащих комплексу звезд и туманностей в области Ориона, по данным П. П. Паренаго [16] среднее расстояние составляет 400 пс. Тогда находим $\rho_0 \approx 0.5$ пс, а из наблюдений Д. А. Рожковского следует значение $s \approx 0.1$. Используя эти данные и (9), имеем $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-20}$ см⁻¹. Величина σ равна произведению коэффициента рассеяния света одной частицей k на число частиц в единице объема n . При $\bar{\epsilon} = 1$ оказывается $k = 1.2 \cdot 10^{-10}$ см² и, с учетом найденного значения σ , $n \approx 2.5 \cdot 10^{-10}$ см⁻³. Далее, для определения плотности пылевого вещества в туманности D при условии, что функция распределения частиц по размерам имеет вид (4), находим

$$D = \frac{80}{27} \pi (\bar{a})^3 n \bar{\delta}, \quad (10)$$

где $\bar{\delta}$ — плотность вещества частицы. Подставляя полученные значения n и $\bar{a}$ в (10), а также полагая $\bar{\delta} = 1 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, имеем $D \approx 8 \cdot 10^{-26} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$.

4. *К обоснованию принятой модели.* В принятой модели предполагается туманность сферической формы с освещающей звездой в центре. В отличие от аналогичных рассмотрений, сделанных рядом авторов [6—12], считается, что наблюдается лишь небольшой участок туманности вблизи звезды. Разумеется, при этом форма туманности практически не сказывается на результатах расчета яркости туманности на разных расстояниях от звезды. Основное значение имеет количество рассеивающих частиц на луче зрения. Особую роль играют частицы, расположенные между наблюдателем и звездой, поскольку вследствие вытянутости индикатрисы рассеяния вперед по направлению падающего излучения эти части туманности вносят основной вклад в наблюдаемую яркость. Поэтому, если звезда окажется расположенной вблизи границы туманности, находящейся за туманностью по отношению к наблюдателю, то свечение туманности будет мало

отличаться от исследованного выше. Если же звезда находится вблизи границы туманности, расположенной между туманностью и наблюдателем, то свечение туманности может сильно отличаться от рассмотренного.

Пусть, для простоты, звезда расположена на границе слоя бесконечно большой оптической толщины, представляющего туманность, а наблюдение производится в направлении на звезду по нормали к границе. Тогда для интенсивности излучения, выходящего из туманности на оптическом расстоянии t от звезды, находим

$$I(t) = i.A \frac{y(t)}{t}, \tag{11}$$

где

$$y(t) = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} x(\theta) e^{-t \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta. \tag{12}$$

При получении формулы (11) учтено лишь однократно рассеянное излучение звезды. Для степени поляризации света, выходящего из туманности, в данном случае имеем

$$P(t) = \frac{\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} [x'(\theta) - x''(\theta)] \cdot e^{-t \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta}{\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} [x'(\theta) + x''(\theta)] \cdot e^{-t \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta}. \tag{13}$$

Результаты расчетов по формулам (12) и (13) значений $y(t)$ и $P(t)$ даны в табл. 3, где расположение величин такое же, как и в табл. 1 и 2.

Таблица 3

t	0.05		0.10		0.20	
$\ll 1$	1.4	40	1.1	43	0.84	49
0.5	0.65	50	0.56	54	0.43	59
1	0.20	39	0.17	42	0.13	47
2	0.11	19	0.09	21	0.07	23
3	0.12	14	0.10	14	0.08	16
4	0.14	10	0.11	11	0.08	10

Сопоставим теперь результаты вычислений с данными наблюдений. Поскольку из наблюдений получаются значения $P \approx 10-15\%$, то из табл. 3 соответствующие значения $\bar{\varepsilon}$ оказываются равными $\bar{\varepsilon} \approx 3-4$. Для таких значений $\bar{\varepsilon}$ из этой же таблицы находим $\bar{y} \approx 0.1$. Величина s , равная отношению полной яркости видимой части туманности к яркости звезды, будет и для рассматриваемой нами теперь модели определяться формулой (6). Приняв значение $\bar{y} \approx 0.1$, из (7) находим

$$s \approx 0.05 \lambda t_0. \quad (14)$$

Поскольку наблюдения дают $s \approx 0.1$, то из (14) следует $\lambda t_0 \approx 2$, так что даже при $\lambda = 1$ оказывается $t_0 \approx 2$. Такое большое значение t_0 неприемлемо. Как уже указывалось, из наблюдений получаются для полной оптической толщины пылевого облака значения порядка 2—3, а видимые части отражательных туманностей составляют примерно десятую часть всего облака ($t_0 \approx 0.2-0.3$).

В связи с полученными результатами следует заметить, что в рассматриваемой модели большую роль может играть многократное рассеяние света. Здесь, в отличие от принятой нами модели со звездой внутри туманности, однократное рассеяние вносит лишь малую долю в общую яркость, поскольку индикатриса для углов рассеяния $\theta > \pi/2$ принимает малые значения по сравнению с ее значениями для углов рассеяния $\theta < \pi/2$. Учет многократных рассеяний безусловно уменьшит значения степени поляризации излучения, выходящего из туманности, по сравнению с данными табл. 3, а это соответственно, уменьшит значения $\bar{\varepsilon}$, которые следует принять для согласия теории и результатов наблюдений. Кроме того, что особенно важно, при учете многократного рассеяния света распределение яркости по диску туманности не будет следовать закону $I(t) \sim t^{-1}$, который хорошо представляет наблюдения большого числа туманностей.

Таким образом, принятая нами вначале модель туманности оказывается более удачной, чем только что рассмотренная. Разумеется, речь идет лишь о некоторой „средней“ отражательной туманности. В отдельных случаях могут иметь место различные ситуации, но мы не ставили перед собой задачу рассмотрения всех возможных случаев.

5. *Цвет туманности.* Цвет отражательной туманности характеризуется обычно величиной ΔC , равной

$$\Delta C = C_n - C_{\infty}, \quad (15)$$

где C_n и C_* — показатели цвета туманности и освещающей звезды соответственно. Величины C_n и C_* определяются формулами

$$C_n = m_n^{(1)} - m_n^{(2)}, \quad C_* = m_*^{(1)} - m_*^{(2)}, \quad (16)$$

где $m_n^{(1)}$ и $m_*^{(1)}$ — звездные величины участка туманности и звезды для излучения с эффективной длиной волны $\tilde{\lambda}_1$, $m_n^{(2)}$ и $m_*^{(2)}$ — звездные величины участка туманности и звезды для излучения с эффективной длиной волны $\tilde{\lambda}_2$. Для показателя цвета $B - V$ имеем $\tilde{\lambda}_1 = 4310 \text{ \AA}$ и $\tilde{\lambda}_2 = 5520 \text{ \AA}$.

Получим теперь теоретическое значение величины ΔC для нашей модели туманности. Используя формулу (1), имеем

$$\Delta C = -2.5 \lg \frac{Q(\bar{\varepsilon}_1) y(t_1)}{Q(\bar{\varepsilon}_2) y(t_2)}, \quad (17)$$

где учтено выражение для среднего коэффициента рассеяния света частицей, имеющее вид

$$k = \pi (\bar{a})^2 \cdot Q(\bar{\varepsilon}). \quad (18)$$

Приняв $\bar{\varepsilon}_1 = 1$ и $\bar{\varepsilon}_2 = 0.8$, находим $\Delta C = -0^m 6$. В работе Э. Е. Хачикяна [9] из наблюдений для туманности NGC 2023 найдено среднее значение $\Delta C = -0^m 5$, что достаточно хорошо согласуется с полученным нами значением.

Расчеты цвета отражательных туманностей делались ранее в работах Хеньи и Гринстейна [3], Э. Е. Хачикяна [9], Д. А. Рожковского [6, 12], Ваньсека и Святоса [17]. При этом рассматривались модели туманности, отличные от принятой нами.

6. *Обобщенное соотношение Хаббла.* В 1922 году Хабблом в его классической работе по изучению отражательных туманностей [18] была получена формула

$$m_* + 5 \lg \Delta = \text{const}, \quad (19)$$

где m_* — видимая звездная величина освещающей звезды, Δ — угловой радиус наблюдаемой части туманности. Соотношение (19), полученное теоретически на основе допущения о том, что в туманностях происходит чистое рассеяние света звезды, удовлетворительно представляло результаты наблюдений.

В дальнейшем Г. А. Шайн, В. Ф. Газе и С. Б. Пикельнер [7] обобщили соотношение (19), используя для этого предложенную

ими модель отражательной туманности. При этом в правую часть формулы (19) дополнительно вошли такие параметры, как альbedo частицы и M_* — абсолютная звездная величина освещающей звезды. В работе Д. А. Рожковского [6] также приведена формула, обобщающая (19), которая, как оказалось, лучше представляет результаты наблюдений, нежели формула Хаббла (19).

Для нашей модели туманности также можно получить соответствующее соотношение. Приняв для яркости туманности формулу (1), находим

$$m_s + 5 \lg \Delta = \text{const} - M_* + 5 \lg [e^{-\tau} u(t)], \quad (20)$$

где $u(t)$ определяется формулой (2). Формула (20) может оказаться полезной при статистической обработке результатов наблюдений отражательных туманностей.

7. О методах исследования межзвездной пыли. Исследование свойств межзвездного пылевого вещества представляет большие трудности. Это связано, в частности, с отсутствием сведений относительно его химического состава. Для получения однозначных выводов необходимо иметь достаточно обширную информацию, что может быть достигнуто применением различных методов исследования. В настоящее время имеется четыре метода изучения межзвездной пыли, краткую характеристику которых и дальнейшие перспективы их применения мы теперь рассмотрим.

а. Межзвездное ослабление света. Этот метод основан на изучении зависимости межзвездного ослабления света от длины волны излучения. Сопоставление с расчетными значениями дает возможность оценить средний радиус частиц. Особенно ценными здесь следует считать полученные недавно результаты для ультрафиолетовой области спектра [19]. Уже предварительное обсуждение этих результатов привело к заключению о том, что принимаемые обычно значения среднего радиуса частиц ($2-5 \cdot 10^{-5}$ см) сильно завышены.

В связи с этим отметим работы Хойла и Викрамасингха [20, 21], где вновь обсуждается гипотеза о графитовом составе пылинок, предложенная Керелем и Шацманом [22]. Кроме того, в работе [21] для объяснения обнаруженного из наблюдений (см. [23, 24]) изменения закона межзвездного покраснения света в зависимости от галактической долготы была выдвинута гипотеза о частицах графита, покрытых слоем льда. В таком случае изменение толщины слоя льда, окружающего графитовое ядро частицы, приводит к изменению зависимо-

сти коэффициента поглощения от длины волны и, соответственно, к изменению закона межзвездного ослабления света.

б. *Отражательные туманности.* Как показано нами в [13] и данной статье, исследование отражательных туманностей может дать некоторую дополнительную информацию о межзвездной пыли. Для примера было рассмотрено рассеяние света на диэлектрических частицах с показателем преломления, равным 1.33, и функцией распределения частиц по размерам (4). Разумеется, межзвездные пылинки могут иметь другой показатель преломления, и функция распределения пылинок по размерам может отличаться от (4).

Поэтому в дальнейшем представит интерес расчет распределения яркости и поляризации света для отражательных туманностей, состоящих из частиц различной природы, в частности, графитовых. Кроме того, желательно иметь соответствующие измерения в различных участках спектра.

в. *Диффузное галактическое излучение.* Наряду с изучением рассеяния света в отражательных туманностях представляет интерес также исследование интенсивности диффузного галактического излучения, возникающего при рассеянии света звезд на частицах межзвездной пыли. Для расчета интенсивности диффузного галактического излучения естественным представляется рассмотрение модели в форме плоского слоя пыли, освещаемого звездами, некоторым образом распределенными в пространстве. Такой задачей занимались в последнее время ван де Хюлст и Дэвис [25], а также С. А. Каплан ([26], стр. 237). К сожалению, измерения интенсивности диффузного галактического излучения не привели пока что к определенным результатам. Между тем, этот метод исследования дает возможность сделать заключение о величине альbedo межзвездных пылевых частиц, не определяемой другими способами.

г. *Тепловое излучение пылинок.* Измерение интенсивности и спектрального распределения инфракрасного излучения межзвездной пыли даст возможность сделать заключение о составе частиц и их температуре [27]. Трудности, связанные с получением соответствующих данных наблюдений, пока что не преодолены.

Совместным применением указанных методов можно приблизиться к выяснению состава межзвездных пылевых частиц и уточнить их средний размер.

Ленинградский
государственный университет

ON THE INVESTIGATION OF THE INTERSTELLAR DUST

I. N. MININ

The results of the calculation of brightness, color and polarization of light of the reflection nebulae are given. The model of the nebula is the same as used earlier [13]. The results are compared with the observational data.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. Keenan, *Ap. J.*, 84, 600, 1936.
2. L. Henney, *Ap. J.*, 85, 107, 1937.
3. L. Henney, J. Greenstein, *Ap. J.*, 88, 580, 1938.
4. C. Shalen, *Ann. Upps. Obs.*, 1, № 9, 1945.
5. С. А. Каплан, *Астрон. ж.*, 29, 326, 1952.
6. Д. А. Рожковский, *Изв. Астрофиз. ин-та АН КазССР*, 10, 15, 1960; 13, 27, 1962.
7. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер, *Изв. КРАО*, 12, 64, 1954.
8. В. Г. Фесенков, *Астрон. ж.*, 32, 97, 1955.
9. Э. Е. Хачикян, *Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук*, 10, 107, 1957.
10. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 37, 3, 1960.
11. И. Н. Минин, *Астрон. ж.*, 38, 641, 1961.
12. Д. А. Рожковский, *Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР*, 5, 249, 1965.
13. И. Н. Минин, *Астрон. ж.*, 41, 662, 1964.
14. T. Gehrels, *A. J.*, 64, 332, 1959.
15. T. Gehrels, T. Teska, *Communications of the lunar and planetary laboratory*, 1, № 22, 1962.
16. П. П. Паренаго, *Труды ГАИШ*, 25, 1, 1954.
17. V. Vanuzek, J. Svatos, *Acta Univ. Carolinae*, 1, 1, 1964.
18. E. Hubble, *Ap. J.*, 56, 162, 400, 1922.
19. T. Stecher, *Ap. J.*, 142, 403, 1966.
20. F. Hoyle, N. Wickramasinghe, *M.N.*, 124, 417, 1962.
21. N. Wickramasinghe, *M.N.*, 125, 87, 1962; 126, 99, 1963.
22. R. Cayrel, E. Schatzman, *Ann. d'Astroph.*, 17, 555, 1954.
23. E. Wampler, *Ap. J.*, 134, 861, 1961.
24. J. Borgman, H. Johnson, *Ap. J.*, 135, 306, 1962.
25. H. van de Hulst, M. Davis, *Proc. Koninkl. Nederl. acad. wet.*, 64, 220, 1961.
26. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Межзвездная среда*, М., 1963.
27. W. Stein, *Ap. J.*, 144, 318, 1966.