

О возможном сейсмическом эффекте вязкого взаимодействия между солнечным ветром и магнитосферой Земли

Л. Дарахвелидзе, Н. Жонжолაძე, ჴ. Керესელიძე, Н. Мебаგიшвили, В. Чичинадзе

Захваченная в плазмосфере магнитосферная плазма участвует в синхронном с Землей вращении вплоть до ее границы, плазмопаузы, где плотность плазмы резко падает. Граничные силовые линии земного магнитного поля, охватывающие плазмосферу как с дневной, так и ночной стороны магнитосферы, как бы начинают скользить по отношению к последующим силовым линиям. Поэтому создается впечатление, что Земля вместе с плазмосферой вращается внутри магнитосферы, на границе которой происходит вязкое взаимодействие геомагнитного поля с солнечным ветром. Этот эффект не может не сказываться на трение между оболочкой Земля-плазмосфера и остальной магнитосферой хотя бы потому, что вязкое взаимодействие, наряду с пересоединением силовых линий межпланетного магнитного поля и магнитного поля Земли, является основным механизмом, снабжающим энергией внутримангитосферные процессы.

Очевидно что вязкое взаимодействие плазмы солнечного ветра с геомагнитным полем происходит по всей поверхности магнитосферы, хотя особенно интенсивным оно должно быть на дневной стороне, в частности, в области полярных каспов. Это-воронкообразные структуры, расположенные над магнитными полюсами и ограниченные замкнутыми высокоширотными силовыми линиями на дневной и снесенными в хвост магнитосферы – на ночной стороне. В полярных каспах плазма солнечного ветра из высокоширотного пограничного слоя в переходной области перед магнитосферой без всяких помех со стороны геомагнитного поля распространяется в направлении магнитных полюсов, снабжает полярную ионосферу заряженными частицами и вызывает в авральной области различные электромагнитные явления (полярные сияния, суббури) [1].

Процесс проникновения плазмы солнечного ветра через полярные каспы в полярную ионосферу имеет сходство с течением жидкости через воронку, в которой, в зависимости от характера движения, могут появиться области с значительными градиентами скорости. Этот эффект особенно заметен в вязкой среде, которая образует пограничный слой на внутренней поверхности воронки. В случае сжимаемой среды, каковым в реальности является солнечный ветер, в полярном каспе должна проявиться также анизотропия плотности и температуры плазмы, которая может в определенной степени влиять на трение между ограничивающими касп силовыми линиями и движущейся плазмой. Поэтому постулат об идеальной электрической проводимости солнечного ветра, справедливый до его взаимодействия с магнитосферой, в полярных каспах, как и в пограничном слое на внешней границе магнитосферы, должен быть отвергнут. Это означает, что у плазмы возникает магнитная вязкость, что в некоторой степени эквивалентно появлению обычной вязкости.

Отождествление солнечного ветра со средой с обычной вязкостью позволяет при моделировании течения плазмы в полярном каспе в полной мере воспользоваться уже известными результатами. В частности, в [2] была рассмотрена задача, суть которой состояла в оценке величины суммарной силы трения плазмы о боковую поверхность каспа и ее возможной доли в вариациях периода вращения Земли. Для этой цели

полярный касп аппроксимировался осесимметричным телом вращения, форма которого может меняться от цилиндрического к коническому. В такой постановке наиболее удобной представляется цилиндрическая система координат, центр которой находится в магнитном полюсе, а ось z , направленная вертикально вверх, является осью вращения тела, аппроксимирующего полярный касп. Плазма солнечного ветра считается несжимаемой, а ее продольная скорость задана кинематической моделью, учитывающей эффект торможения при ее движении от основания каспа к полярной ионосфере, на которую опирается макушка каспа

$$v_z = -u_0 \left(1 - \frac{r}{R}\right) \left(1 - e^{-\frac{u_0 z}{v}}\right), \quad (1)$$

где u_0 - характеристическая величина скорости солнечного ветра до взаимодействия с магнитосферой, R - радиус сечения каспа, r - радиальная координата, v - коэффициент кинематической вязкости плазмы.

Из (1) следует, что на границе каспа, независимо от того, каким телом будет он аппроксимирован, цилиндром или конусом, будет выполняться условие полного торможения потока плазмы на его границе, что эквивалентно образованию вязкого пограничного слоя.

Суммарная сила вязкого трения плазмы, при отсутствии вихревого движения, с боковой поверхности каспа определяется из выражения

$$F_r = 2\pi\alpha \int_0^h \int_0^R \sigma_{rz} dz dr, \quad (2)$$

где

$$\sigma_{rz} = \rho v \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right). \quad (3)$$

σ_{rz} - компонента тензора вязкого взаимодействия, ρ - плотность плазмы, α - фактор формы каспа ($\alpha=1$ - цилиндр, $\alpha=\frac{1}{2}$ - конус). v_r компонента скорости определяется при помощи модели (1), уравнения неразрывности $\text{div } \vec{v} = 0$ и граничного условия $v_r|_{r=0} = 0$.

Для приблизительной оценки величины F_r в [2] были использованы типичные значения, характеризующие спокойный, либо маловозмущенный солнечный ветер: $u_0 = 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $\rho = 1,7 \cdot 10^{-23} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ($n=10$ протон. см^{-3}). Для кинематической вязкости была выбрана величина $v = 10^{14} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, практически совпадающая с величиной этого параметра, определенной в [3] на основе экспериментальных данных. Что касается линейных характеристик каспа h и R , то в их выборе существует некоторый произвол. Нами было принято, что $h = 6 \cdot 10^9 \text{ см}$ и $R = 10^9 \text{ см}$, что дает для площади боковой поверхности каспа практически ту же величину $S \approx 2,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^2$, которая использовалась в [4] для оценки скорости дрейфа частиц через боковую поверхность каспа. В результате, для конусообразного каспа $F_r \approx 10^9$ дин.

Для сравнительного анализа в [5] была использована другая кинематическая модель, подходящая для определения F_r в приближении пограничного слоя

$$v_{0z} = -\frac{u_0^2}{v} z, \quad (4)$$

формально являющаяся следствием разложения по z в модели (1), при $\tau=0$. Представление (4) позволило без осложнений получить приближенное аналитическое решение для стационарного плоского пограничного слоя известным методом последовательных приближений Швеца. Там же, для оценки влияния кривизны поверхности каспа на F_r и толщину вязкого пограничного слоя была использована модификация метода последовательных приближений для случая обтекания осесимметричного тела вращения. Оказалось, что форма каспа мало влияет на величину F_r , которая в приближении пограничного слоя оказалась примерно на полпорядка больше величины силы вязкости, полученной по модели (1).

Приближение вязкого пограничного слоя позволяет, наряду с F_r , получить также аналитическое выражение для толщины пограничного слоя в полярном каспе, которая должна меняться вдоль его поверхности. Несмотря на то, что этот гидродинамический параметр для крайне разреженной плазмы солнечного ветра является, в некоторой степени, условной характеристикой, его подключение при построении гидродинамической картины течения в полярном каспе может привести к любопытным выводам.

Предположение о наличии обычной вязкости у плазмы солнечного ветра является важнейшим допущением, позволяющим для моделирования течения в полярном каспе воспользоваться не только кинематическими моделями типа (1) и (4), но также и известными результатами для движения несжимаемой жидкости в воронке. Например: в [5] была дана оценка толщины вязкого пограничного слоя на поверхности каспа по формуле, полученной в [6] для ламинарной безвихревой жидкости, движущейся в воронке. Здесь для численного анализа, аналогично методу последовательных приближений, принципиальное значение имеет величина v , но появляется также и дополнительный параметр - радиус отверстия воронки. Площадь этого отверстия по нашей модели соответствует площади макушки каспа $r_0 \approx 2 \cdot 10^7$, опирающейся на полярную ионосферу. Оказалось, что для использованных выше величин h , R и v толщина вязкого пограничного слоя в макушке каспа $\delta \approx 3,3 \cdot 10^8$ см, т.е. более чем на порядок превосходит величину r_0 . Это означает, что при втекании в полярную ионосферу движение плазмы можно считать полностью вязким, с малыми градиентами скорости, характерная величина которой должна быть значительно малой по сравнению со скоростью солнечного ветра в переходной области. Поэтому, можно продвинуться далее в абстрактном представлении каспа и считать его неким подобием т.н. насадки Борда, питающейся из резервуара плазмы (высокоширотная переходная область), постоянно пополняемого солнечным ветром. Однако, истечение жидкости через насадку Борда имеет одну специфическую особенность, которая при определенном режиме движения может также присутствовать и в воронке. Для понятия сути данной особенности обратимся к известной формуле Хагена-Пуазейля, устанавливающей расход ламинарной жидкости в трубе круглого сечения. Для удобства данную формулу запишем относительно коэффициента кинематической вязкости движущейся в трубе жидкости [7]:

$$v = \frac{\pi R^4 (p_1 - p_2) t}{8 Q l} \quad (5)$$

где $(p_1 - p_2)$ - разность давлений вдоль трубы радиуса R и длины l , Q - расход жидкости (объем), протекающей через поперечное сечение трубы за время t .

Выражение (5) может оказаться полезным вдвойне. Во первых, вдоль полярного каспа должна существовать разность давлений, порядок величины которой очевидно определяется характерной величиной газодинамического давления солнечного ветра. Это означает, что при втекании плазмы в полярную ионосферу, т.е. при отличной от

нуля правой части выражения (5) использование коэффициента кинематической вязкости плазмы является вполне оправданным.

Оценим характерную величину ν для $t=1$, т.е. когда $l=4 \cdot 10^7$ см, $u_0 = 4 \cdot 10^7$ см.с⁻¹, $p_1 - p_2 = 10^{-10}$ г.см⁻¹.с⁻² (типичное значение для маловозмущенного солнечного ветра) и $\rho \approx 1,7 \cdot 10^{-23}$ г.см⁻³, $R = 10^9$ см.. При $t=1$ $Q = \pi R^2 u_0$, поэтому из (5) будем иметь:

$\nu \approx 6 \cdot 10^{14}$ см².с⁻¹, что примерно на порядок больше по сравнению с величиной, полученной в [3].

Формула (5) позволяет рассмотреть возможность перекрытия каспа, что можно считать аналогией запыления насадки Борда [7]. Действительно, при выполнении условия $p_1 - p_2 = 0$, если $\nu \neq 0$, то $Q=0$, т.е. на какой-то высоте в каспе может образоваться масса неподвижной плазмы. Однако, в приближении безвихревого движения в полярном каспе такой эффект нельзя рассматривать хотя бы из-за сжимаемости солнечного ветра. Но если будет существовать крупномасштабный вихрь скорости, т.е. ламинарный характер течения нарушится. то появится возможность, если не полного перекрытия макушки каспа, то, хотя бы частичного уменьшения поступления заряженных частиц в полярную ионосферу, что должно отобразиться на электродинамическую картину в полярном каспе и авроральной области.

В рамках моделей для скорости солнечного ветра (1) и (4) генерация крупномасштабного электрического поля, вызванная движением заряженных частиц относительно силовых линий земного магнитного поля, возможна лишь в магнитном пограничном слое, примыкающем к поверхности каспа. При этом, исходя из топологии магнитного поля и направления движения плазмы солнечного ветра, будет генерироваться лишь азимутальная компонента электрического поля, существование которой вряд ли может оказать значительное влияние на движение плазмы вне пограничного слоя, в отличие от поперечного электрического поля, которое проектируется на полярную шапку и является важнейшей характеристикой геомагнитной активности в авроральной области [1].

Механизм появления поперечного поля легко объясняется, если в полярном каспе будет существовать крупномасштабный вихрь скорости. В таком случае вихревое движение плазмы будет генерировать радиально направленную (т.е. поперечную) компоненту крупномасштабного электрического поля. Интенсивность этого поля, как и величина потока поступающих в полярную ионосферу частиц, должна зависеть от гидродинамических параметров течения. Для демонстрации справедливости такого утверждения обратимся к уравнению Бернулли и рассмотрим движение жидкости, истекающей из резервуара через воронку. Очевидно, что для такого случая, моделирующего течение плазмы из переходного слоя магнитосферы через касп в полярную ионосферу, справедливо соотношение [6]

$$\frac{P}{\rho} + \frac{1}{2}(v^2 + \frac{\Omega^2}{r^2}) = \frac{P}{\rho} \quad , \quad (6)$$

где P - полное давление в резервуаре, p - давление в произвольном поперечном сечении воронки, v - продольная скорость течения, $w = \frac{\Omega}{r}$ - скорость вихревого движения, r - переменный радиус трубки тока жидкости, ρ - плотность. Считается, что вихрь жидкости генерируется вращением сердцевинки потока с соблюдением условия $\Omega = const$. Радиальной компонентой скорости, как несущественной величиной, в (6) пренебрегается.

Из (6) видно, что величина продольной компоненты скорости зависит от давления в трубке тока. В частности, возможна ситуация, когда $v = 0$, которая означает полное завихрение течения, т.е. отсутствие расхода в жидкой трубке. Применительно к случаю течения плазмы в полярном каспе это означает выполнение условия $\frac{P}{\rho} = \frac{\Omega^2}{r_0^2}$, где P -

полное давление солнечного ветра до втекания в касп, r_0 - радиус поперечного сечения каспа там, где продольная скорость движения плазмы становится нулевой. Если такой эффект и произойдет, то, вероятнее всего, вблизи макушки каспа, где, согласно (1) и (4), должно происходить торможение потока плазмы. Ограничившись таким предположением, можно оценить величину w , необходимую для развития эффекта перекрытия каспа. Если положить, что $P \approx 10^{-10} \text{ г см}^{-2} \text{ с}^{-2}$, $\rho = 1,7 \cdot 10^{-23} \text{ г см}^{-3}$, $r_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ см}$, будем иметь $w \approx 2,5 \cdot 10 \text{ см с}^{-1}$. Такая величина скорости вихря над полярной ионосферой, если следовать экспериментальным данным, представляется вполне возможной [8].

Вязкое взаимодействие между солнечным ветром и магнитосферой может быть причиной суточных вариаций периода вращения Земли, которые в среднем составляют $\Delta T = 1 - 4 \text{ мс}$ в сутки. Как было отмечено выше, в [2] была использована простая модель, позволяющая приблизительно оценить возможный вклад поверхностного трения в каспе в ΔT , т.е. оно может меняться в зависимости от режима течения плазмы. Основным параметром, определяющим величину вязкого взаимодействия на границе магнитосферы, является плотность энергии солнечного ветра, которая зависит от скорости и плотности солнечного ветра. Следовательно изменение этого параметра фактически совпадает с изменением динамического давления солнечного ветра, которое определяет размеры магнитосферы в целом и вращающейся вместе с Землей плазмосферы, в частности.

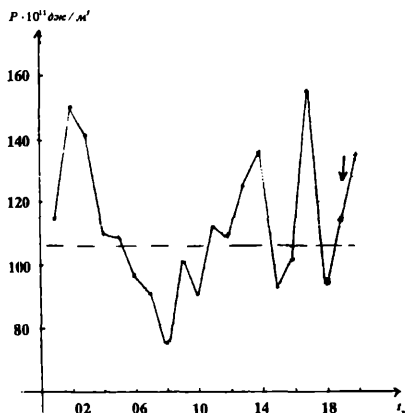


Рис. 1. 18.01.82г., $19^{\text{h}}27^{\text{m}}26^{\text{s}}$, $\varphi=40^{\circ}3 \text{ N}$, $\lambda=24^{\circ}6 \text{ E}$, $h=3 \text{ км}$, $M=6,8$

Не исключено, что резкие скачки плотности энергий солнечного ветра, имеющие ярко выраженный импульсный характер, вызывающие изменение поверхностного трения на границе магнитосферы, могут, каким то образом влиять на процесс подготовки и пуска землетрясений. В качестве примера рассмотрим два землетрясения, выбранных произвольно из обработанного нами массива сильных землетрясений за

1981-82 гг. имеющих магнитуду $M > 6$. Им предшествовали периоды резкого изменения плотности энергии солнечного ветра (рис. 1,2).

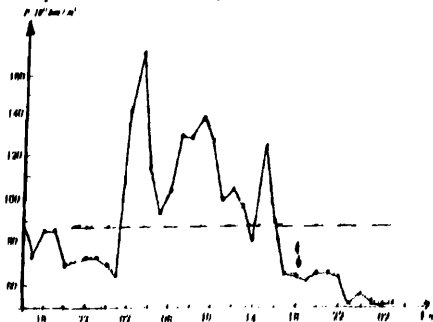


Рис. 2. 18.01.82 г., $18^{\circ}17'28''$, $\varphi=39^{\circ}0'N$, $\lambda=143^{\circ}6'E$, $h=55$ км, $M=7,3$

Как следует из этих примеров, вариации параметра P (плотность энергии) были значительными. Поэтому резонно предполагать, что изменения плотности энергии солнечного ветра могли повлиять на скорость вращения Земли и возбудить силу, действующую как возможный спусковой механизм в очаге готовящегося землетрясения. Под рисунками даны время, координаты, глубина очага и магнитуда землетрясений, момент которых отмечается стрелками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ионосферно-магнитные возмущения в высоких широтах. Под редакцией О.А.Тропищева. Л., Гидрометиздат, 1986, 256 с.
2. Z.Kereselidze, N.Zhonzholadze, N. Mebagishvili, V. Chichinadze, L.Darakhvelidze. The Influence of Viscous Friction in the Polar Cusps on the Earth Rotation. Journ. Bulletin of the Academy of science of the Georgia, 2003, vol. 168, №1, pp 55-58.
3. В.Н.Жигулев, А.В.Китаев. Гидродинамическая модель пограничного слоя магнитосферы Земли.-ВИНИТИ, 1979, №2274-79. Деп., 11с.
4. В.А.Липеровский, М.И.Пудовкин. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. М., Наука, 1983, 179 с.
5. Э.А.Кереселидзе, Н.И.Жонжолодзе. Эффект вязкости солнечного ветра в полярных каспах. Georgian Engineering Journ. №3, 2002, с.24-29.
6. A.M.Binnie, D.P.Harris. The Application of Boundary-Layer Theory To Swirling Liquid Flow Through a Nozzle. Quart. Journ. Mech and Applied Math., vol. III., Pt. 4. 1950, pp 89-106
7. Г.Г.Черный. Газовая динамика. М., Наука, 1988, 424 с.
8. M.I.Pudovkin, A.Steen, U.Brandstrom. Vorticity in The Magnetospheric Plasma And its Signatures in The Aurora Dynamics. Space Science Rev., 80,1997, pp. 411-444.

მზის ქარისა და აედამიწის მაგნიტოსფეროს შორის ბლანტი ურთიერთქმედების შესაძლო სეისმური ეფექტი

ლ. დარახველიძე, ნ. ჯონჯოლაძე, ზ. კერესიძე, ნ. მებაღიშვილი, ვ. ჩიჩინაძე

რეზიუმე

სხვადასხვა კინემატიკური მოდელების საშუალებით მოღებულა პოლარულ კასპში მზის ქარის პლაზმისა და გეომაგნიტურ ველს შორის ჯამური ხახუნის ძალის მახასიათებელი ხაზიდაე. რიცხვითი შეფასებები გვიჩვენებს, რომ აღნიშნულ ეფექტს შეუძლია მნიშვნელოვანი წილი შეიტანოს აედამიწის ბრუნვის პერიოდის ვარიაციებში, რომლებიც, თავის მხრივ, შეიძლება წარმოადგენდეს ძლიერი მს-
წმინდის ერთ-ერთ გამწვევ მექანიზმს.

Possible Seismic Effect of Viscous Interaction Between Solar Wind and the Earth's Magnetosphere

L. Darakhvelidze, N. Zhonzholadze, Z. Keressidze,
N. Mebaghishvili, V. Chichinadze

Abstract

By means of various kinematic models the characteristic quantity of total friction force between solar wind plasma and geomagnetic field is received for polar cusp. Numerical assessments show that the mentioned effect can play an important role in variations of the Earth's rotation period, which, in their turn, may be one of release mechanisms of a heavy Earth-quake.