

УДК: 524.74-337

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ДИПОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

Р.Р.АНДРЕАСЯН

Поступила 22 декабря 1995

Принята к печати 22 января 1996

Изучена модель образования крупномасштабных магнитных полей дипольной конфигурации в центральных областях ($r \sim 100 \text{лк}$) активных галактик. Предполагается, что в этих областях имеется быстровращающийся высокоионизованный ($\Omega \sim 5 \cdot 10^{-15} \text{сек}^{-1}$, $N_e \sim 10^{12} \text{см}^{-3}$) газ. Из центра области истекает ионизованное вещество со скоростью в несколько сот км/с, которое увлекается вращением окружающей среды. В таких условиях работает "батарейный" эффект Бирмана [11], и в среде образуются круговые электрические токи, вследствие чего усиливаются магнитные поля дипольного характера. За время активной фазы галактик порядка 10^8 лет напряженность магнитного поля на границах этой области может достигать значений $10^{-4} - 10^{-3} \text{Гс}$.

1. *Введение.* Известно, что проявление активности в космических объектах в большинстве случаев связано с наличием в них магнитных полей разных масштабов, характера и напряженности [1-3].

Вопрос образования и усиления космических магнитных полей в настоящее время остается не до конца изученным. В ранних работах предполагалось, что наблюдаемое в настоящее время магнитное поле космических объектов является остатком реликтового магнитного поля [4]. В работах [5,6] происхождение магнитного момента звезд, планет и галактик объясняется сохранением магнитного момента сверхтяжелых адронов, в результате распада которых образуются эти объекты. Как показано, например, в [1,2], в турбулентной плазме действует динамо механизм, который усиливает слабые затравочные поля. В результате этого в зависимости от вида турбулентности и крупномасштабного движения космической плазмы образуются полоидальные или тороидальные магнитные поля. Затравочные магнитные поля могут образоваться в ранней Вселенной [7-9], или в звездах [10] за счет микроскопических

термальных или инерциальных батарейных эффектов в газе (эффект Бирмана [11]). В работе [12] этот эффект был использован для получения полоидальных магнитных полей в области ядер галактик, в которых предполагалось наличие тороидальных газовых дисков.

В настоящей работе рассматривается возможность образования крупномасштабного дипольного магнитного поля во вращающейся частично ионизованной газовой среде сферической формы, из центральной части которой истекает высокоионизованная плазма. Подобная модель, вероятно, применима к ядрам активных галактик, радиогалактик и квазаров, в которых, как известно [13-18], наблюдается как быстрое вращение центральной части, так и наличие большого количества высокотемпературного газа и истечение вещества.

2. *Модель образования дипольных полей.* Предположим, что имеется шар радиусом R_0 , заполненный частично ионизованным водородом с плотностью $N(r)$. Шар вращается твердотельно, с угловой скоростью $\bar{\Omega}$ вокруг оси, проходящей через центр шара. Из центра шара происходит истечение ионизованного газа (водорода) со скоростью \bar{V}_0 , а темп истечения $dM/dt=A$ г/с. Истекающая плазма по мере удаления от центра, увлекаясь вращением окружающего вещества, приобретает все большую линейную скорость вращения пропорционально расстоянию r от центра. Однако частицы истекающего газа в каждой точке среды будут иметь меньшую скорость вращения, чем среда. Это связано с тем, что частицы истекающего вещества не сразу преобретают скорость вращения среды, а запаздывают на время столкновения τ_i инжектируемой частицы i -го сорта со средой. То есть скорость вращения \bar{u}_i этих частиц будет

$$\bar{u}_i = \bar{\Omega}(\bar{r} - \bar{V}_i \tau_i), \quad (1)$$

где $\bar{V}_i = \bar{V}_0$ - скорость инжекции частиц. Время столкновения τ_i дается формулой [19]

$$\tau_i = m_i^2 V_i^3 / 16\pi e^4 N(r) \ln \lambda. \quad (2)$$

В формуле (2) m_i и $\bar{V}_i = \bar{V}_0$ - масса и скорость инжектируемой частицы, $N(r)$ - плотность частиц в среде, $\ln \lambda$ - кулоновский логарифм, значение

которого в рассматриваемом случае порядка 20-и.

Из формулы (2) для электронов и протонов следует, что $\tau_e \ll \tau_p$, из-за большой разности масс. Следовательно электроны увлекаются вращением окружающего вещества быстрее, чем протоны. Поэтому можно считать, что в момент времени t электроны в точке r имеют большую скорость вращения, чем протоны. Из формулы (1) для разности скоростей вращения электронов и протонов получим

$$\Delta \vec{u}(r) = \vec{u}_e - \vec{u}_p = \bar{\Omega} \bar{V}_0 (\tau_p - \tau_e) \approx \bar{\Omega} \bar{V}_0 \tau_p, \quad (3)$$

и хотя в каждой точке $n_e = n_p = n$ (n -концентрация истекающего вещества), образуется круговой электрический ток $\Delta \vec{u}(r) \cdot e \cdot n_e$ и магнитное поле дипольного характера. Используя формулу $\vec{M}_e = e[\vec{r}\vec{u}_e] / 2c$ для дипольного момента движущегося со скоростью \vec{u}_e электрона, для магнитного момента \vec{M} упомянутой выше модели получим

$$\vec{M} = \int (1 / 2c) e \bar{n}_e(r) [\vec{r} \Delta \vec{u}(r)] d v. \quad (4)$$

Интегрирование в (4) проводится по всему объему шара. Для интегрирования надо иметь зависимости $\Delta \vec{u}(r)$ и $\bar{n}_e(r)$. Скорость истечения \bar{V}_0 тоже изменяется с расстоянием от центра r , однако, при условиях рассматриваемой модели (см. ниже) ее изменение порядка $0.1 V_0$, поэтому скорость истечения можно считать постоянной. Тогда Δu зависит от r только через τ_p , то есть через плотность частиц в среде $N(r)$. Примем

$$N(r) = N_0 (r/R_0)^k, \quad (5)$$

где N_0 - плотность частиц на расстоянии R_0 от центра, а k - некоторая постоянная порядка 1-2. Такая зависимость предложена в работах [17,18] на основании данных спектральных наблюдений водородных линий в центральных областях активных галактик. Среднюю концентрацию электронов в истекающей плазме $\bar{n}_e(r)$ можно найти из того, что A/m , частиц (A - темп истечения вещества по г/с.) при расширении вещества со скоростью \bar{V}_0 , заполняют шаровую оболочку радиусом r и толщиной \bar{V}_0 .

$$\bar{n}_e(r) = A / 4\pi m_p r^2 V_0. \quad (6)$$

Подставляя (3) и (6) в (4), учитывая (5) и производя интегрирование,

получим

$$\bar{M} = A \bar{\Omega} e \tau_0 R^2_0 / 8(2+k) m_p c, \quad (7)$$

где τ_0 дается формулой (2), в которой вместо $N(r)$ подставлено N_0 .

Попробуем применить этот механизм образования дипольных магнитных полей для центральных областей активных галактик. Как было упомянуто во введении, в работах [13-18], на основе анализа наблюдательных данных для многих активных галактик, радиогалактик и квазаров, было показано, что центральные области этих объектов вращаются довольно быстро, $v \sim 100-300$ км/с на расстоянии от центра $r \sim 100$ пк., что соответствует угловой скорости $10^{-14}-10^{-15}$ с $^{-1}$. Плотность N_0 быстровращающейся высокотемпературной газовой составляющей оценивается $\sim 10^3$ см $^{-3}$. Также известно, что из ядер активных галактик истекает высокоионизованная плазма со скоростью от нескольких сот до нескольких тысяч км/с. С учетом этих данных для параметров модели, наиболее приемлемым представляются следующие значения:

$$R_0 = 100 \text{ пк} = 3 \cdot 10^{20} \text{ см.}$$

$$N_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$$

$$\Omega = 5 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$$

$$V_0 = 400 \text{ км/с} = 4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$$

$$A = 1 M_\odot / \text{год} \approx 6.4 \cdot 10^{25} \text{ г/с}$$

$$k = 1.5.$$

Используя эти значения, по формулам (7) и (2) находим

$$M = 3 \cdot 10^{61} \text{ Гс см}^3.$$

Для сравнения отметим, что дипольный момент галактик, в которых, как и в нашей Галактике, на расстоянии 10 кпк от центра напряженность магнитного поля составляет $B \sim 10^{-6}$ Гс., магнитный момент $M \approx 2.7 \cdot 10^{61}$ Гс см 3 . Таким образом, предложенная модель дает разумный порядок величины дипольного момента галактик.

Однако надо отметить, что эта оценка является верхним пределом для нашей модели, поскольку при выводе формулы (7) не учитывалось влияние образующегося магнитного поля на истечение ионизованного

вещества. Это влияние становится существенным, когда плотность энергии магнитного поля становится порядка плотности кинетической энергии истекающего вещества

$$\rho V_0^2/2 = B^2/8\pi. \tag{8}$$

Формула (8) даст $B \approx 1.7 \cdot 10^4$ Гс на границе шара.

Кроме того, значение образующегося и усиленного таким образом магнитного поля зависит от временного интервала активной фазы галактики. Магнитное поле можно также оценить, исходя из уравнения движения электрона в электромагнитном поле. Если пренебречь (как например в [1], с. 4) членами второго порядка по u_e/c , то уравнение движения электрона имеет вид

$$e\bar{E} = -d(m_e \bar{u}_e)/dt - (e/c)[\bar{u}_e \bar{B}] + (ec/4\pi\sigma)\text{rot} \bar{B}, \tag{9}$$

где \bar{E} - напряженность электрического поля, σ - электропроводимость среды. Вместо первого члена правой части формулы (9) можно приблизительно написать $m_e \bar{u}_e / \tau_e$, имея в виду, что за время τ_e инжектируемый во вращающуюся среду электрон может изменить свой импульс на величину $m_e \bar{u}_e$. Подставим это выражение в (9) и подействуем на него оператором rot. После некоторых преобразований получим

$$2 m_e \bar{\Omega} / e \tau_e = d\bar{B}/dt - \text{rot}[\bar{u}_e \bar{B}] + \text{rot}\eta \text{rot} \bar{B}, \tag{10}$$

где учтено, что $\text{rot} \bar{u}_e = 2\bar{\Omega}$ и $c \cdot \text{rot} \bar{E} = -d\bar{B}/dt$, а $\eta = c^2/4\pi\sigma$ - коэффициент омической диффузии. Уравнение (10) - это гидромагнитное уравнение с функцией источника в левой части. Найти точное решение этого уравнения - очень сложная задача. Поэтому в целях получения грубых оценок введем упрощающие предположения.

Третий член в правой части уравнения (10) определяет диффузию и омическую диссипацию поля. Как показано в [1], для магнитного поля галактических масштабов этим членом можно пренебречь. Поскольку в начальный момент магнитное поле отсутствует, то можно пренебречь также вторым членом правой части, описывающим перенос магнитных силовых линий. После этих упрощений имеем

$$d\bar{B}/dt = 2 m_e c \bar{\Omega} / e \tau_e, \tag{11}$$

или интегрируя по времени (от нуля до T_0 (T_0 - время активной фазы галактики), получим

$$\bar{B} = 2 m_e c \bar{\Omega} T_0 / e \tau_e. \quad (12)$$

Формула (12) дает возможность оценить магнитное поле на границе шара, если известно время активной фазы T_0 . И, наоборот, если для напряженности магнитного поля принять значение, полученное по формуле (8), то используя (12), можно оценить время T_0 , за которое магнитное поле может вырасти до значений порядка нескольких сот микрогаус. Получается $T_0 = 10^8$ год.

Таким образом, оценки магнитного поля по формулам (7), (8) и (12) показывают, что упомянутый механизм может обеспечить центральные области галактик магнитными полями с напряженностью порядка 10^{-4} - 10^{-3} Гс. Для образования крупномасштабных дипольных магнитных полей достаточно только иметь истечение достаточного количества (~одной массы Солнца в год) высокоионизованного вещества из быстровращающегося центра галактики со скоростью в несколько сот км/с, что является довольно распространенным явлением у активных галактик.

3. *Следствия, вытекающие из модели.* Надо отметить, что в настоящее время нет прямых наблюдений магнитных полей галактик, которые подтвердили бы их дипольный характер. Однако имеются многочисленные наблюдательные данные, которые могут быть косвенным подтверждением предложенной выше модели. В наших ранних работах [20-23] рассмотрен механизм образования радиогалактик разных морфологических классов (классификация FR), в основе которого лежит предположение о дипольном характере магнитного поля родительской эллиптической галактики. Сделанные на основании этого предположения выводы, а затем и проверка этих выводов на основе анализа многочисленных наблюдательных данных радиогалактик, говорят в пользу предположения о дипольной природе магнитных полей.

Приведем некоторые из этих выводов.

- а) Радиогалактики FR II более вытянуты и имеют большие радиосветимости, чем FR I.
- б) Направление вытянутости у радиогалактик типа FR II хорошо коррелирует с направлением оси дипольного магнитного поля, то есть оси вращения, или что то же самое, с малой осью родительской галактики. Направление вытянутости у FR I коррелирует с большими

осями родительских галактик.

- в) У радиогалактик FR II направление магнитных полей коррелирует с большими осями радиогалактик, а у радиогалактик FR I - с малыми осями.
- г) Радиоструи имеют примерно то же направление, что и яркие радиокомпоненты (или вытянутость радиогалактики) и лучше сфокусированы у FR II, чем у FR I.

Эти и некоторые другие следствия модели радиогалактик, приведенные в работах [20-23], связаны с характером распространения в дипольном магнитном поле облака релятивистского газа, выброшенного из центра родительской галактики.

4. *Заключение.* В заключение приведем некоторые следствия модели образования дипольных магнитных полей, которые можно проверить дальнейшими наблюдениями.

Из формул (7), (8) и (12) следует, что магнитное поле должно коррелировать с угловой скоростью центральной части галактик, а также с темпом истечения плазменного вещества из ядра.

Следует отметить, что аналогичные результаты можно получить также при аккреции газового вещества на быстровращающуюся центральную часть галактики. Однако аккрецирующее из окружающего пространства вещество в этом случае имеет избыточный момент вращения. Поэтому войдя в более медленно вращающиеся области, это вещество потеряет часть своего момента. При этом быстрее тормозится электронный газ, в результате чего протонный газ вращается быстрее электронного. Дипольный момент образующегося магнитного поля в этом случае имеет противоположную ориентацию по отношению к моменту вращения, чем в модели, изученной в разделе 2. Таким образом, изучение взаимных ориентаций магнитного момента и момента вращения отдельных галактик или радиогалактик, вероятно, даст возможность сделать выбор среди моделей, основанных на истечении вещества или на его аккреции.

Рассмотрим еще одно следствие из модели дипольного магнитного поля, связанное с распространением ионизованного нерелятивистского газа в радиогалактиках. Когда дипольное поле галактики увеличивается до значений порядка $B^2/8\pi \approx V^2/2$, частицы начинают увлекаться силовыми линиями дипольного поля, вследствие чего образуется вытянутое по направлению оси диполя облако ионизованного газа. Радиогалактики большой светимости FR II тоже вытянуты по оси диполя, и следовательно, вытя-

нутости облака ионизованного газа и радиооси у этих радиогалактик должны коррелировать. Такой вывод сделан в работах [24,25] на основе анализа многочисленных данных.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
Армения

THE MODEL OF THE FORMATION OF DIPOLE SHAPE MAGNETIC FIELDS IN THE CENTRAL REGIONS OF ACTIVE GALAXIES

R R.ANDREASYAN

The model of the formation of large-scale dipole shape magnetic fields in the central regions ($r \sim 100 \text{ pc}$) of active galaxies is studied. The existence of rapidly rotating high-ionized gas ($\Omega \sim 5 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$, $N_e \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$) in these regions is proposed. From the central region plasma flows with the velocity of several hundreds km s^{-1} , which is carried away by the rotating surrounding medium. In such medium the Biermann "battery" effect [11] is acted, and the ring electric current is formed. Therefore the dipole magnetic fields are amplified in these regions. At the time interval of central activity of the galaxy 10^8 yr , the magnetic field can reach up to 10^4 - 10^3 G .

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е.Паркер*, Космические магнитные поля, в двух частях, Мир, М., 1982.
2. *С.И.Вайнштейн, Я.Б.Зельдович, А.А.Рузмайкин*, Турбулентное динамо в астрофизике, Наука, М., 1980.
3. *Е.Аseo, Н.Сол*, *Physics. Reports* (Review Section of Physics Letters), **148**, No6, 307, 1987.
4. *Ф.Хоyle*, *Nature*, **223**, 936, 1969.
5. *Р.М.Мурадян*, *Астрофизика*, **14**, 439, 1978.
6. *И.Н.Минин*, *Астрофизика*, **15**, 121, 1979.
7. *Е.Р.Наррисон*, *Mon. Notic. RAS*, **147**, 279, 1970.

8. *И.Н.Мишустин, А.А.Розмайкин, ЖЭТФ, 61, 441, 1971.*
9. *H.Lesch, M.Chiba, As.Ap, 297, 305, 1995.*
10. *L.Mestel, J.W.Roxburg, Astrophys. J., 136, 615, 1962.*
11. *L.Biermann, Z.Naturforsch., 5a, 65, 1950.*
12. *H.Lesch, A.Crusius, R.Schlikeiser, R.Wielebinski, Astron.Astrophys., 217, 99, 1989.*
13. *M.Franx, G.D.Illingworth, Astrophys. J., 327, L55, 1988.*
14. *S.A.Baum, T.Heckman, W.van Breugel, Astrophys. J. Suppl., 74, 389, 1990.*
15. *M.P.Veron-Cetty, L.Woltjer, R.D.Ekers, S.Smith As. Ap., 297, L79, 1995.*
16. *T.A.Borrosan, S.E.Porsson, J.B.Oke, Astrophys. J., 293, 120, 1985.*
17. *W.Forman, C.Jones, W.Tucker, Astrophys. J., 293, 102, 1985.*
18. *G.J.Ferland, H.Netzer, Astrophys. J., 264, 105, 1983.*
19. *Г.Альвен, К.-Г.Фельтхаммар, Космическая электродинамика, Мир, М., 1967, с. 175.*
20. *Р.Р.Андреасян, Астрофизика, 19, 441, 1983.*
21. *Р.Р.Андреасян, Астрофизика, 21, 93, 1984.*
22. *Р.Р.Андреасян, Астрофизика, 23, 47, 1985.*
23. *Р.Р.Андреасян, Сообщ. БАО, вып.LXIII, 75, 1990.*
24. *P.J.McCarthy, W.van Breugel, H.Spinrad, S.Djorgovski, Astrophys. J., 321, L29, 1987.*
25. *S.A.Baum, T.M.Heckman, W.van Breugel, Astrophys. J., 389, 208, 1992.*