

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ФОРМИРОВАНИЯ ИСКУССТВЕННОЙ МАГНИТОСФЕРЫ

С. А. Никитин, А. Г. Пономаренко

Институт лазерной физики СО РАН,
630090 Новосибирск

При анализе эффективности применения взрывных методов в космосе, рассматриваемых в настоящее время как средство противоастероидной защиты Земли [1, 2], а также как возможный способ воздействия на озоновый слой планеты с целью его восстановления [3], важно определить пространственные масштабы магнитосферного возмущения, связанного с расширением гигантского облака высокоэнергетичной плазмы, образующейся на месте взрыва [4, 5]. Для оценок пренебрежем влиянием фоновой плазмы [6] и ограничимся учетом взаимодействия плазменных продуктов лишь с магнитным полем, считая их разлет в начальный момент времени сферически-симметричным, а скорость — порядка или меньше альфвеновской (внутри магнитосферы $\lesssim 10^8$ см/с [7]). Задача близка к известной фундаментальной проблеме формирования магнитосферы в результате взаимодействия магнитного геодиполя с солнечным ветром [8] и может быть решена в рамках обычного гидродинамического подхода.

Используя идеальное МГД-приближение, рассмотрим торможение расширяющейся диамагнитной плазмы в поле точечного магнитного диполя с моментом m в зависимости от начальной кинетической энергии разлета частиц \mathcal{E}_0 . Ранее [9] была установлена зависимость границ области торможения (ОТ) и характера движения плазмы от найденного энергетического параметра взаимодействия $\varkappa = 3 \mathcal{E}_0 R_0^3 / m^2$ (R_0 — расстояние от диполя до точки взрыва). Ниже исследуется случай предельно высоких значений этого параметра ($\log \varkappa \gtrsim 1$), при которых возмущения магнитосферы, вносимые взрывом, сравнимы или существенно больше эффекта давления солнечного ветра.

Характерный радиус торможения r_* плазменного фронта в направлении к диполю из точки взрыва, расположенной в экваториальной плоскости, можно оценить из уравнения энергетического баланса, записанного в секторном приближении и в приближении автомодельного расширения элемента объема плазмы с однородным распределением плотности частиц [9, 10]:

$$\mathcal{E}_0 - \frac{1}{2} \int_0^{r_*} H_s^2 r^2 dr = H_s^2 r_*^3 / 40. \quad (1)$$

Здесь интеграл описывает работу сил торможения в результате взаимодействия индуцированных в плазме поверхностных токов с внешним магнитным полем; правая часть — энергия внутреннего (радиального) движения, оставшаяся в данном элементе плазменного объема и определяемая из баланса кинетического и магнитного давлений. Возмущенное поле на границе облака $|H_s(r)|$ можно аппроксимировать выражением для среднего по угловой зависимости квадрата поля на поверхности сверхпроводящей сферы, помещенной в однородное магнитное поле [10], которое по смыслу используемого приближения совпадает по величине и направлению с

локальным полем диполя $H_d(\mathbf{r})$ [9]:

$$H_s^2 \approx \frac{3}{2} H_d^2.$$

Интегрируя в (1) с учетом явной зависимости $H_d(\mathbf{r})$ и используя определение параметра \varkappa , получим уравнение энергетического баланса в нормализованном виде

$$\varkappa = \frac{9}{4} \left(\frac{a^{-3}}{3} - \frac{a^{-4}}{2} + \frac{a^{-5}}{5} - \frac{1}{30} \right) + \frac{9}{80} \frac{(1-a)^3}{a^6}, \quad (2)$$

где $a = 1 - r_*/R_0$ — относительное (в единицах R_0) расстояние от диполя до лобовой точки останова плазменного фронта. Уравнение (2) является достаточным для определения размера a при различных сочетаниях геометрического R_0 , энергетического \mathcal{E}_0 факторов взрыва и величины дипольного момента m , объединенных в одном параметре \varkappa . Тем не менее для учета конечных размеров источника дипольного поля, имеющего, например, форму сферы радиуса R_d (для Земли $R_d = R_E \sim 6400$ км), удобно «расщепить» параметр \varkappa путем введения дополнительного геометрического фактора $\nu = R_d/R_0$ и видоизмененного энергетического параметра

$$\zeta_\nu = \frac{\mathcal{E}_0}{2\mathcal{E}_*} [1 - (1 + 9\nu^2)^{-1/2}].$$

Последний равен отношению энергии плазмы, движущейся в телесный угол, под которым из точки взрыва видна сферическая область вокруг диполя радиусом $3R_d$, к характерной величине энергии $\mathcal{E}_* = m^2/3R_d^3$, составляющей с точностью 4 % магнитную энергию диполя в шаровом слое $R_d \leq R \leq 3R_d$. Чем дальше сферически-симметричный взрыв от диполя ($\nu \rightarrow 0$) при $\mathcal{E}_0 = \text{const}$, тем меньше сопротивление магнитного поля относительно продвижению плазменного фронта (в единицах R_0). С другой стороны, зафиксировав ν , можно менять ζ_ν и, следовательно, размер a за счет изменения \mathcal{E}_0 . С использованием соотношения

$$\varkappa = \mathcal{E}_0/\mathcal{E}_*\nu^3$$

из уравнения (2) на рис. 1 построено семейство кривых $\nu = \text{const}$ на плоскости $\zeta_\nu, R_m = a/\nu$, где R_m — расстояние от диполя до границы останова (в единицах R_d), которые позволяют проводить анализ масштаба магнитосферного возмущения по отношению к размеру самого диполя в зависимости от энергии \mathcal{E}_0 и местоположения взрыва ν .

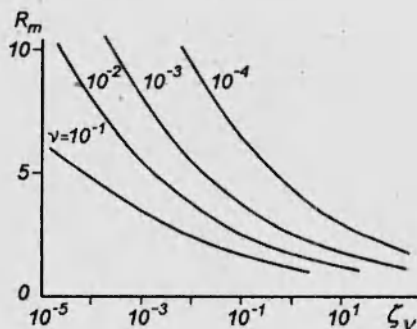


Рис. 1

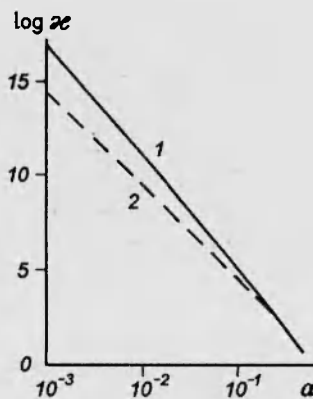


Рис. 2

При параметрах энергии $\zeta_\nu \ll 1$ для расчета приближенной формы ОТ в различных сечениях можно пользоваться методом секторного (дифференциального) баланса начальной энергии и работы подеромоторных сил. В частности, в уравнении (2) при этом пренебрегается слагаемым, описывающим вклад баланса давлений. Для сравнения на рис. 2 приведены зависимости $\log \varkappa(a)$ с учетом (кривая 1) и без учета (кривая 2) этого фактора. При движении плазмы к диполю в направлениях, близких к поперечному относительно возмущенных силовых линий дипольного поля, балансом давлений можно пренебречь вплоть до значений $\log \varkappa \lesssim 10$, где ошибка в определении величины a достигнет $\sim 50\%$.

Для случая экваториальной инжекции соответствующее уравнение границы ОТ в экваториальном сечении имеет вид [9]

$$\varkappa = 3 \int_0^{\xi_*} \frac{\xi^2 d\xi}{(1 + 2\xi \cos \varphi + \xi^2)^3}. \quad (3)$$

Здесь $\xi_*(\varphi) = r_*(\varphi)/R_0$ — безразмерный радиус торможения; φ — угол, образуемый радиусом-вектором \mathbf{r}_* и направлением диполь — взрыв.

Используя (3), рассмотрим асимптотическое поведение ОТ при $\varkappa \rightarrow \infty$. Согласно [9], при $\varkappa \gtrsim 1/10$ плазма не испытывает существенного торможения в направлении углов $|\varphi| \geq \varphi_0$, где φ_0 определен соотношением

$$\varkappa = 3 \int_0^{\infty} \frac{\xi^2 d\xi}{(1 + 2\xi \cos \varphi_0 + \xi^2)^3} = \frac{3}{16 \sin^5 \varphi_0} [2\varphi_0(2 + \cos 2\varphi_0) - 3 \sin 2\varphi_0], \quad (4)$$

иными словами, в конусе с половинным углом раскрытия φ_0 (рис. 3) плазма распространяется в режиме «прорыва» (при $\varkappa \ll 1/10$ реализуется режим «квазизахвата» плазмы дипольным полем на масштабе $\sim R_0 \varkappa^{1/3}$). В конусе, дополняющем вышеуказанный до полного телесного угла, с углом раскрытия $\alpha = \pi - \varphi_0$, наоборот, идеализированная плазма не проникает за границу торможения, которая при $\varkappa > 3\pi/16$ представляет собой линию с отрицательной кривизной ($\varphi_0 > \pi/2$) относительно точки инжекции (взрыва). Таким образом, с увеличением энергии плазмы поверхность ОТ будет охватывать диполь, что приближает такую модельную нестационарную конфигурацию к реальной форме земной магнитосферы в лобовой ее части, обращенной к Солнцу.

Введем параметр b , равный отношению поперечного размера магнитосферы (рис. 3) к радиусу R_0 . Параметр a находится из уравнения (2) с отброшенным последним слагаемым в правой части (приближение $\log \varkappa < 10$):

$$\varkappa \simeq 3 \left(\frac{a^{-3}}{3} - \frac{a^{-4}}{2} + \frac{a^{-5}}{5} - \frac{1}{30} \right). \quad (5)$$

Как и в (3), коэффициент $3/4$ [9] перед скобкой в (5) заменен единицей. Приравняв (4) и (5), получим ($\varkappa \rightarrow \infty, \alpha \rightarrow 0$)

$$b/a = (15\pi/8)^{1/5} \simeq 1,4.$$

Таким образом, при $\varkappa \rightarrow \infty$ конус ОТ, или «искусственная магнитосфера», стремится «схлопнуться» в луч с вершиной в точке диполя при указанном соотношении размеров a и b , которое близко к аналогичному соотношению в известных двумерных моделях магнитосферы [11].

Если учесть конечный размер диполя R_d , который в природных условиях совпадает с радиусом Земли ($R_d = R_E$), то можно найти следующие

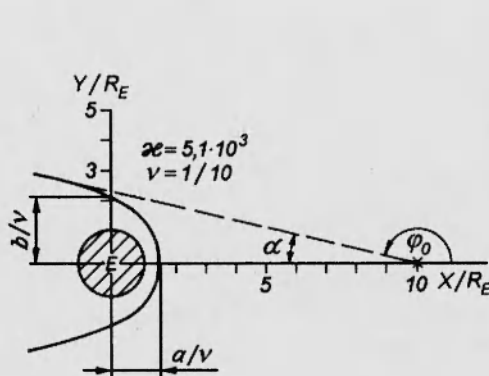


Рис. 3

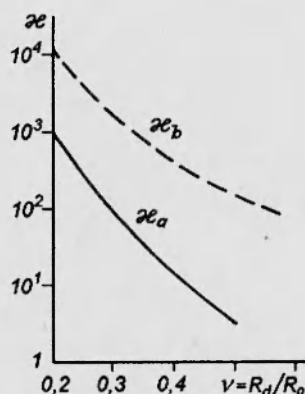


Рис. 4

ограничения на энергию взрыва, связанные с геометрическими особенностями ОТ.

Во-первых,

$$b \gtrsim \nu = R_d/R_0$$

или

$$\alpha \gtrsim \alpha_\nu = \arctg \nu.$$

Из связи α и α (4) получим соответствующее энергетическое условие

$$\alpha \lesssim \alpha_b = \frac{3}{16 \sin^2 \alpha_\nu} [2(\pi - \alpha_\nu)(2 + \cos 2\alpha_\nu) + 3 \sin 2\alpha_\nu].$$

Во-вторых,

$$a \gtrsim \nu$$

или с учетом (5)

$$\alpha \lesssim \alpha_a = 3 \left(\frac{\nu^{-3}}{3} - \frac{\nu^{-4}}{2} + \frac{\nu^{-5}}{5} - \frac{1}{30} \right).$$

Из анализа функций $\alpha_a(\nu)$ и $\alpha_b(\nu)$ на рис. 4 в диапазоне $0,1 < \nu < 1$, а также из результатов анализа их асимптотик следует ограничение на энергию взрыва

$$\alpha \lesssim \alpha_a(\nu) = \min\{\alpha_a, \alpha_b\},$$

которое связано с требованием, чтобы граница торможения в лобовой точке была удалена от диполя на расстояние $R > R_d = R_E$.

Рассмотрим численный пример, отвечающий по своим параметрам критическому диапазону возможностей применения глобальных космических взрывов в указанных целях. Пусть на границе магнитосферы, т. е. при $R_0 = 10R_E$ ($\nu = 0,1$), выделяется энергия в виде кинетической энергии разлета плазмы в количестве $\mathcal{E}_0 = 10^3$ Мт. Для соответствующего значения $\zeta_\nu \approx 0,12$ ($\alpha = 5 \cdot 10^3$) из графика на рис. 1 найдем $R_m = 1,7$, и, следовательно, энергия взрыва является в данном случае критической. На рис. 3, согласно уравнению (3), для $\alpha = 5 \cdot 10^3$ построено экваториальное сечение ОТ в относительных декартовых координатах $X/R_E, Y/R_E$ с размером «магнитопаузы» $R_m = 1,6$. Форма и размеры «магнитосферы» в меридиональном сечении ОТ [9] в рамках изложенного подхода мало отличаются от экваториального случая.

Итак, найдена зависимость параметров искусственной магнитосферы, формируемой плазменным облаком космического взрыва, от энергии этого

взрыва ($\sim \mathcal{E}_0$) и его местоположения. Установлен критерий превышения эффекта баланса давлений над эффектом работы сил торможения в определении границы остановки плазменного фронта в направлении к диполю ($\log \alpha \gtrsim 10$). Найден критический параметр энергии плазмы α_c , связанный с приближением искусственной магнитопаузы к земной атмосфере. В частности, для взрывов на границе натуральной магнитосферы этому отвечает уровень энергий $\mathcal{E}_0 \sim 10^3$ Мт ($4 \cdot 10^{18}$ Дж).

В заключение авторы благодарят Ю. П. Захарова за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Earth has another asteroid close call // Space today. 1989. V. 4, N 6. P. 4.
2. Теллер Э. Комментарий по поводу столкновения астероидов и комет с Землей // Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (SPE-94): Междунар. конф., Снежинск, 26–30 сент. 1994 г.: Тез. докл. Челябинск-70, 1994. Ч. II. С. 34–35.
3. Арефьев В. И., Белоусов М. М., Пугачев В. П., Фролов А. М. Ядерные взрывы в космосе для защиты Земли // Метроном. 1993. № 3–4. С. 75–77.
4. Zakharov Yu. P., Nikitin S. A., Orishich A. M., Ponomarenko A. G. Laboratory simulation on the magnetospheric hazard processes // Hazards due to Comets and Asteroids: Abstr. Tucson, 1993. P. 88–89.
5. Никитин С. А., Пономаренко А. Г. Энергетические критерии формирования искусственной магнитосферы для условий космических защитных взрывов // Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (SPE-94): Междунар. конф., Снежинск, 26–30 сент. 1994 г.: Тез. докл. Челябинск-70, 1994. Ч. I. С. 82–83.
6. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г. Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов. Новосибирск, 1988.
7. Moore T. E., Gallagher D. L., Horwitz J. L., Comfort R. H. MHD wave breaking in the outer plasmosphere // Geophys. Res. Lett. 1987. V. 14, N 10. P. 1007–1010.
8. Chapman S., Ferraro V. C. A. A new theory of magnetic storms // Terr. Magn. Atmos. Electr. 1931. V. 36, N 77–97. P. 171–186.
9. Никитин С. А., Пономаренко А. Г. Динамика и пространственные границы торможения плазменного облака взрыва в дипольном магнитном поле // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 6. С. 3–10.
10. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле // ПМТФ. 1963. № 6. С. 19–28.
11. Акасофу С. И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. М.: Мир, 1975. Ч. 2.

Поступила в редакцию 31/VIII 1994 г.