

Г. А. Гурздян

МАГНИТНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

1. В В Е Д Е Н И Е

В [1, 2] было показано, что в планетарных туманностях существуют дипольные магнитные поля и что эти поля играют большую роль в динамике планетарных туманностей. В частности, дипольными магнитными полями объясняется образование биполярных планетарных туманностей, имеющих две яркие „шапки“, расположенные симметрично относительно ядра [3].

Развитые в [1, 2] рассуждения относятся к *стационарным* планетарным туманностям. В них не учитывается тот существенный факт, что планетарные туманности являются *расширяющимися* оболочками. Между тем учет этого факта в сочетании с наличием в туманностях магнитных полей приводит к новым, весьма интересным последствиям, на которых и остановимся в настоящей статье. При этом здесь делается только предварительная попытка разрешения трудной задачи магнитного торможения в туманностях. Трудность задачи заключается не только в ее математической трактовке, но и в обосновании принятых основных допущений. В частности, мы пока ничего не знаем о том, как себя ведут магнитные силовые линии при расширении туманности, как изменяется „длина диполя“ или относительная глубина „залегания“ магнитных полюсов туманности, как меняется величина напряженности магнитного поля с уменьшением плотности материи в ней и т. д. Мы ставим поэтому цель изучить пока дифференциальный эффект маг-

нитного торможения в различных направлениях туманности. не стараясь оценить абсолютное значение этого торможения. Для начала мы решили ограничиться рассмотрением гипотезы мгновенно замороженных силовых линий, когда система магнитных силовых линий принимается неподвижной относительно координатной системы, проходящей через центр туманности, а ионизованный газ пересекает во время своего радиального движения эти силовые линии с одинаковой во всех направлениях скоростью, равной скорости расширения туманности. Поскольку это пересечение происходит в разных направлениях под разными углами относительно касательной в данной точке силовой линии, то магнитное торможение также будет различное в различных направлениях.

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ МАГНИТНОГО ТОРМОЖЕНИЯ

Как известно, движение ионизованного газа поперек магнитных линий индуцирует ток, который действует на газ силой, направленной обратно движению, а следовательно, тормозящей движение. Можно, следуя Альфвену, сказать и иначе, что сила, вызванная магнитным полем и препятствующая расширению газа, обусловлена различием магнитостатических давлений снаружи и внутри газа [4]. Если обозначить через u_{φ} величину перпендикулярной к магнитной линии компоненты скорости расширения v_{φ} (в направлении φ), то величина прямой составляющей тока будет (см., например, [5]):

$$j^1 = \frac{\sigma^1}{c} u_{\varphi} \times H, \quad (1)$$

где σ^1 — прямая проводимость, равная

$$\sigma^1 = 4.47 \cdot 10^{-14} \frac{T^{3/2}}{Z} \text{ э. м. е.} \quad (2)$$

$$\text{и} \quad u_{\varphi} = v_{\varphi} \sin \alpha. \quad (3)$$

T есть температура газа, Z — средняя степень ионизации, а α есть угол, составленный между радиусом вектором (или

вектором скорости расширения v_z) и вектором напряженности поля в данной точке.

Примем в соответствии с [1, 2], что на туманность действует дипольное магнитное поле (точечного или неточечного типа) с момента a и центром диполя, расположенным в центре туманности. Тогда величина угла α , как функция от φ , в случае точечного диполя определяется соотношением:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi. \quad (4)$$

Поскольку $\alpha = 90^\circ$ на экваторе туманности ($\varphi = 0$) и $\alpha = 0$ в направлении полюса ($\varphi = 90^\circ$), то величина перпендикулярной магнитной силовой линии компоненты скорости u_φ должна уменьшаться при переходе от малых значений φ к большим, как это схематически показано на рис. 1 на одной четвертой части туманности (последняя заштрихована).

Сила тока, действующая на газ, равна в гауссовой системе единиц:

$$\begin{aligned} f_\varphi &= \frac{1}{c} \mathbf{j}^I \times \mathbf{H} = \\ &= -\frac{\sigma^I H^2}{c^2} u_\varphi. \end{aligned} \quad (5)$$

Учитывая (4), можно написать соотношение (3) в виде:

$$u_\varphi = v_\varphi \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}}. \quad (6)$$

Из сравнения (5) и (6) найдем, что $u_0 = v_0$ при $\varphi = 0$ и $u_{90} = 0$ при $\varphi = 90^\circ$. Поэтому величина тормозящей силы будет колебаться от $f_0 = -\frac{\sigma^I H^2}{c^2} v_0$ в направлении экватора ($\varphi = 0$,

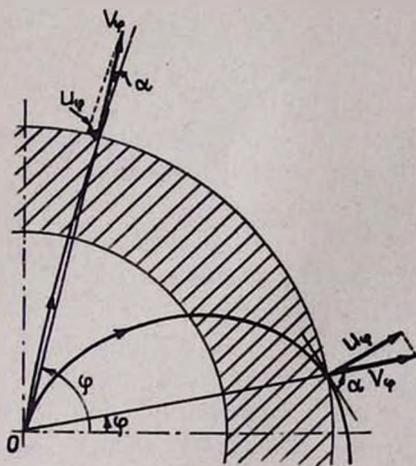


Рис. 1.

до $i_{\text{по}} = 0$ — в направлении магнитной оси туманности ($\varphi = 90^\circ$). Туманность, испытывая торможение в различной степени в различных направлениях, должна расширяться в конечном счете в различных направлениях с различными скоростями. В частности, в направлениях наименьшего торможения она должна расширяться с наибольшей скоростью, а в направлениях наибольшего торможения — с наименьшей скоростью. В результате туманность должна удлиниться в направлении магнитной оси и — если она вначале была сферической формы — принять какую-то вытянутую, эллипсоидальную форму.

Уравнение движения в направлении, перпендикулярном вектору \mathbf{H} , единицы объема газа при наличии тормозящей силы f_{φ} , напишется в виде:

$$\rho \frac{du_{\varphi}}{dt} = F - \frac{\sigma^1}{c^2} H^2 u_{\varphi}, \quad (7)$$

где F — объемная сила, действующая на газ, ρ — плотность газа. При отсутствии объемной силы ($F = 0$), что, по-видимому, до некоторой степени может иметь место во внутренних частях туманности, движение будет тормозиться экспоненциальным законом за время $t = c^2 \rho / \sigma^1 H^2$, что в условиях планетарных туманностей ($\rho \sim 10^{-20}$ г/см⁻³, $T \sim 10^4$ К, $\bar{Z} = 1$) значительно меньше одной секунды. Однако, как показал С. Б. Пикельнер, учет самоиндукции сильно замедляет рост тока и, следовательно, тормозящей силы [6]. Но даже с учетом этого фактора время, необходимое для торможения движения, не превышает одной минуты. Поэтому для поддержания дальнейшего движения (расширения) туманности требуется дополнительная сила. Такой силой, в частности, может быть давление, обусловленное наличием в наружных слоях туманности градиента плотности газа. Имеем:

$$F = \frac{1}{n} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{kT}{n} \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (8)$$

и уравнение движения (7) примет вид:

$$\rho \frac{du_{\varphi}}{dt} = \frac{kT}{n} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{\sigma^1}{c^2} H^2 u_{\varphi}. \quad (9)$$

В стационарном случае имеем:

$$u_{\varphi} = \frac{kTc^2}{\pi^2 H^2} \frac{\partial n}{\partial r} \quad (10)$$

Градиент плотности, $\frac{\partial n}{\partial r}$, у туманности, расширяющейся в различных направлениях с различной скоростью, вообще говоря, должен быть различным. Примем в первом приближении, что величина этого градиента при данном φ обратно пропорциональна протяженности туманности в этом направлении r_{φ} . В стационарном случае, очевидно, должно быть $r_{\varphi} \sim u_{\varphi}$. Поэтому можем написать для произвольного φ :

$$\frac{\partial n}{\partial r} = \left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)_{\varphi} \sim \left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)_0 \frac{u_{\varphi}}{u_0}, \quad (11)$$

где $u_0 = v_0$ есть скорость расширения туманности в направлении $\varphi = 0$, а $\left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)_0$ — градиент плотности в том же направлении. Учитывая это, найдем из (10):

$$u_{\varphi}^2 = \frac{c^2 k T}{\pi^2 H^2} \frac{v_0}{r(\varphi)} \left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)_0. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (3), найдем для компоненты скорости по направлению радиуса вектора, т. е. фактически для скорости расширения туманности в направлении φ следующее выражение:

$$v_{\varphi} = \frac{K}{H(r, \varphi) \sin \alpha}, \quad (13)$$

где обозначено

$$K = \left[\frac{c^2 k T}{\pi^2 H^2} \left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)_0 v_0 \right]^{1/2}. \quad (14)$$

Как в случае точечного, так и в случае неточечного диполей, α , вообще говоря, уменьшается с увеличением φ . Поэтому скорость расширения туманности, будучи максимальной в направлении магнитной оси, должна уменьшаться с переходом к ее экваториальным областям. Формально выражение (13) дает неопределенное значение для компоненты

скорости расширения в направлении магнитной оси ($\varphi = 90^\circ$); для этого направления имеем: $\alpha \approx 0$, а, следовательно, $\sin \alpha = 0$, что приводит к бесконечному значению скорости расширения v_{90} . Эта неопределенность вытекает из принятых условий нашей задачи; в частности, в уравнении движения (9) не вносится никакое ограничение в отношении продолжительности действия газового давления. При отсутствии магнитного давления, как следует из этого уравнения, скорость должна возрастать пропорционально времени от нуля до бесконечных значений, что не соответствует действительности. Тем не менее, за исключением узкой области около $\varphi \sim 90^\circ$, формула (13), можно думать, достаточно хорошо отражает действительную картину распределения величины скорости расширения туманности по различным направлениям.

Формула (13) справедлива как в случае точечного, так и неточечного диполей*. В предельном случае — для точечного диполя — она примет более простую форму, если поставить в ней значение $H(r, \varphi)$:

$$H(r, \varphi) = \frac{a}{r^2} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi} \quad (15)$$

и значение $\sin \alpha$ из (4). В результате получим:

$$v_\varphi = v_0 \sec \varphi, \quad (16)$$

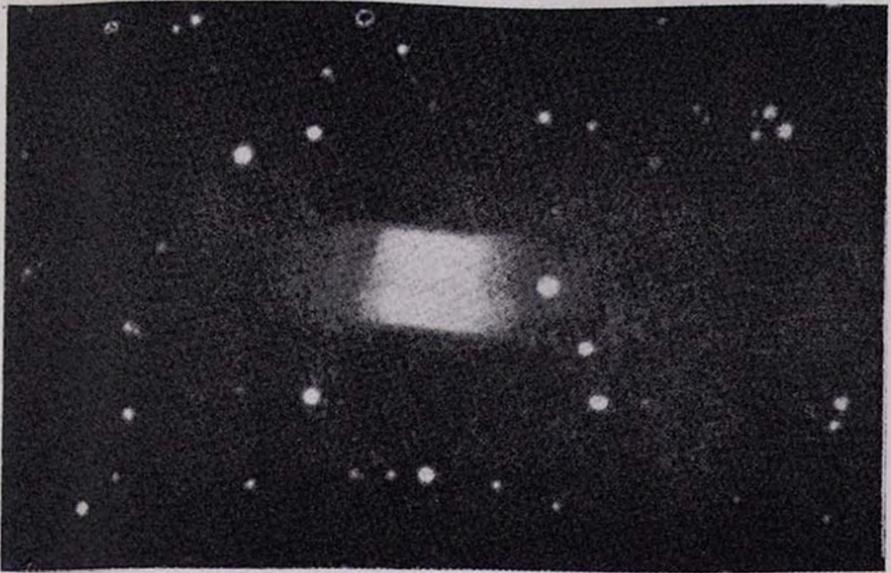
где v_0 — скорость расширения в направлении экватора туманности ($\varphi = 0$) — равна: $v_0 = K \frac{r^3}{a}$. Воспользуясь (16), найдем для уравнения внешней границы туманности:

$$R_\varphi = v_\varphi \cdot t = v_0 t \sec \varphi \sim \sec \varphi, \quad (17)$$

т. е. протяженность туманности в данном направлении и в данный момент пропорциональна $\sec \varphi$, если действующее на ней дипольное поле есть точечного типа (т. е. когда $r/l \gg 1$

* Определение „точечного“ и „неточечного“ диполей дано в [1, 2].

N



P

S

Рис. 2. Планетарная туманность IC 4406 (Эванс, MN, 110, 37, 1950).

или $l/\tau=0$). Такая туманность будет иметь прямоугольную или почти прямоугольную форму (предельный случай), длинная сторона которой параллельна магнитной оси туманности. В направлении, перпендикулярном магнитной оси, как видели выше, образуются области повышенной яркости — „шапки“. Вместе с тем магнитное торможение в этом направлении действует с максимальной эффективностью. Поэтому края туманности в направлении малой оси туманности должны быть резкими и яркими, что наблюдается очень часто.

Прямоугольную планетарную туманность, как результат действия одного частного типа магнитного поля, следует считать редким явлением. Тем не менее такие туманности имеются. Исключительно интересным представителем этого типа является планетарная туманность IC 4406, фотоснимок, полученный Эвансом, и изофоты которой приведены на рис. 2 и 3 [8, 9]. На интерпретации формы и структуры этой туманности остановимся ниже. Резко выраженную прямоугольную форму имеет также туманность NGC 7026 (снимок и изофоты этой туманности имеются в книге Аллера [7]). Более или менее заметную прямоугольную форму имеют также туманности CD -29° 13998, NGC 650—1 и другие.

В случае неточечного диполя исходной формулой для определения внешней формы туманности опять является формула (13), только вместо H (τ , φ) нужно поставить его значение из [1, 2], а α достаточно определить графическим путем из имеющихся силовых линий неточечного диполя (выражение, аналогичное (4), для определения α должно иметь в этом случае очень сложную форму, неудобную для применения).

На рис. 4 приведены схематические изображения возможных внешних форм планетарных туманностей с учетом магнитного торможения при различных значениях параметра l/τ , т. е. при различных глубинах „залегания“ магнитных полюсов. Случай $l/\tau=0$ соответствует точечному диполю, при котором получается прямоугольная туманность. В случае $l/\tau=2$ имеем почти сферическую туманность, т. е. туманность даже с достаточно сильно развитыми „шапками“ — явный признак существования в ней сильных магнит-

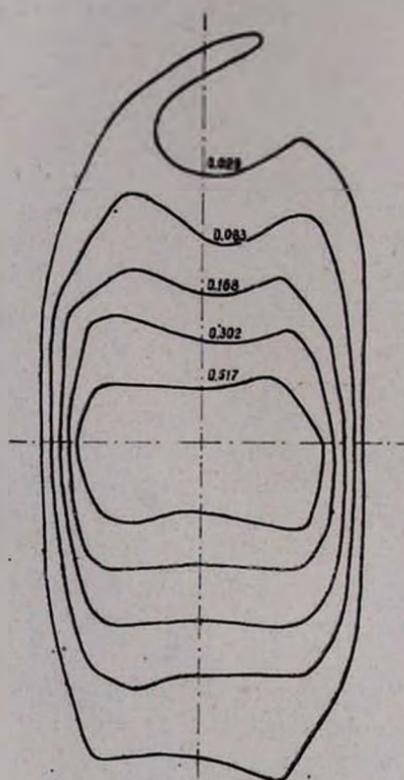
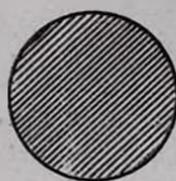


Рис. 3.



$l/r=2$



$l/r=1$



$l/r=0.5$



$l/r=0$

Рис. 4.

ных полей — но без каких-нибудь признаков сплюснутости. Примером этого типа может служить туманность $\alpha = 17^h 50^m, 0$, $\delta = 53^\circ 40', 9$ [10]. При промежуточных значениях U/τ туманность, вообще говоря, должна иметь вытянутую, скорее „эллипсоидальную“ или „веретенообразную“ форму.

Таким образом, вытянутость или „эллипсоидальность“ формы планетарной туманности является неизбежным следствием действия собственных магнитных полей и для их объяснения совершенно не требуется приписывать туманностям, как это часто делают, гипотетические вращательные движения, тем более, что при этом скорости вращения должны были бы быть достаточно большими, чтобы обнаружить их. Кроме того, при всех скоростях вращения, туманности должны были бы иметь точно эллипсоидальную форму (с различным отношением большой и малой полуосей), между тем в большинстве случаев форма вытянутых планетарных туманностей существенно отличается от эллипсоидальной.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ ПО ТУМАННОСТИ С УЧЕТОМ МАГНИТНОГО ТОРМОЖЕНИЯ

Распределение яркости по туманности с учетом магнитного торможения в первом приближении мы получим путем простого сжатия с обеих сторон около экваториальной плоскости построенных в [2] профотов сферических туманностей. Полученные таким образом туманности должны иметь удлиненные формы с более сильным градиентом распределения яркости в экваториальной плоскости и, следовательно, с более резкими краями на концах малой оси.

Теоретическое решение задачи о распределении яркости по неравномерно заторможенной туманности связано с большими трудностями, устранить которые в настоящее время нет возможности. Дело в том, что торможение фактически испытывают самые внешние слои туманности, где имеется наибольший градиент давления, в то время как внутренние слои находятся в состоянии инерционного движения. В результате закон распределения плотности материи по радиусу-вектору будет напоминать барометрический закон распределения плотности с максимумом на внешней границе

туманности. Таким образом, проблема сводится к решению гидродинамической задачи неустановившегося движения газовой материи, протекающего при весьма сложных условиях. Между тем для описания качественной картины явления достаточно, на настоящем этапе исследования, ограничиться более упрощенным рассмотрением задачи.

Исходным для определения плотности газа в точке (r, φ) является уравнение, уже примененное в случае стационарной туманности [1, 2]:

$$\frac{H^2}{8\pi} + \frac{\rho w^2}{2} = C \quad (18)$$

с той лишь разницей, что в случае расширяющейся туманности в (18) должен появиться новый член, учитывающий *неравномерность* расширения туманности по различным направлениям.

Обозначив через w тепловую скорость частиц газа в туманности, одинаковую во всех направлениях, будем иметь:

$$\frac{H^2(r, \varphi)}{8\pi} + \frac{\rho w^2}{2} + \frac{\rho v_\varphi^2}{2} = C, \quad (19)$$

где v_φ есть поступательная скорость этих частиц в направлении φ , ρ — плотность газа в точке (r, φ) . В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая точечного диполя.

Для определения постоянной C имеем условие: при $r = \infty$ и $\varphi = 0$ должно быть $\rho = \rho_0$ и $v_\varphi = v_0$. Тогда из (19) найдем:

$$\rho(r, \varphi) = \rho_0 \frac{w^2 + v_0^2}{w^2 + v_\varphi^2} - \frac{1}{w^2 + v_\varphi^2} \frac{H^2(r, \varphi)}{4\pi}. \quad (20)$$

Подставляя сюда v_φ из (16) и $H(r, \varphi)$ из (15), получим:

$$\frac{\rho(r, \varphi)}{\rho_0} = \delta(\varphi) \left[1 + \left(\frac{v_0}{w} \right)^2 - \frac{\sigma}{r^2} \eta^2(\varphi) \right], \quad (21)$$

где обозначено

$$\delta(\varphi) = \frac{1}{1 + \left(\frac{v_0}{w} \right)^2 \sec^2 \varphi}; \quad (22)$$

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

$$\sigma = \frac{a^2}{4\pi w^2 \rho_0} = \frac{a^2}{8\pi k T n_0}. \quad (23)$$

Формула (21) дает закон распределения плотности газа по центральному сечению неравномерно расширяющейся туманности. В частности, когда туманность стационарна, т. е. когда $v_0 = 0$, формула (20) сводится к формуле (10) работы [1].

Нами произведены числовые вычисления для одного случая, а именно, при значении тепловой скорости $w = 10$ км/сек, скорости расширения туманности в направлении $\varphi = 0$, $v_0 = 20$ км/сек и значении параметра $\sigma = 20$. Поскольку речь идет о точечном диполе, то форма туманности принята прямоугольной (рис. 4, случай $l/r = 0$), с длинной стороной, параллельной магнитной оси. По этим данным и с помощью формулы (21) определяются плотности в каждой точке центрального сечения туманности, после чего — распределение яркости по всей туманности, спроектированной на небе, с помощью формулы, имеющей аналогично формуле (23) работы [1] вид. В результате всех этих вычислений были построены изофоты „прямоугольной“ туманности, которые приведены на рис. 5. Цифры означают интенсивность в произвольных единицах. Сравнением этих изофот с теми, что приведены на рис. 3 для туманности IC 4406, нетрудно обнаружить значительное сходство между ними. Оно заключается не только в сходстве форм изофот, но и в почти одинаковой величине градиентов распределения яркости, особенно в направлении магнитной оси туманности. В направлении же экваториальной плоскости теоретический градиент яркости заметно больше наблюдаемого градиента. При более корректном рассмотрении задачи эту разницу, следует думать, можно устранить. Не следует забывать также, что построенные нами теоретические изофоты (рис. 5) относятся к случаю $l/r = 0$, т. е. к идеально точечному диполю, что, как было показано в [1, 2], у реальной туманности может иметь место только в первом приближении.

Воспользуясь идентичностью обеих систем изофотов (теоретических и наблюдаемых), можно оценить величину напряженности магнитного поля у туманности IC 4406. Учитывая, что указанное совпадение имело место при $\sigma = 20$, а также приняв $n_0 = 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $T = 10^4 \text{ К}$, найдем приблизительно $H \sim 3 \cdot 10^{-3}$ гаусс на экваториальной плоскости туманности ($\varphi = 0$) и на расстоянии

$b_0 = 20. l/r = 0.$

от центра $r/l \sim 1$, что соответствует (в случае точечного диполя) области, лежащей около центра туманности, вернее, на расстоянии порядка $1/10$ от ширины туманности.

Таким образом, туманность IC 4406, имеющая на первый взгляд совершенно непонятную и странную форму, в действительности представляет собой результат частного (предельного) случая действия дипольного магнитного поля. У этой туманности магнитная ось ориентирована так, что она оказалась перпендикулярной или почти перпендикулярной лучу зрения. В „аномальной“ туманности IC 4406, поэтому, нет ничего аномального; она как раз представляет собой одну из простейших форм планетарных туманностей,

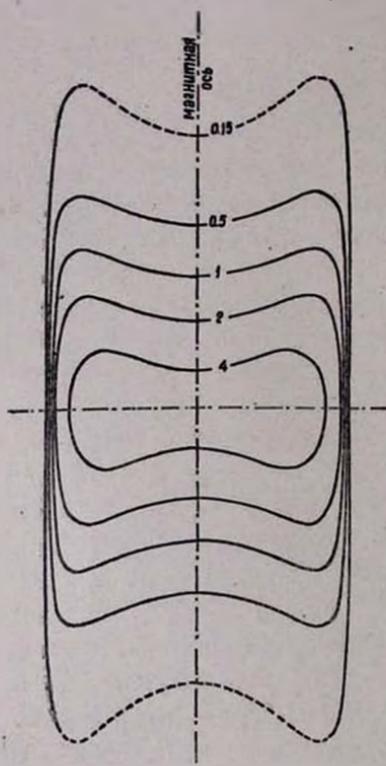


Рис. 5.

весьма благоприятно ориентированную в пространстве относительно наблюдателя. С другой стороны, вероятность нахождения магнитной оси на плоскости, почти перпендикулярной лучу зрения, мала. Поэтому и число наблюдаемых туманностей, имеющих форму туманности IC 4406, должно быть также мало, что и имеет место на самом деле. Этот вывод относится также к туманностям, магнитная ось кото-

рых параллельна или почти параллельна лучу зрения; в этом случае туманность должна иметь идеальную круглую, без каких-нибудь вытянутостей, форму и с одинаковым по всем направлениям распределением яркости (типичным представителем этого типа является туманность $\alpha = 15^{\text{h}} 47^{\text{m}}, 4$, $\delta = -15^{\circ} 21'$ [11]).

4. К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВТОРОЙ ОБОЛОЧКИ

Как известно, многим планетарным туманностям свойственно иметь вторые концентрические оболочки вокруг основной — центральной [12]. По всем данным, двухоболочечные планетарные туманности не являются результатом повторных выбросов газовой материи из центральных звезд; они скорее образуются в результате отрыва наружной части основной оболочки под влиянием действия давления собственного L_* излучения [13, 3]. Заметим, что к такому же выводу приходит и Вилсон в своих недавних исследованиях (см., например, [14]). Все планетарные туманности, начиная с определенного этапа своей жизни, должны оказаться в стадии двухоболочечной туманности и в этом смысле появление второй оболочки имеет для них эволюционное значение. Существование второй оболочки следует ожидать главным образом у туманностей, имеющих относительно большие размеры. Ввиду слабости вторых оболочек, требуется применение более мощных средств наблюдений для их обнаружения. Так, например, недавно Н. А. Размадзе с помощью 70-сантиметрового менискового телескопа Абастуманской обсерватории обнаружил вторую оболочку у туманности NGC 6853, которая до сих пор была известна как однооболочечная*.

В связи с этим возникает вопрос: не противоречит ли представление о существовании магнитных полей в планетарных туманностях явлению образования второй оболочки на определенном этапе их жизни?

* Устное сообщение.

Нетрудно показать, что здесь не только нет никакого противоречия, но, наоборот, некоторые свойства второй оболочки становятся понятными как раз при наличии дипольных магнитных полей в туманностях.

В самом деле, появление при некотором размере туманности второй оболочки означает появление заметного светового давления у наружных границ туманности, вызванного L_a излучением и направленного наружу. Если расширение туманности до указанного момента было обусловлено, скажем, градиентом газового давления F , действующим на ее наружных границах (как было принято в [7]), то теперь возникает в тех же местах еще градиент светового давления F_a , который заставляет наружные слои удаляться с большей скоростью, чем скорость расширения внутренних слоев. При наличии магнитного поля в туманности движение ее наружных слоев должно происходить согласно уравнению:

$$\rho \frac{dv'_\varphi}{dt} = F + F_a - \frac{\sigma^1}{c^2} H^2 v'_\varphi, \quad (24)$$

где v'_φ — скорость расширения второй оболочки.

В стационарном случае имеем:

$$v'_\varphi = \frac{F + F_a}{\sigma^1 H^2 c^2}, \quad (25)$$

или, сравнивая с (10), можем написать

$$v'_\varphi = u_\varphi + \frac{F_a}{\sigma^1 H^2 c^2}, \quad (26)$$

где u_φ есть скорость расширения основной (внутренней) оболочки. Поскольку F_a в наружных слоях туманности направлен наружу, то, согласно (26), должно быть $v'_\varphi > u_\varphi$, т. е. скорость движения второй оболочки больше скорости движения внутренней оболочки.

Таким образом, отрыв второй оболочки от основной вполне возможен и при наличии магнитного поля, т. е. при наличии магнитного сопротивления. Интересно заметить, что

отношение скоростей расширения обеих оболочек при этом не зависит от величины и характера магнитного поля. Этим и следует объяснить, между прочим, почему по внешней форме внутренние и наружные оболочки в большинстве случаев похожи друг на друга.

Что же касается распределения яркости по центральному сечению второй оболочки, то для этого имеем следующее исходное уравнение, с учетом магнитного сопротивления:

$$\frac{H^2(r, \varphi)}{8\pi} + \frac{\rho_1 w^2}{2} + \frac{\rho_1 v_\varphi^2}{2} + \frac{\rho_1 v_\varphi^{*2}}{2} = C, \quad (27)$$

где ρ_1 — плотность в точке (r, φ) второй оболочки, v_φ^* — относительная скорость расширения второй оболочки ($v_\varphi^* = v_\varphi - v_\varphi'$). Сравнивая (27) с (19), увидим, что при тех же условиях относительная доля магнитной энергии в уравнении (27) будет меньше, чем в случае (19). Это означает, что распределение плотности во второй оболочке будет „искажено“ магнитными полями в меньшей степени, чем в первом случае, а следовательно, биполярность структуры у второй оболочки будет выражена менее четко, чем в основной оболочке. Это явление у двухоболочечных туманностей наблюдается очень часто. Если учесть также, что напряженность магнитного поля во второй оболочке будет существенно меньше, чем в основной (так как напряженность уменьшается законом $H \sim r^{-3}$), то в некоторых случаях даже можно ожидать отсутствия всяких следов биполярности у второй оболочки, в то время когда эта биполярность может быть сильно выражена в основной оболочке. Такие случаи также наблюдаются у некоторых двухоболочечных планетарных туманностей.

В заключение выражаю глубокую благодарность А. Я. Кипперу за прочтение рукописи настоящей статьи и за интересное обсуждение затронутых в ней вопросов.

ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱՐԳԵԼԱԿՈՒՄԸ ՄՈԼՈՐԱԿԱՋԵՎ,
ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Քննարկված է մոլորակաձև միգամածություններում մագնիսական արգելակման խնդիրը: Ցույց է տրված, որ մագնիսական արգելակման հետևանքով միգամածությունը չի կարող պահպանել իր սկզբնական սֆերիկ տեսքը և պետք է ձևաք բերի երկարավուն կամ ձգված տեսք: Հաշվումները ցույց են տալիս, որ այս դեպքում հնարավոր են միգամածությունների խիստ տարբեր ձևերի առաջացումը, սկսած սֆերիկից, վերջացրած գլանաձևով: Դրանով իսկ հասկանալի է դառնում մոլորակաձև միգամածությունների դիտվող ձևերի բազմազանությունը:

Քննարկված է նաև միգամածություններում պայծառության բաշխման խնդիրը մագնիսական արգելակման առկայության դեպքում: Մեկ դեպքում՝ IC 4406 միգամածության համար հաշվված են տեսական իզոֆոտները, որոնք, ինչպես պարզվում է, լավ են համընկնում նույն այդ միգամածության համար դիտումներից ստացված իզոֆոտների հետ:

Վերջում ցույց է տրված, որ մոլորակաձև միգամածություններում դիպոլային տիպի մագնիսական դաշտերի գոյությունը չի հակասում նրանցում երկրորդ թաղանթի առաջացման երևույթին: Արտաքին թաղանթի առաջացումը, ինչպես և երկու թաղանթների լայնացման արագությունների հարաբերությունը, կախված չեն մագնիսական դաշտի լարվածությունից: Դիպոլային մագնիսական դաշտերի դերը կրկնակի թաղանթ ունեցող միգամածություններում հանդես է գալիս այն բանում միայն, որ երկբևեռայնության հատկությանը արտաքին թաղանթում պետք է դրսևորված լինի պակաս ուժգնությամբ, քան ներքին թաղանթում—մի հանգամանք, որը հաստատվում է դիտողական սվլալներով:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзаян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 24, 1958.
2. Г. А. Гурзаян, ДАН СССР, 120, № 4, 734, 1958.
3. Г. А. Гурзаян, Вопросы космогонии, VI, 1958.

4. Х. А. Альфвен, *Космическая электродинамика*, стр. 79. И—Л, 1952.
5. Т. Г. Коулинг, *Современ. проблемы астрофиз. и физики Солнца*, стр. 173. И—Л, 1951.
6. С. Б. Пикельнер, *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.*, 7, 99, 1951.
7. L. Aller, *Gaseous nebulae*, London, 1946.
8. D. Evans, *M. N.*, 110, 37, 1950.
9. H. Zanstra a. W. Brandenburg, *BAN*, 11, 350, 1951.
10. L. Aller a. R. Minkowski, *Ap. J.*, 120, 261, 1956.
11. D. Evans a. A. Thackeray, *M. N.*, 110, 429, 1950.
12. Г. А. Гурздян, *Астр. журн.*, 30, № 4, 1953.
13. Г. А. Гурздян, *Вопросы динамики планетарных туманностей*, Ереван, 1954.
14. С. Б. Пикельнер, *Астр. журнал*, 34, 797, 1957.

