

Г. А. Гурздян

О ПРИРОДЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Анализ внешней формы и структуры биполярных планетарных туманностей привел к выводу о существовании в них магнитных полей, напряженность которых значительно превышает напряженность общего магнитного поля Галактики [1]. Характер этих полей, по-видимому, сходен с полем магнитного диполя. Однако они не составляют продолжение дипольного поля центрального ядра-звезды; планетарная туманность обладает своим собственным дипольным полем, магнитный момент которого может меняться в зависимости от изменения размеров и плотности туманности, в то время как магнитный момент ядра может остаться неизменным.

В настоящей статье ставится цель показать, что представление о наличии дипольного магнитного поля в планетарных туманностях хорошо объясняет наблюдаемое разнообразие их формы и структуры. Направляющей нитью при разработке и развитии этого представления является идея, согласно которой планетарные туманности являются остатками звездообразовательного процесса и что их ядра суть недавно возникшие звезды [2,3].

§ 1. БИПОЛЯРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Биполярными мы называли те планетарные туманности, у которых наблюдаются две четко выраженные яркие области — „шапки“, расположенные симметрично относительно ядра [1]. Примерами таких туманностей являются NGC 7026,

туманности анон. $16^{\text{ч}} 10,5^{\text{м}}$; анон. $16^{\text{ч}} 13,3^{\text{м}}$ и т. д. Наряду с этим, имеется целый ряд туманностей, у которых хотя и не наблюдаются четко выступающие „шапки“, но наблюдается повышение яркости на двух противоположных сторонах туманности. Примерами таких туманностей могут служить NGC 6720 (в Лире), NGC 7293 (в Водолее) и т. д. Для правильного понимания и применения полученных в дальнейших параграфах теоретических результатов желательно перечислить основные факты, относящиеся к биполярным планетарным туманностям, формы и структуры которых должны быть объяснены действием присутствующих в них магнитных полей. Сюда нужно прибавить также особенности формы и структуры остальных, в частности, спиралевидных планетарных туманностей, допускающих, по всей вероятности, также электромагнитное объяснение.

1. Большинство планетарных туманностей имеет сплюснутую, часто эллипсоидальную (или овальную) форму. Крайним выражением сплюснутости является почти прямоугольная форма, которая наблюдается редко (типичным представителем этого типа является туманность IC 4406).

2. Почти всегда яркость на концах малой оси эллипсоидальных туманностей больше, чем на концах большой оси. Сама форма области повышенной яркости бывает различной, начиная от „бананообразной“ — сильно вытянутой и слегка искривленной дуги (туманность анон. $16^{\text{ч}} 10,5^{\text{м}}$) и кончая почти круговой формой (туманность анон. $16^{\text{ч}} 13,3^{\text{м}}$).

3. В некоторых случаях наблюдается туманность с четко выраженной биполярностью, но без заметной сплюснутости, т. е. имеющая почти сферическую форму (NGC 3587, анон. $7^{\text{ч}} 50,0^{\text{м}}$. Хороший снимок последней туманности см. в [5]).

4. У некоторых туманностей яркие области („шапки“), часто „бананообразные“, соединены друг с другом светлой „перемычкой“, проходящей через центр туманности (зетобразные туманности).

5. В редких случаях наблюдаются туманности, у кото-

рых имеются два спиральных выступа, расположенные симметрично с обеих сторон туманности (спиралеобразные туманности). Важно отметить, что спиральные выступы расположены на концах *большой* оси туманности.

6. Наружные края туманностей в направлении их малой оси, как правило, резки, в то время как в направлении большой оси границы туманности иногда трудно определить.

7. Если биполярная туманность двухоболочная, то биполярность в наружной оболочке выражена менее сильно, чем во внутренней. Иногда это свойство в наружной оболочке отсутствует почти полностью, в то время как во внутренней оболочке оно выражено весьма четко.

§ 2. ТОЧЕЧНЫЙ ДИПОЛЬ

Пусть имеем сплошную во всем объеме планетарную туманность сферической формы радиуса R и с одинаковой во всех точках концентрацией ионов n_0 . Наложим на эту туманность магнитное поле диполя, т. е. совокупность двух разных „зарядов“ противоположного знака, находящихся друг от друга на расстоянии l . Собственно говоря, диполь в обычном для физики понятии, мы будем иметь только в том случае, когда l значительно меньше расстояния R „зарядов“ от точек, в которых определяется напряженность магнитного поля, т. е. когда $R \gg l/2$. Однако мы допускаем, что „размер“ диполя может быть, даже очень часто, соизмерим с размерами туманности, т. е. что может иметь место условие $R \sim l/2$. Поэтому придется внести в терминологию некоторые изменения. Мы будем говорить о „точечном“ диполе, когда $l/2 \ll R$, т. е. когда диполь как будто расположен в центре туманности, и о „неточечном“ диполе, когда $l/2 \sim R$, т. е. когда диполь „занимает“ всю туманность. Линию, проходящую через „заряды“, назовем осью диполя, или магнитной осью туманности.

В этом параграфе мы рассмотрим влияние точечного диполя на планетарную туманность. Хотя, как увидим в следующем параграфе, действительная картина, наблюдаемая в планетарных туманностях, может быть объ-

яснена при наличии в них неточечного магнитного диполя, тем не менее, рассмотрение точечного диполя позволит просто и легко проанализировать качественную сторону вопроса, а также провести некоторые подготовительные расчеты формального характера.

Рассмотрим некоторое сечение туманности, проходящее через ее центр O („центральное сечение“), и поместим в начале координат точечный диполь, длиной l и моментом a . В некоторой точке A (рис. 1), определяющейся координатами r и φ (я таких точек в данном сечении, очевидно, будет четыре)

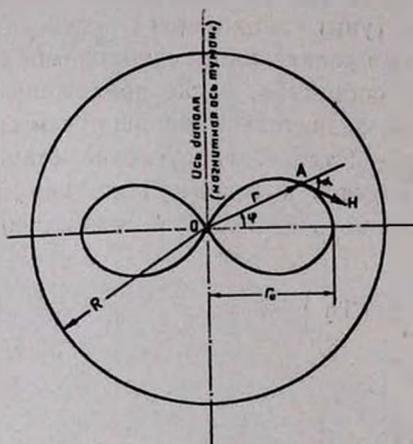


Рис. 1.

полная напряженность магнитного поля вдоль данной силовой линии будет:

$$H(r, \varphi) = \frac{a}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}. \quad (1)$$

Вектор напряженности направлен по касательной к силовой линии, которая задается уравнением

$$r = r_0 \cos^2 \varphi, \quad (2)$$

и составляет угол α с радиусом-вектором, определяемым из соотношения:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi. \quad (3)$$

Заметим, что α для всех силовых линий одинаково и не зависит от r_0 , обстоятельство, которое, вообще говоря, не имеет места в случае неточечного диполя.

Из формулы (1) видно, что в рассмотренном сечении туманности магнитное поле обладает градиентом напряженности как по r , так и по φ -координате. Градиент напряженности магнитного поля создаст градиент магнитного

давления, который приводит к нарушению первоначального равновесного состояния распределения плотности газа в туманности; возникает макроскопическое перемещение ионизованного газа из областей высоких магнитных давлений в области низких давлений. В результате образуется неравномерность в распределении плотности материи, т. е. возникает градиент газового давления по обеим координатам*. Градиент газового давления противопоставляется градиенту магнитного давления и в тот момент, когда обе эти величины будут равняться друг другу, дальнейшее перемещение газа прекратится; наступит стационарное состояние. Допустим, что время t_s (время релаксации), необходимое для достижения стационарного состояния, после приложения к туманности дипольного поля, значительно меньше, чем продолжительность жизни туманности. Тогда условие стационарности в данной точке сведется к взаимной компенсации градиентов магнитного и газового давлений и запишется в виде:

$$\nabla \left(\frac{H^2}{8\pi} + kTn \right) = 0, \quad (4)$$

или, после интегрирования,

$$\frac{H^2}{8\pi} + kTn = C. \quad (5)$$

Отсюда имеем для концентрации ионов (электронов), $n = n(r, \varphi)$, подставляя значение H из (1):

$$n(r, \varphi) = \frac{C}{kT} - \frac{a^2}{8\pi kT r^6} \eta^2(\varphi), \quad (6)$$

где T есть электронная температура туманности, а через $\eta(\varphi)$ обозначено

$$\eta(\varphi) = \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}. \quad (7)$$

Постоянную интегрирования C можно определить, смотря по тому, какую модель туманности рассматривать — „бес-

* Приняв, что температура туманности определяется процессами излучения и постоянна, а, следовательно, давление зависит только от плотности газа.

конечную" или „конечную“. В первом случае допускается, что туманность имеет очень большие по сравнению с длиной диполя размеры и что на ее наружных границах магнитное поле диполя практически отсутствует*. Формально это означает (для „бесконечной“ туманности):

$$n(\infty, \varphi) = n_0 \text{ при } r = R = \infty. \quad (8)$$

В случае „конечной“ туманности в качестве условия для определения C может служить допущение о равенстве масс „невозмущенной“ и „возмущенной“ туманностей, которое запишется в виде:

$$4\pi \int_{r_0}^R \int_0^{\pi/2} n(r, \varphi) r^2 \cos \varphi \, dr \, d\varphi = \frac{4\pi}{3} R^3 n_0. \quad (9)$$

Применение условий (8) и (9) дает из (6) для „бесконечной“ туманности:

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = 1 - \frac{\sigma}{r^6} \gamma^2(\varphi) \quad (10)$$

и для „конечной“ туманности:

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = [1 + \Phi(R, r_0)] - \frac{\sigma}{r^6} \gamma^2(\varphi), \quad (11)$$

где введены обозначения:

$$\sigma = \frac{a^2}{8\pi k T n_0}; \quad (12)$$

$$\Phi(R, r_0) = \frac{3}{2} \frac{\sigma}{R^3} \int_{r_0}^R \int_0^{\pi/2} \gamma^2(\varphi) r^{-1} \cos \varphi \, dr \, d\varphi = \frac{\sigma}{R^6} \left[\left(\frac{R}{r_0} \right)^3 - 1 \right]; \quad (13)$$

r_0 есть радиус внутренней границы туманности (см. ниже).

* Во всех дальнейших формулах у нас будет получаться плотность, стремящаяся в бесконечности к некоторой постоянной, отличной от нуля величине. Внешняя граница туманности обусловлена не электромагнитными факторами. Поэтому значение градиента плотности вблизи внешней границы остается здесь вне рассмотрения.

Формулы (10) и (11) дают закон распределения относительной концентрации ионов (электронов) по двум координатам на центральном сечении туманности. Из этих формул вытекает, что, во-первых, распределение концентрации симметрично в отношении магнитной оси туманности и, во-вторых, минимальное значение концентрации — на данном расстоянии от центра — получается в направлении магнитной оси туманности ($\varphi = 90^\circ$), а максимальное — в направлении, перпендикулярном этой оси ($\varphi = 0^\circ$). Далее, в близких к центру туманности областях (r мало) концентрация ионов мала, а в далеких (r велико) она больше.

Объемный коэффициент излучения туманности пропорционален, как известно, квадрату электронной или ионной концентрации. Поэтому даже незначительное различие в величинах концентрации между различными точками в туманности может привести к заметному различию в поверхностных яркостях в этих точках. Это различие будет наибольшее между направлением магнитной оси туманности (область минимальной плотности) и направлением экваториальной оси туманности (область максимальной яркости). Контрастность сохраняется, когда мы рассматриваем проекцию на плоскость, перпендикулярную магнитной оси, реальной пространственной картины, получаемой путем вращения центрального сечения вокруг магнитной оси туманности. В этом случае получим туманность с двумя областями максимальной яркости, расположенными симметрично по отношению к центру, т. е. получим биполярную туманность.

Из формул (10) и (11) следует, что при данном значении τ , зависящем от величины магнитного момента и „нормальной“ (начальной) концентрации ионов n_0 , существуют некоторые значения r_0 и φ_0 , при которых концентрация становится равной нулю. Это, очевидно, есть область „избегания“, где плотность магнитной энергии, вернее магнитное давление настолько велико, что заряженные частицы не могут оставаться в равновесном состоянии; они должны „высасываться“ из этих областей. Уравнение кривой, определяющей границы области „избегания“, определяется из ус-

ловия $p = 0$, и в случае, например, „бесконечной“ туманности имеет вид:

$$r_0 = [\sigma(1 + 3 \sin^2 \varphi_0)]^{1/2}, \quad (14)$$

где r_0 и φ_0 суть координаты границы области „избегания“. Зависимость r_0 от φ_0 очень слабая, поэтому в первом приближении область „избегания“ можно принять за круг (сферу) радиусом r_0 , равным

$$r_0 \simeq \sigma^{1/2} = \left(\frac{a^2}{8\pi k \Gamma n_0} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Таким образом, *сплошная в начале планетарная туманность при наличии в ней дипольного магнитного поля превращается в полую изнутри туманность*, причем, радиус ее внутренней границы будет тем больше, чем больше магнитный момент туманности (a) или чем меньше концентрация ионов в ней (n_0).

Представление о существовании точечного диполя в туманности, расположенного в ее центре, как увидели, качественно может объяснить возникновение биполярных туманностей. Однако в количественном отношении оно приводит к неприемлемым следствиям. В самом деле, всякие попытки согласовать реальные размеры туманностей R с размером диполя l приводят к тому, что напряженность магнитного поля на таких расстояниях от центра, которые соизмеримы с размером диполя $l/2$, оказывается чрезвычайно велика — порядка миллион гаусс, если допустить, что напряженность магнитного поля у реальных туманностей порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ гаусс, а размер диполя порядка радиуса звезды. Эта трудность легко устраняется, если отказаться от представления о точечном диполе и взамен его рассмотреть неточечный диполь, размер которого соизмерим с размерами туманности.

§ 3. НЕТОЧЕЧНЫЙ ДИПОЛЬ

В случае неточечного диполя, т. е. когда $l \sim r$ (рис. 2), напряженность магнитного поля в точке (r, φ) определяется формулой:

$$H(r, \varphi) = a \eta_1(r, \varphi), \quad (16)$$

где a — магнитный момент, а функция $\eta_1(r, \varphi)$ имеет вид:

$$\eta_1(r, \varphi) = \frac{2^{3/2} x^2 \left[(1+x^2)^2 + 4x^2 \sin^2 \varphi - (1-x^2) \left[(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi \right]^{1/2} \right]^{1/2}}{(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi} \quad (17)$$

где $x^2 = l^2/4r^2$.

Эта формула является более общей, справедливой как для малых, так и для больших расстояний от начала коор-

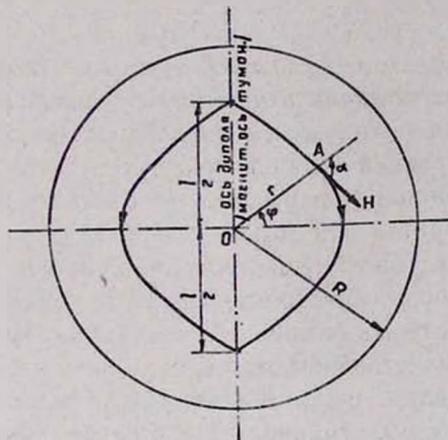


Рис. 2.

динат. В частности, когда $\frac{r}{l} \gg 1$, формулы (16) и (17) преобразуются в формулу (1). Практически диполь будет точечным уже при значениях отношения l/r порядка 0,1.

Для определения относительной концентрации ионов в точке (r, φ) имеем из (16) и (17), в случае „бесконечной“ туманности:

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = 1 - \sigma \eta_1^2(r, \varphi). \quad (18)$$

Для „конечной“ туманности имеем, аналогично (11):

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = [1 + \Phi_1(R, r_0)] - \sigma \eta_1^2(r, \varphi), \quad (19)$$

где $\Phi_1(R, r_0)$ равен:

$$\Phi_1(R, r_0) = 3 \left(\frac{l}{R} \right)^3 \int_{r_0}^R \int_0^{\pi/2} \gamma_{11}^2(r, \varphi) r^2 \cos \varphi \, dr \, d\varphi. \quad (20)$$

Конкретные вычисления, проведенные по этим формулам, показывают, что в качественном отношении нет большой разницы между „конечной“ и „бесконечной“ туманностями. Поэтому в дальнейшем мы будем ограничиваться рассмотрением только „бесконечной“ туманности. Заметим, что туманность, диаметр которой будет превышать всего в два раза размер диполя l , уже является „бесконечной“, так как на внешних границах такой туманности напряженность магнитного поля будет почти на целый порядок меньше, чем на расстояниях $r \sim l/2$ (при $\varphi \sim 0$).

Таким образом, формула (18) является расчетной формулой для определения распределения концентрации ионов на центральном сечении туманности. Для облегчения вычислений построены графики зависимости величины функции $\gamma_{11}(r, \varphi)$ от r (в единицах l) для различных значений φ , которые приведены на рис. 3 и 4.

Для определения уравнения границы области „избегания“ в случае неточечного диполя имеем из (18):

$$\gamma_{11}(r_0, \varphi_0) = \sigma^{1/2} \quad (21)$$

или, воспользуясь (17),

$$2^6 x_0^4 \frac{(1+x_0^2)^2 + 4x_0^2 \sin^2 \varphi_0 - (1-x_0^2)[(1+x_0^2)^2 - 4x_0^2 \sin^2 \varphi_0]^{1/2}}{[(1+x_0^2)^2 - 4x_0^2 \sin^2 \varphi_0]^2} = \sigma, \quad (22)$$

где $x_0 = \frac{1}{2r_0}$, а r_0 и φ_0 суть текущие координаты границы области „избегания“.

В отличие от случая точечного диполя, где уравнение границы области „избегания“ представляло из себя, грубо говоря, уравнение окружности вокруг начала координат для всех значений σ , в этом случае форма этой границы оказывается очень сильно зависящей от величины σ , т. е. в конечном счете от величины напряженности магнитного поля. Так, например, при очень малых значениях σ (малые значения напряженности магнитного поля), указанная гра-

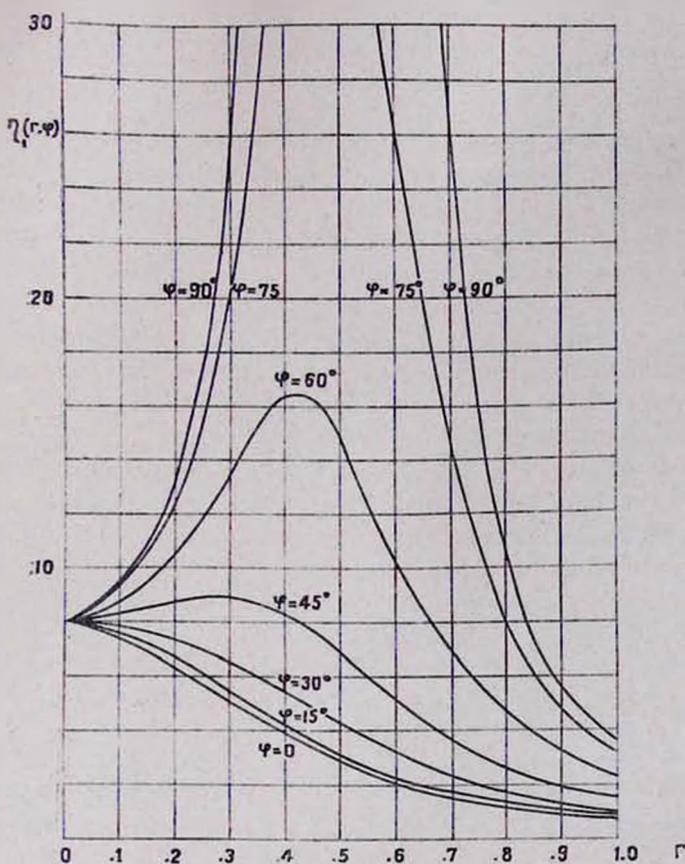


Рис. 3.

лица очерчивает две отдельные друг от друга области овальной формы, расположенные симметрично по отношению к магнитной оси. Центры этих овалов находятся на расстоянии $l/2$ от центра туманности. При промежуточных и постепенно возрастающих значениях ε овал растягивается преимущественно с внутренней стороны, затем, заостряясь, соприкасается с центром туманности O , и, наконец, пересекается с экваториальной плоскостью. При дальнейшем увеличении ε овал асимптотически стремится к окружности с центром, находящимся в центре туманности. На рис. 5 при-

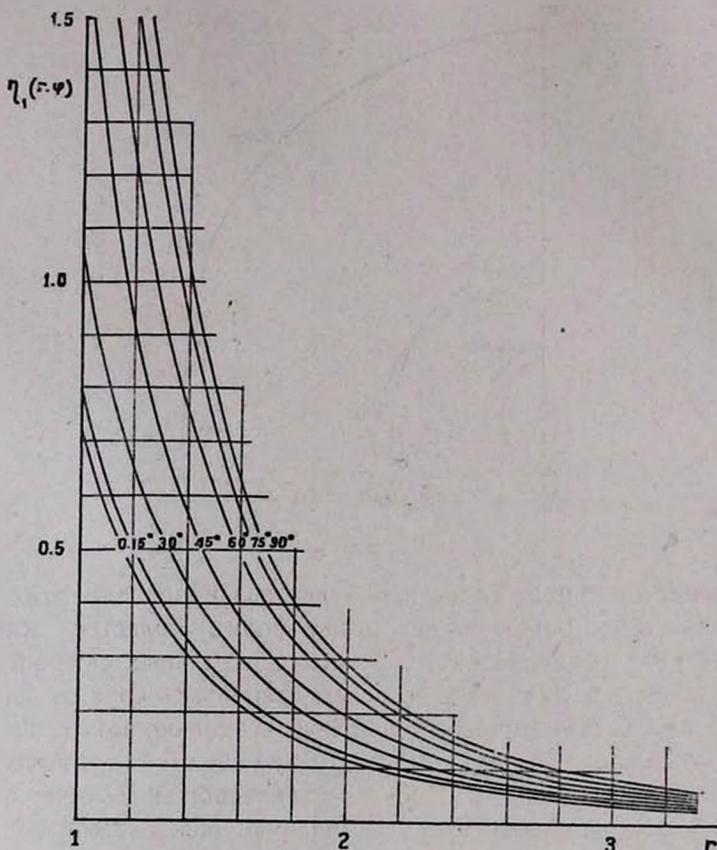


Рис. 4.

ведены примеры этих кривых для различных значений σ на одной четвертой части сечения туманности. Там же указана полудлина диполя $l/2$. Пунктиром изображена та же самая кривая для точечного диполя, вычисленная по формуле (14) при $\sigma = 1$.

Как следует из (12), σ прямо пропорциональна квадрату магнитного момента, т. е. магнитной напряженности, и обратно пропорциональна начальной концентрации n_0 . Примем, что n_0 одинаково для всех туманностей, имеющих одинаковые размеры, но различные значения напряженности

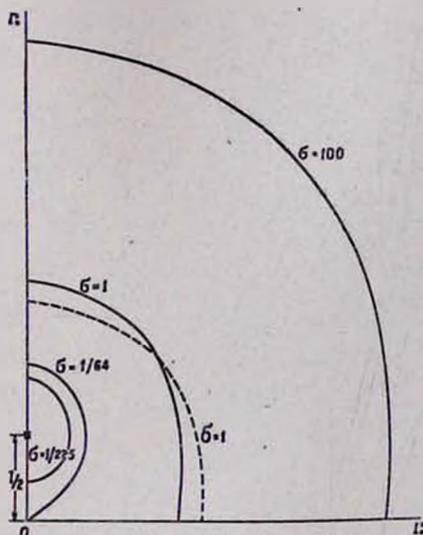


Рис. 5.

магнитного поля. Тогда i и σ будет различное для этих туманностей. Соответственно этому формы областей „избегания“ и, в конечном счете, формы центральных сечений этих туманностей будут существенно отличаться друг от друга. На рис. 6 схематически приведено несколько таких примеров, где незаштрихованные части туманностей соответствуют областям „избегания“. Видоизменение общей конфигурации этих форм соответствует увеличению напряженности маг-

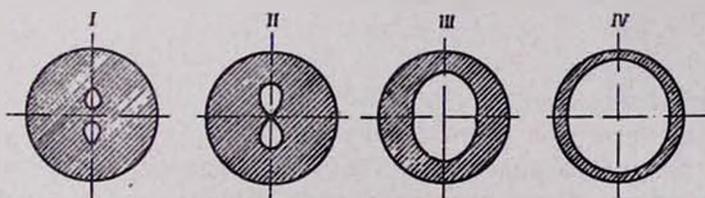


Рис. 6.

нитного поля при переходе от I до IV последовательно, т. е. наименьшее (относительно) напряжение магнитного поля мы имеем в случае I, наибольшее — в случае IV.

Допустим, что напряженность магнитного поля туманности постоянна и не меняется при ее расширении, а кон-

центрация ионов уменьшается обратно пропорционально кубу внешнего радиуса, т. е. $n_0 \sim R^{-3}$. Тогда, как следует из (12), с расширением туманности σ должно увеличиться, в силу чего туманность должна последовательно принять все формы, начиная от I, кончая IV. Иначе говоря, при сделанных предположениях эволюция формы туманности должна происходить по пути I \rightarrow II \rightarrow III \rightarrow IV. Однако это по-видимому, не совсем так, поскольку напряженность магнитного поля очевидно также уменьшается с расширением туманности. Впрочем, этот вопрос еще нуждается в специальном изучении.

Помимо вышеупомянутых параметров, на форму центрального сечения, а следовательно на форму туманности в проекции на небе, существенное влияние оказывает также величина l/R , т. е. отношение длины диполя к внешнему радиусу туманности. Это отношение характеризует, вместе с тем, относительную глубину „залегания“ магнитных полюсов внутри туманности.

§ 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ ПО ТУМАННОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В настоящем параграфе приводится сравнение серии изофот, полученных на основании приведенных выше теоретических расчетов, с наблюдаемыми системами изофот. При этом считается, что внешний радиус туманности R , а в случае оболочки и толщина h являются величинами, которые входят в теорию независимо от величины магнитного поля. Поэтому мы будем иметь два параметра — l/R и l/h , которые в разных туманностях могут принять различные значения.

Относительная концентрация ионов равна нулю на границе области „избегания“ и постепенно увеличивается с удалением от этой границы, асимптотически стремясь к единице. На данном расстоянии от центра туманности функция $\eta_1(r, \varphi)$ достигает своего наименьшего значения при $\varphi = 0$ и наибольшего при $\varphi = 90^\circ$ (см. рис. 3 и 4). Соответственно этому относительная концентрация будет наибольшая, согласно формуле (18), в направлении $\varphi = 0$ (экватор) и

наименьшая — по направлению $\varphi = 90^\circ$ (магнитная ось). Производя соответствующие вычисления для различных значений r и φ , мы сможем построить кривые равных поверхностных яркостей — изофоты, относящиеся к данному центральному сечению. Вращением этого сечения с системой изофот вокруг магнитной оси мы получим реальное — пространственное изображение этих изофот, что и будет соответствовать пространственной структуре туманности. Поскольку туманность обычно прозрачна для собственного видимого излучения, то всю картину мы должны видеть в спроектованном виде на небесной сфере. Поэтому от этой трехмерной системы изофот следует перейти к двумерной системе. Формально решение этой задачи сводится к вычислению следующего выражения:

$$J(p, \psi) = C_1 \int_p^{\sqrt{R^2 - p^2 \cos^2 \psi}} \frac{n^2(r, \psi) r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}} \quad (0 \leq \psi \leq 90^\circ). \quad (23)$$

Здесь $J(p, \psi)$ есть поверхностная яркость в точке $M(p, \psi)$ изображения туманности (рис. 7); C_1 — некоторая постоянная, а $p(r, \psi)$ берется из (18) и (17), причем, входящая в них функция $\sin \varphi$ заменяется выражением

$$\sin \varphi = \frac{p \sin \psi}{r}. \quad (24)$$

Интегрирование (23) производится численным или графическим способом. В наших вычислениях был применен графический способ интегрирования и были построены теоретические системы изофот для ряда случаев, некоторые из которых приводятся ниже.

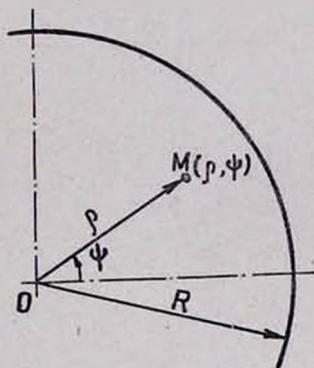


Рис. 7.

На рис. 8 приведена система изофот, построенная при следующих предположениях: наружный радиус туманности $R = 2,5$ ед. (т. е. $R/l = 2,25$), туманность — сплошная и $\sigma = 1$. Цифры означают интенсивность в произвольных еди-

нидах. Пунктирной линией обозначены границы областей „избегания“. На этой системе изофот хорошо видны „шапки“ — области максимальной яркости, расположенные на экваториальной плоскости туманности, симметрично относительно ее центра. Область же наименьшей яркости расположена на магнитной оси. Любопытно отметить, что в приведенном примере интенсивность в направлении магнитной оси сперва уменьшается с удалением от центра и, где-то достигая минимума (равного 4.3), опять увеличивается, прежде чем достигнуть нуля на внешней границе туманности.

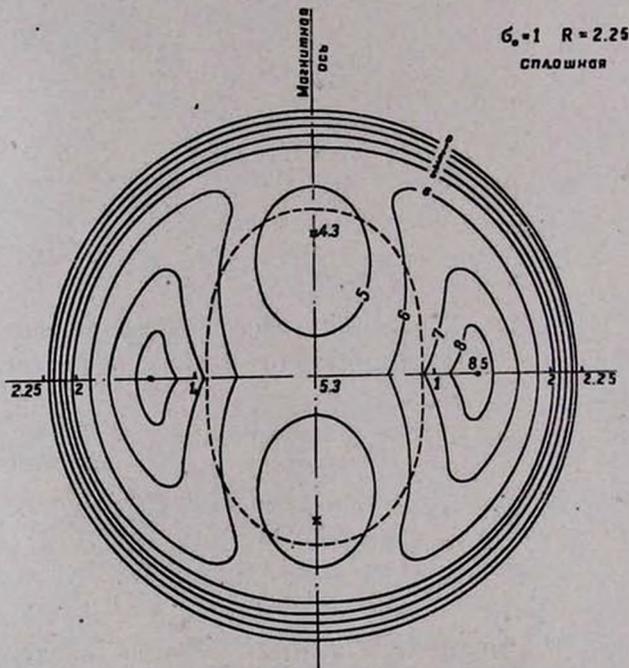


Рис. 8.

Сходное с рис. 8 распределение поверхностной яркости дает известная планетарная туманность NGC 3587 („Сова“), изофоты которой приведены на рис. 9, взятом из работы Аллера и Минковского [5]. Сходство при этом имеет место не только в качественном отношении, но даже в ко-

личественном. В частности, построением продольных фотометрических разрезов по двум осям — магнитной и экваториальной, найдем для отношения наибольшей и наименьшей интенсивностей в случае туманности NGC 3587 (на рис. 9 цифры означают логарифмы интенсивностей в про-

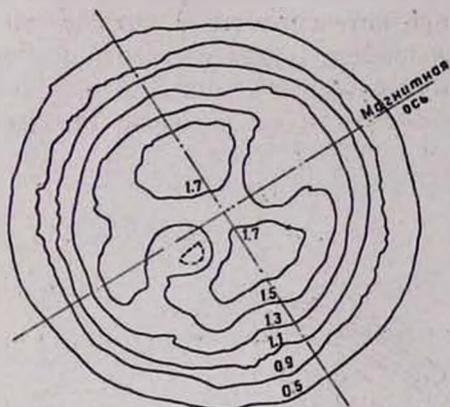


Рис. 9.

извольных единицах) значение, равное приблизительно 1.9. Теоретическое же значение этого отношения, найденное из рис. 8, равно 2.

Тождественность обеих систем изофот — теоретической и наблюдаемой — позволяет оценить величину напряженности магнитного поля в различных частях туманности NGC 3587. Поскольку в данном случае $\sigma = 1$, то имеем (12):

$$\sigma = \frac{a^2}{8\pi k T n_0} = 1. \quad (26)$$

Примем $T = 10^4$ °К, $n_0 \approx 10^4$ см⁻³. Тогда найдем из (26): $a \approx 6 \cdot 10^{-4}$. Для вычисления напряженности в некоторой точке туманности имеем из (16):

$$H = a \cdot \eta_1(r, \varphi) = 6 \cdot 10^{-4} \cdot \eta_1(r, \varphi). \quad (27)$$

Из рис. 3 и 4 найдем, например, при $r = 1$ ед., что соответствует расстоянию от центра, приблизительно вдвое меньшему радиуса туманности (заметим, что при сделанных 273-4

предположениях радиус туманности NGC 3587 равен 2,25 ед.):

$$\eta_1(1,0) = 0,715 \text{ и } \eta_1(1,90^\circ) = 3,56.$$

Отсюда получим:

$$H \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ гаусс при } \varphi = 0;$$

$$H \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ гаусс при } \varphi = 90^\circ.$$

На расстоянии, равном $r = 2$ ед. (почти на самом краю туманности) имеем:

$$\eta_1(2,0) = 0,115 \text{ и } \eta_1(2,90^\circ) = 0,286.$$

Соответственно этому получим:

$$H \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ гаусс при } \varphi = 0;$$

$$H \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ гаусс при } \varphi = 90^\circ.$$

В центре туманности ($r = 0$) имеем: $\eta_1(0) = 8$, а следовательно, $H \approx 5 \cdot 10^{-3}$ гаусс.

На рис. 10 приведена теоретическая система изофот туманности, построенная при тех же предположениях, что и в предыдущем случае ($\sigma = 1$, туманность сплошная), но внешний радиус равен $R = 1.76$ ед. В общих чертах системы изофот, приведенные на рис. 9 и 10, сходны, но в последнем случае области максимальной яркости („шапки“) выражены более выпукло, сами „шапки“ имеют заостренную с внутренней стороны форму и, наконец, в направлении магнитной оси яркость убывает монотонно с удалением от центра туманности. В результате получается туманность, по внешней форме напоминающая „гимнастические гири“. Такую форму как раз имеет одна интересная туманность на южном небе с координатами $\alpha = 16^{\text{ч}} 13,3^{\text{м}}$, $\delta = -51^\circ 52'$ [6]. С приведенной системой изофот очень хорошо согласуется и форма туманности NGC 3195, находящейся также на южном небе [6].

На рис. 11 и 12 приведены теоретические системы изофот, построенные уже не для сплошной туманности, а для оболочки, толщина h которой составляет $1/4$ и $1/8$ части радиуса туманности соответственно. Внешний радиус туман-

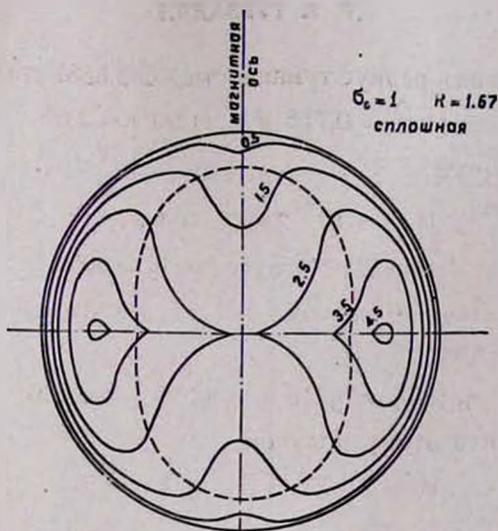


Рис. 10.

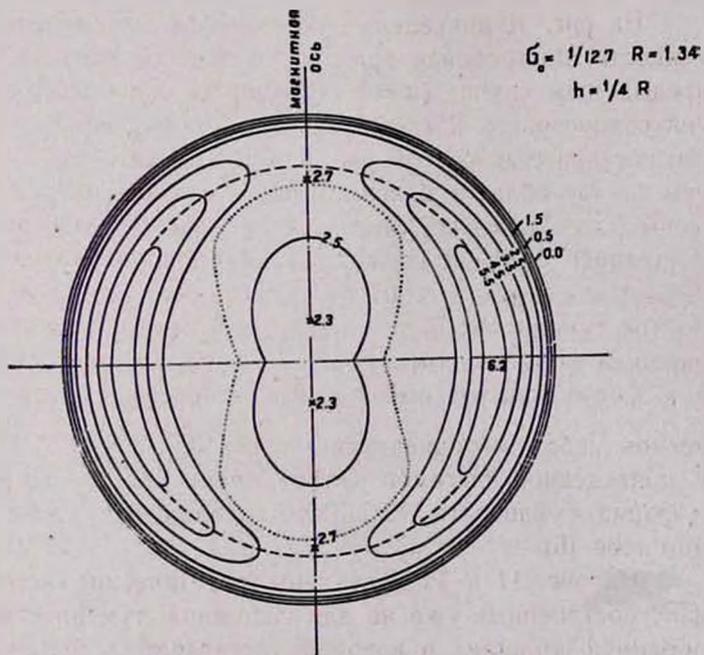


Рис. 11.

ности равен: в первом случае $R = 1,34$ ед., во втором случае $R = 1,17$ ед. Обе системы изофот построены для значения $\sigma = 1/12,7$. Первая из этих систем (рис. 11) по своей структуре напоминает некоторые кольцеобразные туман-

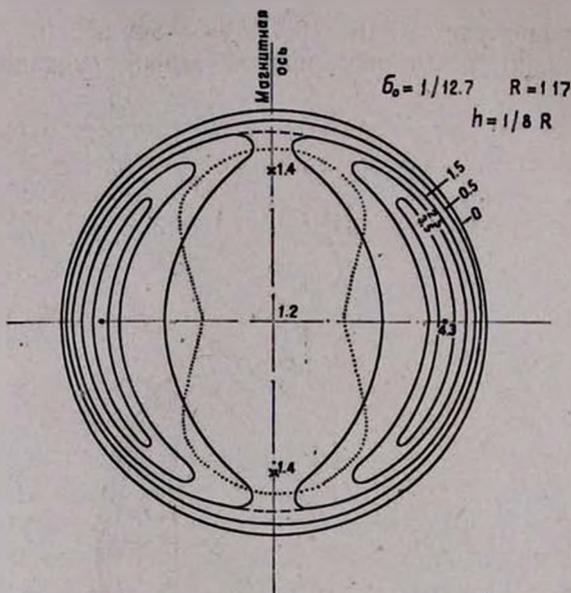


Рис. 12.

ности, у которых наблюдается повышение яркости на концах малой оси, в том числе туманности NGC 6720, 7293 и т. д. Воспользуясь имеющимися изофотами, например для туманности NGC 6720, легко найдем отношение интенсивностей между областями повышенной яркости и центром. Оно получается порядка 2,5—3 (см., например, [7], а также [8], стр. 247). Почти такое же отношение получается из системы изофот, приведенной на рис. 11. Поэтому можно думать, что принятые выше характеристики для „теоретической“ туманности достаточно хорошо соответствуют условиям туманности NGC 6720. Отсюда найдем для напряженности магнитного поля на расстоянии $r \sim 1 \div 1,3$ ед.: в области „шапок“ ($\varphi = 0$) — $H \sim 10^{-4}$ гаусс, в области магнитных полюсов ($\varphi = 90^\circ$) — $H \sim 5 \cdot 10^{-4}$ гаусс, а в центре ту-

манности — $H \sim 10^{-3}$ гаусс, т. е. во всех случаях примерно в 4—5 раз меньше, чем у туманности NGC 3587.

С системой изофот рис. 12 (толщина оболочки равна $1/8$ радиуса) качественно хорошо согласуется структура и форма туманности $\alpha = 16^\circ 10,5'$, $\delta = -54^\circ 50'$ [6], а также NGC 7662 [9], у которых „шапки“ имеют „бананообразную“ форму.

На рис. 13 приведен еще один пример построенных систем изофот. Они соответствуют значению $\sigma = 10$, $R=2$ ед.

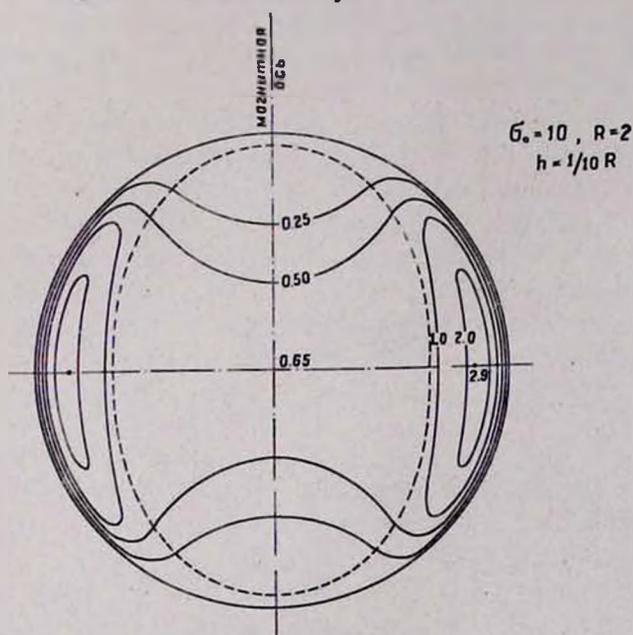


Рис. 13.

и толщине оболочки, равной $1/10$ радиуса туманности. В этом примере достигнута контрастность между яркостью „шапок“ и яркостью в центре туманности в еще большей степени, чем в предыдущих примерах (планетарные туманности NGC 40, 6058 и др.).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представление о существовании магнитных полей не-точечного дипольного типа в планетарных туманностях хорошо объясняет наблюдаемое разнообразие их формы и структуры. Основные результаты, которые получены в настоящем этапе изучения этого вопроса, следующие:

1. Дипольное магнитное поле вызывает перераспределение ионизованной материи планетарной туманности, в результате чего в ней образуются две яркие области — „шапки“, расположенные симметрично в отношении ядра. Линия, соединяющая обе „шапки“, перпендикулярна магнитной оси туманности.

2. Дипольное магнитное поле может привести к образованию области „избегания“ внутри туманности, где присутствие газа невозможно. Размеры этой области увеличиваются с увеличением напряженности магнитного поля.

3. Величина напряженности магнитного поля различна как для различных туманностей, так и для различных точек внутри данной туманности. В ярких областях (в „шапках“) она в среднем порядка 10^{-4} — 10^{-3} гаусс, т. е. значительно превышает напряженности общего магнитного поля Галактики.

4. Относительная глубина „залегания“ магнитных полюсов у различных туманностей различна и, возможно, меняется с расширением туманности.

Наряду с этим, можно наметить ряд последствий, которые обусловлены магнитными полями планетарных туманностей и которые нуждаются в дальнейшем изучении. Укажем некоторые из них.

1. У реальной, расширяющейся с некоторой скоростью планетарной туманности дипольное магнитное поле должно вызывать магнитное торможение, величина которого различна в различных направлениях. В результате туманность должна принять вытянутую, т. е. сплюснутую форму, с длинной осью, расположенной на магнитной оси туманности. Степень сплюснутости, очевидно, должна зависеть как от величины напряженности поля, так и от относительной глу-

бины „залегания“ магнитных полюсов. При этом можно будет ожидать образование самых разнообразных форм планетарных туманностей, начиная от сферической, эллиптической и кончая почти „прямоугольной“ формой.

2. При значительном удалении некоторой части материи туманности в направлении магнитной оси, эта материя может отойти на большое расстояние от магнитных полюсов, где напряженность собственного магнитного поля мала и сравнима с напряженностью общего регулярного магнитного поля Галактики в данном месте. Взаимодействие собственного дипольного поля туманности с регулярным полем Галактики должно сказываться на структуре туманности в этих частях, т. е. на концах магнитной оси. При этом может оказаться возможным образование спиральных рукавов и, тем самым, спиралевидных туманностей.

3. Согласно выдвинутой в [3] концепции, ядра планетарных туманностей являются молодыми, еще не совсем сформировавшимися звездами. Поэтому не исключена возможность испускания ультрарелятивистских электронов со стороны центральной звезды. Взаимодействие этих электронов с магнитным полем туманности должно привести к появлению синхротронного излучения, непрерывного по своему спектру. Это излучение должно быть поляризовано. Максимальную степень поляризации, а также максимальную плотность синхротронного излучения следует ожидать в области „шапок“, т. е. в направлении, перпендикулярном магнитной оси туманности. Относительная доля энергии этого излучения среди общего непрерывного излучения туманности, по-видимому, должна быть очень мала. Тем не менее, при особых случаях ее можно будет выделить путем тонких, в частности поляризационных методов исследования (по этому вопросу см. также [8]).

4. Планетарная туманность, расширяясь, в конце концов должна рассеяться в межзвездном пространстве. Поскольку материя, составляющая планетарную туманность, уносит с собой магнитное поле, то последнее также будет рассеиваться в межзвездном пространстве. Магнитная ось каждой туманности ориентирована в пространстве произвольным

образом. Поэтому сумма полей рассеянных туманностей даст новое поле, уже *хаотическое* по своей структуре. Учитывая относительно высокую частоту рождения планетарных туманностей (порядка одной туманности в год) и малую продолжительность их жизни (порядка нескольких десятков тысяч лет), следовало бы изучить дальнейшую судьбу планетарных туманностей и их магнитных полей в сферической и промежуточной подсистемах Галактики.

Таким образом, уже полученные до некоторой степени предварительные результаты указывают на большое значение магнитных полей в вопросах динамики планетарных туманностей. Поэтому проведение дальнейших исследований в этом направлении следует считать желательным. Особое внимание при этом следует обратить, в первую очередь, на получение новых наблюдательных данных, относящихся к отдельным планетарным туманностям, путем применения фотометрических, спектрофотометрических и поляризационных методов исследования.

Январь, 1953

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ

ՄՈՂՈՐԱԿԱԶԵՎ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԲՆՈՒՅԹԻ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ցույց է տրված, որ մոլորակաձև միգամածութիւններում պետք է գոյութիւն ունենան ոչ կետային տիպի դիպոլային մագնիսական դաշտեր, որոնք և պայմանավորում են նրանց ձևերի և կառուցվածքի դիտվող բազմազանութիւնը: Ստացված են համապատասխան բանաձևեր՝ միգամածութիւնում նյութի խտութիւնը որոշելու համար՝ կախված մագնիսական դաշտի ձևից և լարվածութիւն մեծութիւնից, ինչպես նաև միգամածութիւն չափերից ու նրա սկզբնական խտութիւնից:

Աշխատանքի հիմնական արդիւնքները հետևյալներն են.

1. Դիպոլային մագնիսական դաշտերը բերում են միգամածության իոնացված նյութի վերադասավորմանը, որի հետևանքով միգամածության մեջ առաջանում են միջուկի նկատմամբ սիմետրիկ կերպով դասավորված երկու պայծառ տիրույթներ—«զլ-խարկիկներ»։ «Գլխարկիկներն» իրար միացնող գիծը ուղղահայաց է միգամածության մագնիսական առանցքին։

2. Դիպոլային մագնիսական դաշտը կարող է մեգամածության կենտրոնում առաջ բերել «իուսափման» տարածություն, որտեղ գազի առկայությունն անհնար է։ «Պուսափման» տարածության չափերը մեծանում են մագնիսական դաշտի լարվածության մեծացմամբ։

3. Մագնիսական դաշտի լարվածության մեծությունը տարբեր է ինչպես տարբեր միգամածություններում, նույնպես և միևնույն միգամածության տարբեր մասերում։ Միջին հաշվով միգամածության պայծառ տիրույթներում նրա մեծությունը կազմում է 10^{-3} — 10^{-4} գաուս, որն զգալիորեն գերազանցում է Գալակտիկայի ընդհանուր մագնիսական դաշտի լարվածությանը։

4. Մագնիսական բևեռների «տեղադրվածության» հարաբերական խորությունը տարբեր միգամածությունների մոտ տարբեր է և հավանորեն փոխվում է միգամածության լայնացման ընթացքում։

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзadyн, ДАН СССР, 113, № 6, 1231, 1957.
2. Г. А. Гурзadyн, Вопросы космогонии, VI, 1958.
3. Г. А. Гурзadyн, ДАН СССР, 113, № 5, 1013, 1957.
4. L. Aller, Gaseous Nebulae, London, 1956.
5. L. Aller a. R. Minkowski, Ap. J. 120, 261, 1954.
6. D. Evans a. Thackeray A., M. N. 110, 429, 1950.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и Новые звезды, М.—Л., 1948.
8. Г. А. Гурзadyн, ДАН АрмССР, 24, 53, 1957.
9. O. Wilson, Ap. J. 111, 279, 1950.