

lations, were taken from other authors papers. Illuminations in the above emissions are presented in table 21 for planetary nebulae, and in table 29 for the Orion nebula.

Using these data and the equations (7), (8), and (9), (§ 2)—protons and twice and in some cases once ionized oxygen concentrations were calculated. Nebula masses were evaluated.

Planetary nebulae distances applied in calculations were those of B. A. Vorontzov-Veliaminov [44]. The Orion nebula distance is taken as equal to 520 ps, and that of NGC 6618—to 1100 pc. A nebula radiation absorption in the interstellar space was taken account of.

Table 23 gives the H^+ and O^{++} concentrations and the masses values for 10 planetary nebulae.

The giant planetary nebula NGC 6853 was more closely investigated. Ion concentrations and mass values for several distances from the nucleus in each region were estimated. Relative data are shown in tables 25, 26 and 27.

This nebula is characterized by a comparatively low density and a considerable mass. It is quite possible that the matter distribution in this nebula is influenced by the forces of electromagnetic nature.

Table 30 lists the data on the Orion nebula concentrations and masses.

The H^+ and O^{++} concentrations in the NGC 6618 central region are equal to 100 cm^3 and 0.01 cm^3 . The hydrogen mass in the bright region of this nebula with a $10'$ diameter is approximately 40 solar masses.

A comparison of H^+ , O^{++} concentrations in planetary nebulae and masses reveals their great variety. The NGC 7027 is characterized by a greatest density, while the NGC 6853—by a smallest one.

A heavier hydrogen concentration in nebulae is associated with a heavy concentration of the twice ionized oxygen. The density of a nebula is mainly due to its volume. The mass differences of nebulae attain a centuple value.

The densities of nebulae are correlated with their shapes.

The very dense nebulae are planetoid-spherically shaped. The spherical double-shell nebulae have average densities. The nebulae with low density are spherically-annular.

The density in the central region of the Orion nebula is rather high being of the same order as in the planetary nebulae with average density.

September, 1957.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ЗВЕЗДНЫХ ПОДСЧЕТОВ

Д. Ж. Ш. ХАВТАСИ

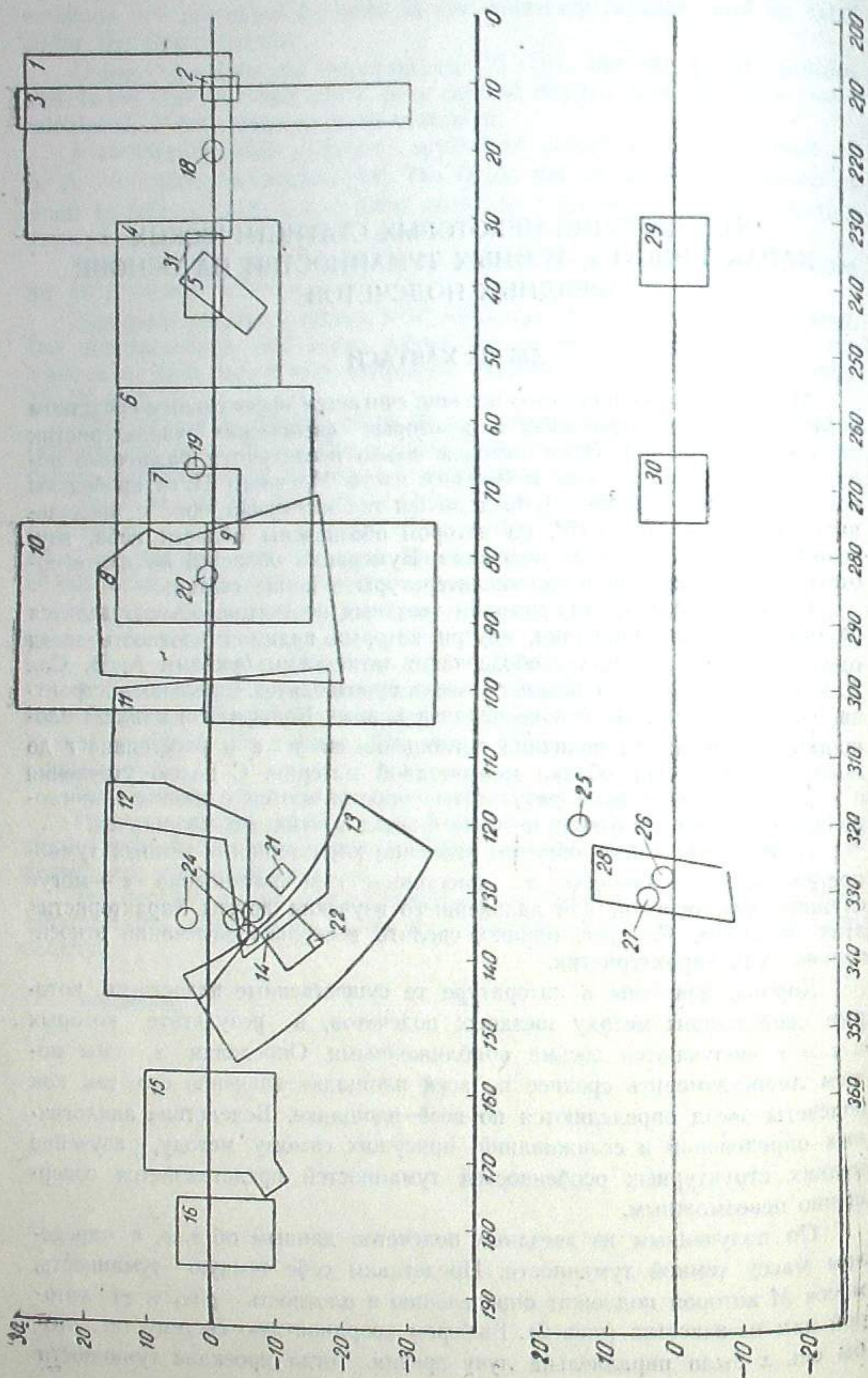
Метод звездных подсчетов все еще считается эффективным средством исследования геометрических и некоторых физических характеристик темных туманностей. Этим методом давно исследуются различные области неба и сейчас уже в большей части Млечного Пути проведены подсчеты звезд. На рис. 1 представлен галактический пояс с предельными широтами $b = \pm 15^\circ$, на котором обозначены области неба, изученные методом звездных подсчетов. Нумерация областей на карте соответствует нумерации в списке литературы в конце статьи.

Область, исследуемая методом звездных подсчетов, обычно делится на определенные площадки, внутри которых видимая плотность звезд одинакова. Эти площадки обозначают латинскими буквами А, В, С, ... Для каждой площадки подсчеты звезд производятся отдельно и строится функция $N(m)$. На основе анализа кривых Вольфа для каждой площадки определяются величина поглощения света ϵ и расстояние r до поглощающего свет облака межзвездной материи. С целью уточнения и сравнения полученные результаты сопоставляются с данными поглощения света по цветовым избыткам звезд в этих же площадках.

Полученные таким образом значения характеристик темных туманностей—видимая площадь σ , расстояние r и поглощение ϵ —могут служить нам основой для дальнейшего изучения других характеристик этих объектов. Следует, однако, сделать несколько замечаний относительно этих характеристик.

Хорошо известны в литературе те существенные недостатки, которые свойственны методу звездных подсчетов, в результате которых σ , ϵ и r получаются весьма приближенными. Определяя ϵ , мы можем лишь измерить среднее по всей площадке значение его, так как подсчеты звезд определяются по всей площадке. Вследствие аналогичных определений и сглаживаний, присущих самому методу, изучение мелких структурных особенностей туманностей представляется совершенно невозможным.

По полученным из звездных подсчетов данным об σ , ϵ , r определим массу темной туманности. Представим себе темную туманность, масса M которой подлежит определению и плотность $\rho(x, y, z)$ которой нам не известна (рис. 2). Выберем координатную систему так, чтобы ось x была параллельна лучу зрения. Тогда проекция туманности



в картинной или в плоскости y, z есть истинная площадь Σ туманности (на рисунке она заштрихована). Очевидно, что

$$\Sigma = \sigma r^2 \quad (1)$$

Встроим в темную туманность цилиндр с элементарным основанием ds и осью параллельной оси x . Выделим в этом цилиндре элементарный объем $dx ds$, масса которого $dm = \rho(x, y, z) ds dx$, а масса цилиндра

$$M_n = \int_{x_1}^{x_2} \rho(x, y, z) ds dx.$$

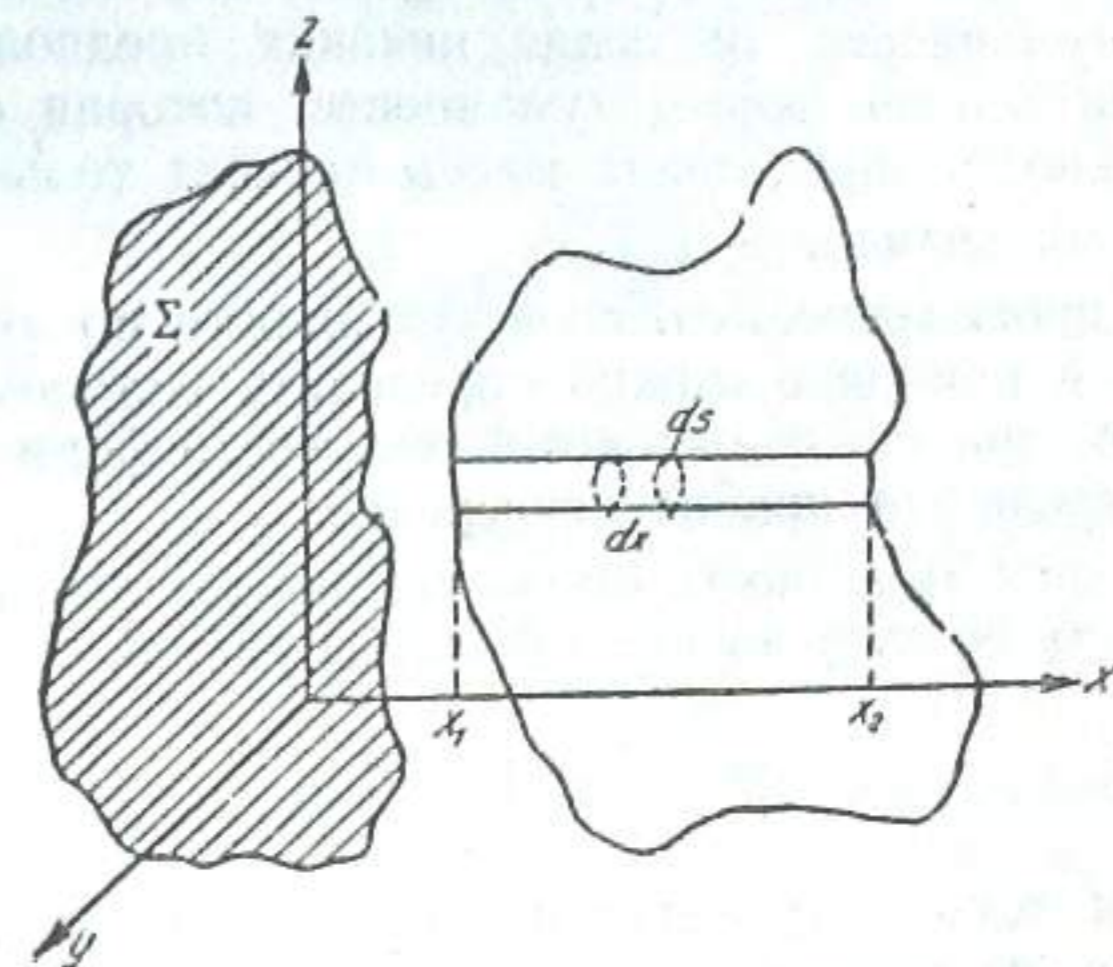


Рис. 2.

Известно, что поглощение света пропорционально произведению пути, пройденного лучем, на плотность материи (формула Ресселла), так что произведение $\rho(x, y, z) dx$ можно заменить пропорциональной ему величиной $k d\epsilon$.

$$\rho(x, y, z) dx = k d\epsilon, \quad (2)$$

где k — коэффициент пропорциональности, зависящий от физических и оптических свойств частиц межзвездной материи. Тогда

$$M_n = k ds \int_0^{\epsilon_1} d\epsilon = k \epsilon_1 ds,$$

где ϵ_1 — поглощение света вдоль всего цилиндра. Очевидно, что ϵ_1 есть функция y, z — $\epsilon_1(y, z)$.

Полная масса темной туманности определяется по формуле:

$$M = k \int \int_{(y, z)} \epsilon_1(y, z) ds$$

Применяя к последнему интегралу формулу среднего значения

$$\overline{\epsilon_1(y, z)} = \frac{\int \int_{(y, z)} \epsilon_1(y, z) ds}{\int \int_{(y, z)} ds}$$

получим

$$M = k \cdot \Sigma \cdot \overline{\varepsilon_1(y, \tau)}$$

Величина $\overline{\varepsilon_1(y, \tau)}$ есть именно то, что и обычно дается по звездным подсчетам, т. е. ε — среднее по всей площадке. Величину Σ можно заменить по формуле (1) через σ и r .

Таким образом для массы темной туманности окончательно получим

$$M = k \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot r^2. \quad (3)$$

Достоинством этой формулы является то, что мы можем вычислить массу темной туманности, не делая никаких предположений относительно пространственной формы туманности, которая обычно нам неизвестна. Надежность определения массы зависит только лишь от точности определения величин σ , ε , r .

Обозначим протяженность темной туманности по лучу зрения через l . Эту величину в принципе можно определить методом звездных подсчетов, однако, по причине сложности и нечеткости форм кривых Вольфа, величина l определяется крайне неуверенно.

Если бы темная туманность имела сферическую форму, тогда средняя протяженность по лучу зрения l была бы равной средней хорде, т. е.

$$l = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\Sigma}. \quad (4)$$

Но, так как темные туманности имеют разнообразные формы, то считая равенство (4) справедливым для всякой туманности, мы в каждом отдельном случае допускаем ошибку Δl , так что

$$l = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\Sigma \pm \Delta l}. \quad (5)$$

Самые большие значения Δl дадут туманности, — сильно отличающиеся от сферы, т. е. сильно вытянутые. Если туманность вытянута вдоль луча зрения, то тогда ошибка наибольшая и имеет знак плюс (+); если туманность вытянута в картинной плоскости, тогда Δl тоже наибольшая, но со знаком минус (-). Так что величина и знак Δl зависят от степени вытянутости и ориентации туманности в пространстве.

Осредним равенство (5):

$$\bar{l} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\Sigma} + \frac{\sum \Delta l}{n}$$

Если число туманностей n достаточно велико, то

$$\frac{\sum \Delta l}{n} = 0 \quad (6')$$

или

$$\bar{l} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\Sigma}. \quad (6)$$

Можно привести ряд соображений в пользу справедливости допущения (6'). Во всяком случае оно не может дать существенную ошибку.

Формулу Ресселла (2) перепишем так:

$$\varepsilon = \frac{I}{k} \bar{l} \cdot \bar{\rho}. \quad (7)$$

Так как в равенстве (7) величины l и ρ являются независимыми друг от друга величинами, то

$$\bar{\varepsilon} = \frac{I}{k} \bar{l} \cdot \bar{\rho}$$

или на основе (6)

$$\varepsilon = \frac{4}{3kV\pi} \sqrt{\Sigma \cdot \bar{\rho}}$$

Из этого равенства выгоднее всего определить $\bar{\rho}$, так как по данным звездных подсчетов можно непосредственно вычислить $\bar{\varepsilon}$ и $\sqrt{\Sigma}$.

$$\bar{\rho} = \frac{3kV\pi}{4} \frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{\Sigma}}. \quad (8)$$

Равенство (8) дает возможность вычислить среднюю плотность темных туманностей, если имеются данные о ε и Σ по звездным подсчетам.

Определим численное значение коэффициента k в формулах (3) и (8). Мы пользовались выше формулой Ресселла, точный вид которой пишется так [33]:

$$\varepsilon = 0.814 q \frac{x\rho}{\tau \cdot \Delta},$$

где ε — поглощение света, x — пройденный лучем путь, ρ — плотность, q — фактор дифракции, τ — радиусы частиц и Δ — удельный вес частиц. В наших обозначениях для коэффициента k получим

$$k = \frac{\tau \cdot \Delta}{0.814 \cdot q}. \quad (9)$$

Оценки величин, входящих в равенство (9), нами взяты из [32]:

$$\begin{aligned} \tau &= 10^{-5} \text{ см} \\ \Delta &= 5 \\ q &= 2.56 \end{aligned} \quad (10)$$

Радиусы частиц межзвездной пыли τ изучались неоднократно и величина 10^{-5} см, как самый распространенный радиус межзвездных частиц, принята многими авторами. Однако, при оценке τ делается определенное допущение относительно химических и физических свойств межзвездных частиц, т. е. относительно Δ . Так что оценки (10) основа-

ны на определенных, вполне разумных гипотетических предположениях и мы ими будем пользоваться за неимением лучшего.

Можно было для некоторых задач исключить коэффициент K путем определения относительных M и ρ , приняв какую-нибудь известную темную туманность за единицу, или определить K сравнением полученной нами массы туманности с массой той же туманности, определенной другим методом. Однако, все эти сравнения нам представляются ничем не лучшими, чем наши определения, основанные на оценках (10). Дальнейшие уточнения величин τ , Δ и q улучшат результаты о M и ρ .

Таким образом, подставляя значения (10) в равенство (9), получим

$$k = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ гр/см}^3. \quad (11)$$

Для практических целей удобно, чтобы масса туманности была выражена в массах Солнца, а расстояние—в парсеках. Тогда в формуле (3) коэффициент пропорциональности изменится и получим

$$M = 6,8 \cdot 10^{-5} \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot r^2 M_{\odot}, \quad (12)$$

где ε выражен в звездных величинах, σ —в квадратных градусах, а расстояние r —в парсеках.

Для средней плотности получим

$$\bar{\rho} = 10^{-23} \frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{\Sigma}} \frac{\text{гр}}{\text{см}^3}, \quad (13)$$

где Σ выражается в квадратных парсеках, ε —в звездных величинах, а плотность $\bar{\rho}$ —в граммах в кубическом сантиметре.

Из нанесенных на рис. 1 областей в основном мы использовали те, в которых звездные подсчеты произведены на больших площадях неба. За последние 20 лет в большинстве случаев звездные подсчеты обрабатываются численным методом Бока [30] и эта однородность также побуждала нас пользоваться последними работами в этой области.

Использованный нами материал полностью охватывает северные и частично южные области Млечного Пути.

Видимая площадь темных туманностей σ встречается от 1 квадратного градуса до 60 квадратных градусов. Средняя площадь равна

$$\bar{\sigma} = 16 \text{ кв.гр.} \quad (14)$$

Из этого факта явствует, что методом звездных подсчетов фиксируются только видимо большие темные туманности (большие 1 кв. гр.), т. е. этим методом невозможно изучить туманности малых размеров (меньше 1 кв. гр.), а такие туманности составляют более 70% всех известных туманностей [31].

Что касается поглощения света ε , то оно изменяется в пределах от $0^m.1$ до $4^m.0$. Среднее поглощение равно

$$\bar{\varepsilon} = 0^m.97 \quad (15)$$

Здесь также—аналогичная картина. Среднее поглощение одной темной туманностью исследовалось многими авторами и все результаты

согласуются со значением $\bar{\varepsilon} = 0^m.25$. Полученное значение (15) в четыре раза превосходит общепринятое $0^m.25$ и, по-видимому, причина этого расхождения лежит в самом методе звездных подсчетов. Фиксируя и изучая лишь большие туманности, естественно, что увеличим и среднее поглощение света одной туманностью $\bar{\varepsilon}$.

Изучая расположение темных туманностей в пространстве, мы обратили внимание на существование для всех областей Млечного Пути двух слоев темных туманностей. Почти во всех работах, посвященных звездным подсчетам, указывается на наличие невидимых нам поглощающих облаков, расположенных за первым слоем. Первый слой, или ближайший к нам темные туманности и создают клочковатую структуру Млечного Пути, за которым скрываются межзвездные облака, которые можно выявить методом звездных подсчетов.

Туманности первого слоя удалены от нас в пределах от 30 пс до 500 пс, а туманности второго слоя от 600 пс до 2500 пс.

Мы имели основание считать эти объекты не вполне идентичными и поэтому средние характеристики для этих объектов вычислили отдельно. Значения (14) и (15) относятся к видимым нам темным туманностям.

По формуле (12) мы вычислили массы туманностей и для средней массы получили следующие значения:

$$\text{для туманности первого слоя } \bar{M}_1 = 116 \bar{M}_{\odot} \quad (16)$$

$$\text{для туманности второго слоя } \bar{M}_2 = 2900 \bar{M}_{\odot} \quad (17)$$

Очевидно, что средняя масса одной темной туманности не должна зависеть от расстояния и поэтому результаты (16) и (17) кажутся непонятными. С другой стороны, значения (16) и (17) слишком преувеличены, так как по многим исследованиям и соображениям средняя масса оценивается в порядок одной солнечной массы. Здесь опять-таки имеет место селекция в сторону больших туманностей, свойственная методу звездных подсчетов.

Естественно возникает вопрос: что из себя представляют объекты, выявленные и изученные методом звездных подсчетов? Кажется наиболее естественным считать, что эти объекты являются или большими темными туманностями или группами, скоплениями темных туманностей, расположенных в пространстве в соседстве друг с другом.

Из всего вышесказанного можно заключить, что метод звездных подсчетов не является эффективным для изучения отдельных темных туманностей малых размеров, он может выявить или большие туманности или группы темных туманностей. Этот метод дает сглаженные результаты и эффективен при изучении общей структуры системы темных туманностей и Галактики в окрестностях Солнца.

По формуле (13) мы вычислили среднюю плотность темных туманностей, которая не должна быть искажена вследствие недостатков метода звездных подсчетов. Результат таков:

$$\rho = 2 \cdot 10^{-24} \text{ гр/см}^3$$

Как мы уже указали выше, метод звездных подсчетов дает удовлетворительные результаты относительно общей структуры системы темных туманностей. Имея данные о координатах l , b , r и массах M , туманностей, изученных подсчетами звезд для большей части галактического пояса (исключая южные области), мы составили рисунок 3, который представляет плоскость Галактики с нанесением темных туманностей в виде темных кружков, диаметры которых пропорциональны массам M . Галактическая широта b не принята во внимание. Масштаб рисунка 1 см = 229 пс.

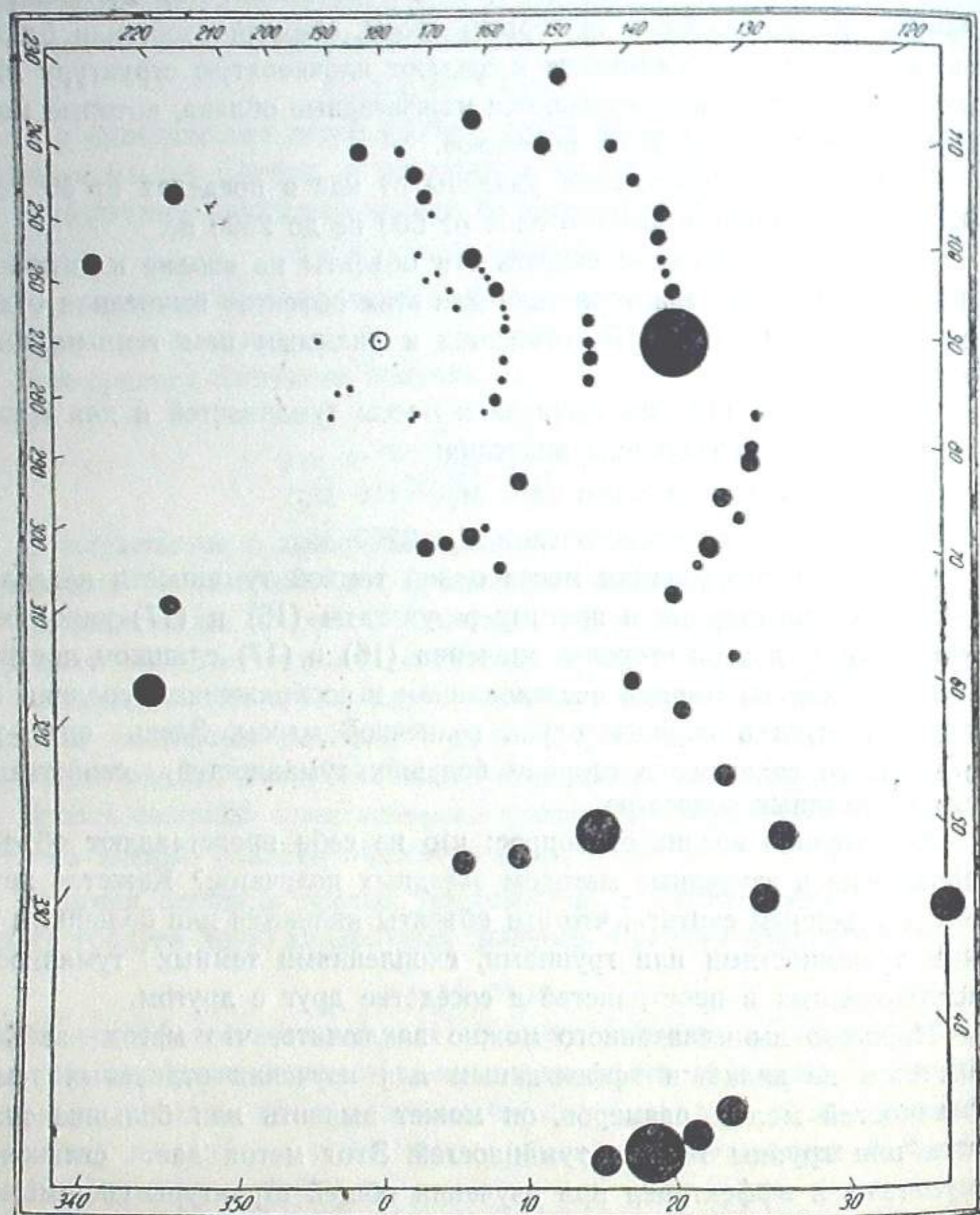


Рис. 3

Как видно из рисунка, туманности расположены в пространстве довольно равномерно. Следует только подчеркнуть, что в направлениях на созвездия Лебедя и Лисички ($l=30^\circ$ до $l=60^\circ$) встречаются туманности, удаленные до 2500 пс., тогда как таких удаленных туманностей в дру-

гих направлениях нет. Этот факт можно не считать случайным, так как это направление ($l=60^\circ$) является перпендикулярным направлению на центр Галактики, т. е. примерно совпадает с направлением спиралей Галактики.

В заключение отметим, что эта карта несколько неточна из-за ошибок в определении расстояний r .

Сентябрь 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Calvert R. L., An analysis of galactic structure in the direction of Aquila, *Aph J*, 1951, **114**, 123.
2. Weaver H. F., Color excess, total photographic absorption and the distance of the dark cloud in the Aquila region of the Milky Way, *Aph J*, 1949, **110**, 190.
3. Baker R. H., Analysis of a transverse section of the Milky Way in Aquila, *Aph J*, 1941, **94**, 493.
4. Miller F. D., Galactic structure of Milky Way from Aquila to Cygnus, *Proc. Nat. Ac. Sc.*, 1937, **23**, 405.
5. Балановский И. А., Газе В. Ф., Облака поглощающей материи в Лебеде, *Изв. Пулк. Обс.* 1935, **14**, № 2 (119), 1.
6. Rislely A. M., The Milky Way in Cepheus, *Aph J*, 1943, **97**, 277.
7. Wernberg G., A spectrophotometric investigation on stars in bright and dark region in Cepheus, *Uppsala Obs. Ann.*, 1941, **1**, № 4.
8. Baker R. H., Investigation of galactic structure. IV. The Milky Way in Cassiopeia, *Harv. Circ.*, 1939, № 424, 1.
9. Baker R. H., Nantkes E., Analysis of the Milky Way in Cassiopeia, *Aph J*, 1944, **99**, 125.
10. Nantkes E., Baker R. H., Analysis of the Milky Way in Northern Cassiopeia and Cepheus, *Aph J*, 1948, **107**, 113.
11. Heeschen D. S., An analysis of the Milky Way in Perseus, *Aph J*, 1951, **114**, 132.
12. Kiefer L., Baker R. H., Analysis of the Milky Way in Auriga, *Aph J*, 1941, **94**, 482.
13. McCuskey S. W., The dark nebula in Taurus, *Aph J*, 1941, **94**, 468.
14. Klüber H., Sternabzählungen im Dunkelnebel des Taurus, *Zf Aph*, 1933, **6**, 259.
15. Лавдовский В. В., Исследование темных туманностей в созвездиях Близнецов и Ориона по звездным подсчетам, *Изв. Пулк. Обс.*, 1941, **16**, (4) № 133.
16. Bok B. J., The Milky Way in Monoceros, *Aph J*, 1945, **101**, 280.
17. Adolfsson T., A spectrophotometric investigation into bright and dark region in Taurus. II. The distribution of obscuring material, *Arkiv f. Astr.*, 1955, **1**, № 34, 495.
18. Шайн П. Ф., Избирательное поглощение в области раздвоения Млечного Пути около Орла, *Пулк. Цирк.*, 1937, № 22-23, 13.
19. Berg M., Dark nebula in Cepheus, *Изв. ГАО*, 1936, **15**, № 125.
20. Стоянова К. Т., Темная туманность в Кассиопее, *Изв. Гл. астрон. обс.*, 1939, **16**, 3, № 132.
21. Леман-Балановская И. Н., Исследование темной туманности около ζ Perseus, *Изв. Пулк. Обс.*, 1935, **14**, 1, № 118.
22. Klüber H., Ergänzend Sternabzählungen im Dunkelnebel des Taurus, *Zf Aph*, 1937, **13**, 3, 174.
23. Шайн П. Ф., On the dark nebula in Perseus and Taurus, *Pulkovo Circular*, 1934, № 11.
24. Harstwing G., Untersuchungen über die Auriga Dunkelwolke, *Zf Aph*, 1939, **17**, 3/5, 191.

25. Müller R., Dunkelnebel um ρ Ophiuchi, Zf Aph, 1931, 3, 369.
26. Müller R., Ueber den Dunkelnebel bei ϑ Ophiuchi Z Aph, 1931, 3, 261.
27. Müller R., Ueber den Dunkelnebel bei ζ Ophiuchi, Z Aph, 1932, 4, 365.
28. Wallenquist A. A., A study of the distribution of the stars in the Sagittarius and Ophiuchus region of the Milky Way, Ann. Bosscha Sterrenw. Lembang (Java), 1939, 5, № 5.
29. Wolf M., Ueber den dunklen Nebel NGC 6960, Astr. Nachr, 1923, 219, 109.
30. Bok B. J., The distribution of the stars in space, 1937, Chicago.
31. Хавтаси Д. Ш., К статистическому изучению темных туманностей, Бюлл. Абаст. астрофиз. общ., 1955, 18, 29.
32. Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, 2^е издание 1954, Москва.

DETERMINATION OF SOME STATISTICAL CHARACTERISTICS OF DARK NEBULAE BASING ON THE STAR COUNTS

J. SH. KHAVTASSI

(Summary)

The results of investigations of the Milky Way regions made by the method of star counts are gathered.

The average density and the individual dark nebulae masses are determined.

A map of spatial distribution of the dark nebulae in the plane of the Galaxy is made.

September, 1957.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОБЩЕГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ЗВЕЗД

Г. Д. КВИРКВЕЛИЯ

Как известно, существуют различные методы исследования космического поглощения света в Галактике; одним из них является метод подсчетов звезд. Он относится к группе относительных методов исследования, так как степень «прозрачности» выбранной площадки в качестве поля сравнения целиком сказывается на полученные результаты.

Согласно Ш. Т. Хабибуллину [1], теорема Зеелигера, утверждающая невозможность вычислить истинную плотность распределения звезд без знания закона поглощения света, на основе лишь подсчетов числа звезд, остается в силе и для одновременных подсчетов звезд в двух разных лучах спектра.

Д. Я. Мартынов [2], соглашаясь с этим, показывает, однако, что принимая для выражения поглощения некоторую известную функцию $A(r)$, можно из подсчетов звезд в двух лучах определить поглощение света, а, затем,—и истинную плотность распределения звезд.

В настоящей статье мы попытаемся определить общее поглощение света из подсчетов звезд только в одних лучах без вспомогательной «прозрачной» площадки, основываясь однако, на некоторых допущениях о функциях поглощения и плотности.

Мы исходим из хорошо известной зависимости между видимой и истинной плотностью звезд [3]:

$$D_1(r') = D(r) e^{-3cA(r)} \frac{1}{1 + crA'(r)}, \quad (1)$$

где $D_1(r')$ — видимая, вернее «приведенная плотность» звезд, $D(r)$ — истинная плотность, r и r' — истинное и видимое расстояния, $A(r)$ — функция

поглощения и c — постоянное, равное $\frac{1}{5 \text{ mod}} = 0.4605$.

Допускаем, что истинная плотность звезд выражается функцией

$$D(r) = D(0) e^{-rs} - \frac{R_0 - r \cos b \cos L}{a}, \quad (2)$$

где $R_0 = R + \rho \cos L$ (приближенно, ограничиваясь первой степенью $\frac{\rho}{R_0}$) есть

расстояние от Солнца до центра Галактики, $\rho = r \cos b$; $x = \frac{\sin b}{\beta}$ [4].

Функция поглощения, согласно П. П. Паренаго [5], имеет вид:

$$A(r) = \frac{a_0}{x} (1 - e^{-rx}).$$