

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДВОЙНЫХ НЕБЕСНЫХ СИСТЕМАХ

А.З. Долгинов

Генерацию магнитного поля приливными течениями в двойных и кратных небесных системах (например, двойные звезды; земля — луна — солнце; звезды, окруженные туманностями или протопланетными облаками, и т. п.) обычно не рассматривают, так как приливные деформации почти обратимы, и тело через сравнительно короткий период принимает прежнюю конфигурацию. При этом энергия возвращается в гравитационную форму. Заметим, однако, что диссипирующая часть приливной энергии обычно вполне достаточна для поддержания магнитного поля. Например, энергия приливов, диссипирующая в земном ядре превосходит 10^{19} эрг/сек, в то время как джоулевы потери земного магнитного поля, по-видимому, не более $10^{17} - 10^{18}$ эрг/сек. Хотя фигуры тел в двойных системах периодически возвращаются к прежним конфигурациям, элементы вещества, участвующие в приливных течениях, к прежним положениям не возвращаются. Их траектория все более и более запутывается, что ведет к удлинению вмороженных в них силовых линий магнитного поля и, тем самым, к усилению поля.

В нашей работе [1] исследовались приливные течения в двойных системах, компоненты которых вращались вокруг осей, наклоненных к плоскости орбитального движения. Было решено уравнение Навье — Сток-

са с учетом гравитационных, приливных и кориолисовых сил (без учета, несущественной здесь, вязкости) и показано, что компоненты приливных скоростей v_r , v_θ и v_ϕ в системе, жестко связанной с телом имеют вид

$$v_k(r, t) = \sum_{m=0, \pm 1} F_{km}(r, \beta) \cos [(\Omega + m\omega)t + \phi_{km}], \quad (1)$$

где $r(r, \theta, \phi)$ — полярные координаты точки внутри или на поверхности тела, масса которого M , а радиус R ; Ω — угловая скорость вращения вокруг оси, $\omega^2 = GM_1 R_1^{-3}$ — квадрат угловой скорости обращения по орбите тела, вызывающего приливы; M_1 — его масса, а R_1 — расстояние между телами; β — угол между осью вращения и перпендикуляром к орбите; ϕ_{km} — некоторый постоянный угол, определяемый, как и функция $F_{km}(r, \beta)$ — решением уравнения Навье — Стокса. Приливные скорости, определяемые (1), обеспечивают запутывание вмороженных в вещество силовых линий. Прецессионное движение также приводит к запутыванию силовых линий. В двойных системах с осью наклоненной к орбите оказываются аномально велики v_ϕ и v_θ компоненты. С точностью до членов порядка $(\omega/\omega_0)^2 \Omega r$, где $\omega_0^2 = GMR^{-3}$

$$v_\phi \approx v_\theta \cos \theta \operatorname{ctg}(\Omega t + \phi) \approx \frac{3}{4} \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^2 \Omega r \sin 2\beta \cos \theta \cos(\Omega t + \phi). \quad (2)$$

Радиальная скорость v_r имеет порядок $(\omega/\omega_0)^2 \Omega r$ и поскольку $\omega_0 \gg \omega$, она гораздо меньше v_ϕ и v_θ если $\Omega \lesssim \omega$. Например, для двойной звезды с $M = M_1 = M_\odot$, $R = R_\odot$, $R_1 = 10R$, $\omega = \Omega \approx 10^{-5} \text{сек}^{-1}$ при $\beta = 45^\circ$ и $r = 7 \cdot 10^{10} \text{см}$ получим $v_\phi \approx v_\theta \approx 5 \text{км/сек}$, а v_r в 10^3 раз меньше. При определенных соотношениях между частотами, например, $\omega_0^2 \omega = g \Omega^3$, где g — величина порядка единицы, возникает резонанс и скорости ограничиваются только диссипативными и нелинейными явлениями. В процессе эволюции, когда изменяются, как ω и Ω , так и ω_0 , могут возникать резонансные условия. При этом может существенно измениться режим внутренних течений и теплопереноса, особенно в радиативных областях звезд, где нет иных крупномасштабных движений с большой скоростью. Такое своеобразие приливных течений в телах с осью наклоненной к орбите особенно благоприятно для генерации поля. Если известное уравнение динамо-теории усреднить по периоду приливных пульсаций, то, подобно случаю генерации крупномасштабного поля мелкомасштабной турбулентностью [2], получим уравнение вида

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \operatorname{rot} \alpha \mathbf{B} - D \nabla^2 \mathbf{B} = 0 \quad \alpha = - \frac{1}{3} \left\langle v(t) \int_0^t \operatorname{rot} v(t') dt' \right\rangle. \quad (3)$$

Величина α зависит от координат. В сферическом случае она содержит члены пропорциональные $\cos \theta$, т. е. имеющие разный знак в разных полушариях. Это существенно для генерации крупномасштабного поля. Уравнение (3) не позволяет определить величину поля, а только

возможность и характерное время его нарастания. Это время порядка $\tau \approx \frac{L}{a} \approx 3L^2 \frac{\omega_t}{v_t^2}$, где L , ω_t и v_t — средние характеристики размеров системы, частот и скоростей приливных течений. Для существования растущих решений надо $v_t^2 > 3D\omega_t$. Величина v_t определяется именно теми компонентами скорости, которые обеспечивают запутывание траектории "жидкой частицы". В звезде с $L \sim 10^{11}$ см, $\omega_t \sim 10^{-5}$ сек $^{-1}$, $v_t \sim 10^5$ см/сек. Величина τ порядка одного года. Столь быстрое нарастание поля может привести к резкому изменению характера теплопереноса и, тем самым, к катастрофическим процессам типа вспышек. Не исключено, что вспышки новых звезд, которые все являются двойными, объясняются этим эффектом.

Если у поверхности звезды есть неактивный для генерации хорошо проводящий слой, то поле возникшее внутри звезды не обязательно проникнет на ее поверхность. Если такой слой существует у поверхности земного ядра ($\sigma \sim 10^{16}$ CGS), то, независимо от механизма генерации, на поверхность земли не проникнут поля с периодом $\lesssim 10^4$ лет.

В двойных системах должен действовать также чисто индукционный механизм генерации поля, который представляет собой типичное динамо-усиление для случаев двухсвязной геометрии. Герценберг [3] показал, возможность стационарного поля в системе из двух вращающихся шаров в проводящей среде. С принципиальной стороны эта система не существенно отличается от двойной звездной системы. Мы рассмотрели генерацию поля в звезде, окруженной проводящим дискообразным облаком, которое обращается вокруг звезды с осью наклоненной к оси вращения этой звезды. В первом приближении условия возрастания поля выполняются только для тех компонент магнитного момента звезды, которые перпендикулярны ее оси вращения. Поскольку магнитный момент связан со звездой, на облако действует переменное магнитное поле и надо учитывать, что такое поле не проникает глубоко в оболочку. Тем не менее инкремент возрастания может оказаться достаточно велик, так что большое поле может генерироваться за время гораздо меньшее, чем эволюционное. Отметим, что в отличие от генерации поля приливными течениями, которые создают поле по всей глубине тела, индукционный механизм генерирует поле прежде всего в поверхностных слоях, так как внутренние слои экранированы, и только различного типа стохастические течения могут перенести поле вовнутрь. Магнитные Ар звезды часто бывают одиночными. Однако, есть данные, что многие из них окружены оболочками. Существование оболочки могло бы объяснить такие свойства этих звезд как сравнительно медленное вращение, значительное магнитное поле и аномали химического состава. Эти аномали могли бы возникнуть при дифференциации вещества в оболочке с последующей аккрецией на звезду.

Литература

- [1] А.З.Долгинов. *Астрономический журнал*, (в печати).
 - [2] H.Steenbeck, F.Kranse, *Zs. Naturforsch.* 21a, 1285, 1966.
 - [3] A.Herzenberg, *Phil. Trans. Roy. Soc. of London* 250, 543, 1958.
-