

НИЖНЕГИБРИДНЫЕ ВОЛНЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МЕТЕОРНЫХ ХВОСТОВ С ИОНОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ

© 2022 г. Т. И. Морозова^а, *, С. И. Попель^а, **

^а *Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

**e-mail: timoroz@yandex.ru*

***e-mail: popel@iki.rssi.ru*

Поступила в редакцию 05.05.2022 г.

После доработки 10.05.2022 г.

Принята к публикации 17.05.2022 г.

Исследована возможность генерации нижнегибридных волн в метеороидных хвостах при их взаимодействии с ионосферой Земли. Нижнегибридные волны возбуждаются в результате развития неустойчивости бунемановского типа вследствие движения плазмы хвоста метеороида относительно магнитного поля Земли. Обсуждаются магнито-модуляционные процессы, обусловленные существованием в плазме нижнегибридных волн, в результате развития которых происходит генерация квазистационарных возмущений магнитного поля. Показано, что эти возмущения по порядку величины совпадают с наблюдаемыми магнитными полями, возникающими во время пролетов метеороидов.

Ключевые слова: ионосфера Земли, хвосты метеороидов, нижнегибридные волны, магнитные поля, модуляционное взаимодействие

DOI: 10.31857/S0367292122600406

1. ВВЕДЕНИЕ

Пролеты метеорных тел, как природные явления, не зависящие от человека и труднопрогнозируемые, необходимо детально изучать, понимать вызванные ими процессы и последствия, которые они несут для природы и человека. Физические явления и эффекты, возникающие в результате пролетов метеорных тел, могут оказывать влияние на работу радиолокационных систем, радиотелескопов, приборов геолокации и эксперименты с использованием пролетных ракет, что важно при учете работы вышеперечисленных систем и устранения сбоев.

Метеоры — это свечение паров метеороида (метеорного тела). Бывают одиночные метеороиды (преимущественно осколки астероидов) и метеорные потоки (падающие звезды), связанные с прохождением Земли по орбите кометы. Во время метеорных потоков можно наблюдать до нескольких метеоров в час. При входе в атмосферу Земли в результате соударения атомов ионосферы и метеорного тела образуется метеорный след, в котором присутствуют пары метеорного вещества, раздробленные фрагменты метеорного тела, молекулы, ионизованные атомы атмосферных газов и метеорного вещества.

При объяснении метеорных явлений часто следует применять методы физики плазмы. Так,

например, механизм генерации низкочастотных радиосигналов во время метеорных потоков Персеиды, Леониды, Геминиды, Ориониды связан с развитием модуляционного взаимодействия в пылевой плазме ионосферы Земли [1, 2]. Также модуляционное взаимодействие важно для объяснения возникновения звуковых волн от метеорных потоков [3–5].

Важным аспектом физики метеорных явлений, которые, возможно, также связаны с развитием модуляционного взаимодействия в плазме [6], является генерация магнитных полей, возникающих во время пролетов метеороидов. Величина таких магнитных полей составляет вплоть до $\sim 10^{-4}$ Гс [7–9]. До настоящего времени нет единого мнения о главном механизме магнитного эффекта, вызываемого в атмосфере Земли космическими телами, что связано, прежде всего, с небольшим количеством данных наблюдений.

Хорошо известно, что развитие модуляционного взаимодействия высокочастотных волн, приводящего к генерации низкочастотных поперечных электрических полей, сопровождается довольно интенсивной генерацией квазистационарных магнитных полей [6]. Важную роль часто играет модуляционное взаимодействие нижнегибридных (НГ) волн, описывающее случайное блуждание силовых линий магнитного поля, воз-

буждаемого в процессе нагрева плазмы интенсивным ВЧ-полем и налагающее ограничения на использование ВЧ-полей (особенно в области частот, близких к НГ-резонансу) для нагрева плазмы [10]. Схожие явления влияют на генерацию токов увлечения НГ-волнами в термоядерных установках [11]. НГ-волны играют существенную роль в различных природных плазменных системах таких, как магнитосфера Земли [12, 13], экзосфера Луны [14] и т.д.

Целью настоящей работы является выявление возможности генерации НГ-волн при взаимодействии метеорных хвостов с ионосферой Земли, а также определение квазистационарных магнитных полей, образующихся в результате развития модуляционного взаимодействия НГ-волн, и их сравнение с магнитными полями, возникающими во время пролетов метеороидов. В разделе 2 приводится описание механизма генерации НГ-волн при движении в ионосфере плазмы метеорного хвоста относительно магнитного поля Земли. Раздел 3 посвящен рассмотрению магнитомодуляционных процессов с участием НГ-волн и связанной с ними генерации квазистационарных магнитных полей. В разделе 4 сформулированы краткие выводы работы.

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ НГ-ВОЛН

Непосредственно за метеорным телом тянется так называемый хвост метеороида (wake) [15]. Природа свечения хвоста та же, что и самого метеора — светят возбужденные атомы и ионы метеорного вещества и атмосферных газов. Хвост метеороида может также включать в себя пылевые частицы, образуемые в результате дробления главного метеорного тела или его отколовшихся частей. Метеорная ионизация наиболее интенсивна на высотах 80–120 км, т.е. при взаимодействии хвоста метеороида с ионосферой Земли.

Скорость плазмы хвоста метеороида \mathbf{u} относительно плазмы ионосферы может достигать значений порядка скорости главного метеорного тела, которая весьма велика (см. рис. 1), [16]. Важным параметром для метеорных следов является концентрация электронов и ионов на сантиметр пути [15, 17]. Характерные значения линейных концентраций $n_e = 10^{12} - 10^{16} \text{ см}^{-1}$ (в зависимости от массы и яркости метеорного тела от 5^m до -5^m), $n_i = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-1}$. По линейной концентрации можно оценить полную концентрацию на телесный угол метеорного следа, в формулу которой также входит коэффициент диффузии (см. [15], с. 297). Типичные значения так найденных концентраций $n_{eM} = 10^9 - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_{iM} = 10^8 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Температуры электронов и ионов составляют

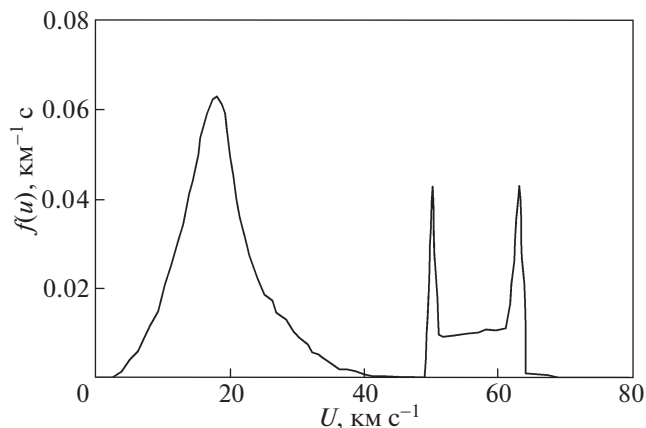


Рис. 1. Функция распределения по скоростям метеороидов u в окрестности Земли по данным [16].

$T_{eM} = T_{iM} = 2 \text{ эВ}$. Диапазон характерных размеров пылевых частиц a в метеорном следе в основном составляет от 80 нм до 1 мкм [18], диапазон концентраций пылевых частиц n_d лежит в диапазоне от 10^6 до 10^8 см^{-3} . Типичные параметры плазмы ионосферы, например, на высоте 90 км следующие: концентрации электронов и ионов $n_{eI} \sim n_{iI} \sim 3 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, температуры электронов и ионов $T_{eI} \approx T_{iI} \approx 140 \text{ К}$.

Таким образом, при взаимодействии метеорного хвоста с ионосферой концентрации ионосферных электронов и ионов оказываются существенно меньшими, чем концентрации электронов и ионов в метеорном хвосте. Оказывается, что при этом основным при движении плазмы метеорного хвоста относительно ионосферы является взаимодействие его электронов и ионов с магнитным полем Земли. Движение электронов и ионов метеорного хвоста относительно магнитного поля Земли \mathbf{B}_0 ($|\mathbf{B}_0| \sim 0.5 \text{ Гс}$) приводит к развитию неустойчивости бунемановского типа [19]. Действительно, используя выражения для магнитоактивной холодной плазмы (см., например, уравнение (56.12) из [20]), эффект Доплера для движущихся относительно магнитного поля Земли электронов и ионов (аналогично тому, как этот эффект учитывается для случая гидродинамической пучковой неустойчивости — см., например, [21]), замагниченность электронов и замагниченность ионов, получаем с учетом наиболее существенных слагаемых при $\cos \Theta \ll 1$ следующее линейное дисперсионное уравнение в системе отсчета, связанной с Землей

$$1 + \frac{\omega_{peM}^2}{\omega_{Be}^2} - \frac{\omega_{peM}^2 \cos^2 \Theta}{(\omega - k_{\parallel} u_{\parallel})^2} - \frac{\omega_{piM}^2}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u})^2} = 0, \quad (1)$$

где \parallel – индекс, характеризующий компоненту вектора, параллельную внешнему магнитному полю \mathbf{B}_0 , $\cos \Theta = k_{\parallel}/|k|$, $\omega_{pe(i)M}$ – электронная (ионная) плазменная частота в хвосте метеороида, $\omega_{Be} = e|\mathbf{B}_0|/m_e c$ – гирочастота электронов, $-e$ – заряд электрона, m_e – его масса, c – скорость света.

Дисперсионное соотношение (1) имеет неустойчивые решения. Неустойчивость представляет собой раскачку продольных электростатических колебаний плазмы со скоростью нарастания порядка частоты НГ-резонанса. Действительно, поскольку $k_{\parallel} \ll k$ и $u_{\parallel} \leq u$, имеем $|k_{\parallel} u_{\parallel}| \ll |\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}|$. В этом случае при поиске решений дисперсионного уравнения удастся переписать его в виде

$$1 + \frac{\omega_{peM}^2}{\omega_{Be}^2} - \frac{\omega_{peM}^2 \cos^2 \Theta}{\omega^2} - \frac{\omega_{piM}^2}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u})^2} = 0, \quad (2)$$

типичном для неустойчивости бунемановского типа. Пусть $\cos \Theta \gg \sqrt{m_e/m_i}$, где m_i – масса иона. Тогда четвертое слагаемое в левой части (2) вносит существенный вклад лишь при значениях $\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}$, достаточно близких к ω . Максимальное значение инкремента неустойчивости определяется с помощью метода, описанного в [21], согласно которому

$$\omega = \frac{\omega_{peM} \cos \Theta}{\sqrt{1 + \omega_{peM}^2/\omega_{Be}^2}} + \delta\omega \approx \omega_{LH}(\cos \Theta) + \delta\omega, \quad (3)$$

$$\delta\omega \ll \omega_{LH}(\cos \Theta),$$

$$\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{u} + \delta\omega, \quad \delta\omega \ll |\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}|. \quad (4)$$

Здесь $\omega_{LH}(\cos \Theta) = \frac{\omega_{piM}^2 + \omega_{peM}^2 \cos^2 \Theta}{\sqrt{1 + \omega_{peM}^2/\omega_{Be}^2}}$ – частота НГ-волн в хвосте метеороида, распространяющихся под углом Θ по отношению к магнитному полю Земли. Соотношение (4) вместе с условием $|k_{\parallel} u_{\parallel}| \ll |\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}|$ оправдывает переход от (1) к (2) при поиске решений дисперсионного уравнения.

Таким образом, полагая что

$$\omega_{LH}(\cos \Theta) \approx \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}, \quad (5)$$

получаем кубическое уравнение

$$\frac{2\delta\omega\sqrt{1 + \omega_{peM}^2/\omega_{Be}^2}}{\omega_{peM} \cos \Theta} - \frac{\omega_{piM}^2}{(\delta\omega)^2(1 + \omega_{peM}^2/\omega_{Be}^2)} = 0, \quad (6)$$

неустойчивое решение которого характеризуется инкрементом

$$\gamma_{\max}^{\text{Hydro}} = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \frac{\omega_{piM}}{\sqrt{1 + \omega_{peM}^2/\omega_{Be}^2}} \left(\frac{\omega_{peM}^2 \cos^2 \Theta}{\omega_{piM}^2} \right)^{1/6}. \quad (7)$$

Закон дисперсии (3) свойственен для НГ-волн, распространяющихся под углами Θ по отноше-

нию к магнитному полю Земли такими, что $\cos \Theta \gg \sqrt{m_e/m_i}$. Ввиду отсутствия показателя степени $1/6$ в последнем множителе правой части (7), можно считать, что для типичных параметров плазмы в хвосте метеороида при пролете последнего через ионосферу Земли раскачка указанных колебаний осуществляется со скоростью нарастания порядка частоты НГ резонанса $\omega_{LH0} \equiv \omega_{piM}/\sqrt{1 + \omega_{peM}^2/\omega_{Be}^2}$.

Время присутствия плазмы хвоста метеороида в ионосфере Земли составляет $t_M > 0.1$ с. Тогда как характерное время развития НГ неустойчивости

$$\tau = (\gamma_{\max}^{\text{Hydro}})^{-1} \quad (8)$$

для типичных параметров плазмы хвостов метеороидов порядка $10^{-5} - 10^{-4}$ с. Таким образом, время существования плазмы хвоста метеороида в ионосфере достаточно для генерации НГ волн за счет описанной выше неустойчивости. Более того, поскольку $t_M \gg \tau$ можно ожидать эффективного развития нелинейных процессов.

3. НЕЛИНЕЙНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

По аналогии с гидродинамической неустойчивостью, приводящей к возбуждению ионно-звуковых волн [22], случай, когда в результате развития неустойчивости бунемановского типа происходит возбуждение НГ-волн, следует рассматривать с позиций сильной турбулентности. Важным нелинейным процессом при этом является модуляционное взаимодействие [6]. Развитие модуляционного взаимодействия может сопровождаться процессом, связанным с нарастанием спонтанных магнитных полей. Случайно возникшее в плазме магнитное поле $\delta\mathbf{B}$, в первую очередь, локально изменяет фазу волн, присутствующих в плазме. Такие волны с неоднородным распределением фазы, интерферируя друг с другом, создают средний вихревой ток, который усиливает флуктуации магнитного поля $\delta\mathbf{B}$. Это, в свою очередь, увеличивает неоднородность фаз колебаний и т.д. Возбуждение магнитных полей сопровождается модуляцией фаз колебаний [23, 24].

Для НГ-волн уравнение, описывающее магнитно-модуляционное возбуждение магнитного поля, имеет вид [10, 11]

$$\Delta \delta\mathbf{B} = \frac{1}{|\mathbf{B}_0|} \frac{\omega_{peM}^2}{\omega_0^2} \nabla \times \nabla \times (\mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{b} \cdot \mathbf{E}^*) + \mathbf{E}_{\perp}^*(\mathbf{b} \cdot \mathbf{E})), \quad (9)$$

где Δ – оператор Лапласа; $\mathbf{b} = \mathbf{B}_0/|\mathbf{B}_0|$ – единичный вектор вдоль направления невозмущенного

магнитного поля \mathbf{B}_0 ; \mathbf{E} — комплексная амплитуда НГ-поля, звездочка обозначает комплексно сопряженную величину, ω_0 — характерная частота в спектре НГ волн, \perp — индекс, характеризующий компоненту вектора, перпендикулярную магнитному полю \mathbf{B}_0 . Уравнение (9) справедливо для случая $\omega_{LH0} \ll \omega_{Be}$.

Амплитуда квазистационарных возмущений магнитного поля $\delta\mathbf{B}$, возбуждаемых НГ-волнами, оценивается из уравнения (9) следующим образом:

$$|\delta\mathbf{B}| \sim \frac{\omega_{peM}^2 |\mathbf{E}|^2}{\omega_0^2 |\mathbf{B}_0|} \cos \Theta_0, \quad (10)$$

где Θ_0 — характерный угол между направлением распространения НГ-волны и направлением магнитного поля \mathbf{B}_0 . Учитывая следующее соотношение между плотностью энергии W^{LH} НГ-волн и $|\mathbf{E}|^2$: $W^{LH} = |\mathbf{E}|^2 (1 + \omega_{peM}^2 / \omega_{Be}^2) / 2\pi$ (см., например, [25]), окончательно получаем

$$|\delta\mathbf{B}| \sim 2\pi \frac{\omega_{peM}^2 / \omega_0^2}{1 + \omega_{peM}^2 / \omega_{Be}^2} \frac{W^{LH}}{|\mathbf{B}_0|} \cos \Theta_0 \approx \frac{2\pi}{\cos \Theta_0} \frac{W^{LH}}{n_{eM} T_{eM}} \frac{n_{eM} T_{eM}}{|\mathbf{B}_0|}. \quad (11)$$

Здесь учтено, что для рассматриваемой ситуации $\omega_{Be} \ll \omega_{peM}$. При $\cos \Theta_0 = 0.1$, $n_{eM} \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_{eM} = 2 \text{ эВ}$, $W^{LH} / n_{eM} T_{eM} = 10^{-4}$ получаем: $|\delta\mathbf{B}| \sim 3 \times 10^{-5} \text{ Гс}$, что соответствует наблюдаемым значениям магнитных полей, возникающих во время пролетов метеороидов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, показано, что при взаимодействии метеороидных хвостов с ионосферой Земли могут возбуждаться НГ-волны в результате развития неустойчивости бунемановского типа, вызванной относительным движением плазмы хвоста метеороида и магнитного поля Земли. В данной системе складываются условия для развития магнито-модуляционной неустойчивости НГ-волн, в результате которой происходит генерация квазистационарных возмущений магнитного поля. Величины этих возмущений соответствуют данным по магнитным полям, полученным при наблюдениях в атмосфере Земли во время пролетов метеороидов. В статье рассматривается ситуация, когда длина НГ-волны много меньше ширины следа. В данном случае приведенный метод для описания НГ-волн и магнито-модуляционного взаимодействия применим.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Копнин С.И., Попель С.И., Ю М.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 323.
2. *Kopnin S.I., Popel S.I., Yu M.Y.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 063705.
3. *Морозова Т.И., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 993.
4. *Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I., Borisov N.D.* // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 033703.
5. *Морозова Т.И., Попель С.И.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. С. 794.
6. *Vladimirov S.V., Tsytoich V.N., Popel S.I., Khakimov F.Kh.* Modulational Interactions in Plasmas. Dordrecht-Boston-London: Kluwer Academic Publishers (1995).
7. *Калашников А.Г.* // ДАН СССР. 1949. Т. 66. С. 373.
8. *Калашников А.Г.* // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1952. Вып. 6. С. 7.
9. *Черногор Л.Ф.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60. С. 375.
10. *Tsytoich V.N., Bel'kov S.A.* // Comments Plasma Phys. Cont. Fusion. 1980. V. 5. P. 219.
11. *Popel S.I., Elsässer K.* // Comments Plasma Phys. Cont. Fusion. 1994. V. 16. P. 79.
12. *Anderson R.R., Eastman T.E., Harvey C.C., Hoppe M.M., Tsurutani B.T., Etcheto J.* // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 2087.
13. *André M., Behlke R., Wahlund J.-E., Vaivads A., Eriksson A.-I., Tjulin A., Carozzi T.D., Cully C., Gustafsson G., Sundkvist D., Khotyaintsev Y., Cornilleau-Wehrlin N., Rezeau L., Maksimovic M., Lucek E., Balogh A., Dunlop M., Lindqvist P.-A., Mozer F., Pedersen A., Fazakerley A.* // Ann. Geophys. 2001. V. 19. P. 1471.
14. *Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M.* // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
15. *Бронитэн В.А.* Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981.
16. *Drolshagen G., Dikarev V., Landgraf M., Krag H., Kuiper W.* // Earth, Moon and Planet. 2008. V. 102. P. 191–197.
17. *Фурман А.М.* // Астрон. журн. 1960. V. 37. С. 746.
18. *Gabrielli P., Barbante C., Plane J.M.C., Varga A., Hong S., Cozzi G., Gaspari V., Planchon F.A.M., Cairns W., Ferrari C., Crutzen P., Cescon P., Bouton C.F.* // Nature. 2004. V. 432. P. 1011.
19. *Buneman O.* // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 603.
20. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика (Сер.: "Теоретическая физика", том X). М.: Наука, 1979. С. 283.
21. *Tsytoich V.N.* Lectures on Non-linear Plasma Kinetics. Berlin: Springer-Verlag, 1995. P. 223.
22. *Галеев А.А., Сагдеев Р.З.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 7 / Ред. М.А. Леонтович. М.: Атомиздат, 1973. С. 3.
23. *Бельков С.А., Цытович В.Н.* Препринт ФИАН. № 72, 1978.
24. *Бельков С.А., Цытович В.Н.* // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1293.
25. *Popel S.I., Tsytoich V.N.* // Contrib. Plasma Phys. 1992. V. 32. P. 77.