УДК 621.3

В.Д. Карлов[1], М.Н. Журавский[2], Д.В. Карлов[1], О.В. Бесова[1]

[1]*Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков*
[2]*Национальный университет гражданской защиты Украины, Харьков*

К ВОПРОСУ О ГЕНЕРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ВОЗМУЩЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ЗАПУСКОМ РАКЕТ

В статье на основе анализа уравнений магнитной гидродинамики, описывающих ионосферную плазму, получены соотношения, позволяющие обосновать физические процессы, протекающие в ионосфере в моменты времени, примыкающие к запуску ракеты. Получены выражения, позволяющие оценить в рамках выбранной модели описания ионосферной плазмы, скорости распространения ионосферных возмущений наблюдаемых в ионосфере на удалении от района запуска на несколько тысяч километров. Сформулированы гипотезы формирования ионосферных возмущений, наблюдаемых при запуске ракеты. Результаты теоретических оценок сравниваются с известными экспериментально полученными данными.

***Ключевые слова**: ионосферная плазма, ионосферные возмущения, спорадические образования, магнитная гидродинамика, фазовая скорость, ионно-звуковые волны.*

Введение

Постановка проблемы. Интенсивное изучение околоземного космического пространства с использованием искусственных спутников Земли (ИСЗ) обусловили необходимость изучения влияния факела ракеты, осуществляющей запуск ИСЗ, на окружающую среду. Результаты исследований, опубликованные в [1], свидетельствовали о том, что в моменты времени, примыкающие к запуску ракеты, в ионосфере Земли возникали перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ). Экспериментально было установлено [2], что эти возмущения, обусловленные запуском ракеты, распространялись на значительные (до нескольких тысяч километров) расстояния. При этом наблюдалась серия следующих один за другим ПИВ. Скорость их перемещения была различной. Так автором работы [3] методом некогерентного рассеяния радиоволн были зафиксированы ПИВ скорость перемещения которых составляла от $100\cdot10^5$ до $150\cdot10^5$ см/с. Вместе с тем, авторами работы [2] были зафиксированы четыре, следующих один за другим ПИВ. При этом скорость перемещения первого ПИВ, в зависимости от ориентации линии район запуска - район наблюдения относительно магнитного поля Земли, изменялась в пределах от $8\cdot10^5$ до $4\cdot10^5$ см/с. Как показали результаты исследований [2] с большой скоростью ПИВ перемещались при квазипоперечном, относительно магнитного поля Земли распространении. Вместе с тем в известной литературе отсутствует теоретическое обоснование возможных механизмов возникновения наблюдаемых при запусках ракет ПИВ. В статье делается попытка восполнить этот пробел.

Цель статьи: В рамках магнитной электродинамики проанализировать возможность генерации в ионосфере ПИВ и оценить скорость их возможного перемещения.

Основная часть

Результаты исследований, опубликованные в [1, 2], свидетельствуют о том, что полет ракеты с работающим двигателем сопровождается изменением магнитного поля Земли и концентрации частиц в ионосферной плазме.

Учитывая это, будем описывать ионосферную плазму уравнениями магнитной гиродинамики [4]:

$$\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial t}=\frac{1}{\rho}\nabla \mathrm{P}+\frac{1}{c\rho}\left[\vec{\mathrm{J}}\cdot\vec{\mathrm{B}}\right];\ \frac{\partial\rho}{\partial t}+\mathrm{div}\,\rho\vec{\mathrm{V}}=0;$$
$$\mathrm{rot}\,\vec{\mathrm{B}}=\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{\mathrm{E}}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\vec{\mathrm{J}};\quad \mathrm{div}\,\vec{\mathrm{B}}=0, \tag{1}$$

где $\vec{\mathrm{E}}$ – вектор напряженности электрического поля; $\vec{\mathrm{B}}$ – вектор магнитной индукции; ρ – плотность «свободных зарядов»; P – давление; $\vec{\mathrm{J}}$ – вектор плотности потока; $\vec{\mathrm{V}}$ – вектор гидродинамической скорости частиц.

Будем рассматривать случай, когда возмущения в плазме, обусловленные запуском ракеты, вызваны изменением плотности заряда $\rho=\rho_0+\rho_1$, давления $\mathrm{P}=\mathrm{P}_0+\mathrm{V}_s^2\rho_1$, ($\mathrm{V}_s=\sqrt{2\,\chi\,\mathrm{T}\,\mathrm{M}_{ia}^{-1}}$ – тепловая скорость частиц сорта α, $\mathrm{T}=(\mathrm{T}_i+\mathrm{T}_e)/2$, T_i, T_e – температура электронов и ионов соответственно, χ – постоянная Больцмана, M_{ia} – масса ионов сорта α) и магнитного поля Земли $\vec{\mathrm{B}}=\vec{\mathrm{B}}_0+\vec{\mathrm{B}}_1$.

Дальнейшее рассмотрение будем проводить в предположении, что изменения ρ_1, P_1, B_1, в плазме, обусловленные запуском ракеты, по сравнению с параметрами ρ_0, P_0, B_0 невозмущенной плазмы - малы, т.е. $\rho_0\gg\rho_1, \mathrm{P}_0\gg\mathrm{V}_s^2\rho_1, \vec{\mathrm{B}}_0\gg\vec{\mathrm{B}}_1$. Считаем при этом, что в результате изменения ρ, P, $\vec{\mathrm{B}}$ в плазме возникает возмущение, распространяющееся со скоростью $\vec{\mathrm{V}}$.

В рамках сделанных допущений система уравнений (1) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{d\vec{V}}{dt}=-\frac{V_s^2}{\rho_0}\nabla\rho_1+\frac{1}{\rho_0 c}\left[\vec{J}\times\vec{B}\right];\ \frac{d\rho}{dt}+\rho_0\operatorname{div}\vec{V}=0;$$

$$\operatorname{rot}\vec{B}_1=\frac{1}{c}\frac{d\vec{E}}{dt}+\frac{4\pi}{c}\vec{J},\quad \operatorname{div}\vec{B}_1=0.$$

Учитывая, что мы рассматриваем процессы протекающие в ионосферной плазме на значительном удалении от района запуска ракеты в дальнейшем будем пренебрегать током смещения $\left(\frac{d\vec{V}}{dt}\ll 4\pi\frac{\vec{J}}{c}\right)$ и учитывая, $\vec{J}=\frac{c}{4\pi}\operatorname{rot}\vec{B}_1$, получаем:

$$\begin{cases}\dfrac{d\vec{V}}{dt}=-\dfrac{V_s^2}{\rho_0}\nabla\rho_1+\dfrac{1}{4\pi\rho_0}\left[\operatorname{rot}\vec{B}_1\times\vec{B}\right];\\ \operatorname{div}\vec{B}_1=0;\\ \dfrac{d\rho_1}{dt}+\rho_0\operatorname{div}\vec{V}=0.\end{cases}\qquad(2)$$

При проведении дальнейших расчетов фронт возмущения полагаем плоским, т.е. считаем, что пространственно-временная зависимость возмущения описывается функцией вида: $e^{-i\omega t+i\vec{k}\vec{r}}$. Система уравнений (2) при этом преобразуется к виду:

$$\begin{cases}\omega\vec{V}=\dfrac{V_s^2}{\rho_0}\rho_1\vec{K}+\dfrac{1}{4\pi\rho_0}\left[\left[\vec{K}\cdot\vec{B}\right]\times\vec{B}\right];\\ \omega\rho-\rho_0\left(\vec{K}\vec{V}\right)=0,\end{cases}\qquad(3)$$

где $\vec{K}$ – волновой вектор возмущения.

Направление вектора $\vec{K}$ совпадает с направлением распространения возмущения, а модуль определяется выражением $K=2\pi/\lambda$, где λ – длина волны возмущения.

В системе уравнений (3) неизвестными являются $\vec{V}$, $\vec{B}_1$ и ρ. Следовательно, для ее решения необходимо третье уравнение. Его получим из уравнения [4]:

$$\frac{d\vec{B}}{dt}=\operatorname{rot}\left[\vec{V}\vec{B}\right]+\frac{c^2}{4\pi\sigma}\cdot\Delta\vec{B}\ ,\qquad(4)$$

где σ – проводимость. Подставив в (4) $\vec{B}=\vec{B}_0+\vec{B}_1$ и учитывая, что $\vec{B}_1\ll\vec{B}_0$ и пренебрегая членами второго порядка малости, получим:

$$\frac{d\vec{B}_1}{dt}=\operatorname{rot}\left[\vec{V}\vec{B}_0\right].\qquad(5)$$

С учетом (5) система (3) преобразуется к виду:

$$\omega\vec{V}=-\frac{V_s^2}{\rho_0}\rho_1\vec{K}+\frac{1}{4\pi\rho_0}\left[\left[\vec{K}\cdot\vec{B}\right]\times\vec{B}_0\right];$$

$$\omega\rho_1-\rho_0\left(\vec{K}\vec{V}\right)=0;\qquad(6)$$

$$\omega\vec{B}_1=-\left[\vec{K}\left[\vec{V}\vec{B}_0\right]\right].\qquad(7)$$

Умножим соотношение (6) скалярно на $\vec{K}$, а (7) – скалярно на $\vec{B}_0$ и учтем, что

$$\left[\left[\vec{K}\vec{B}_1\right]\times\vec{B}_0\right]=\vec{B}_1\left(\vec{B}_0\vec{K}\right)-\vec{K}\left(\vec{B}_0\vec{B}_1\right);$$

$$\left[\vec{K}\times\left[\vec{V}\vec{B}_0\right]\right]=\vec{V}\left(\vec{K}\vec{B}_0\right),$$

в результате получим систему уравнений:

$$\begin{cases}\omega\left(\vec{K}\vec{V}\right)=V_s^2\dfrac{\rho_1}{\rho_0}K^2+\dfrac{1}{4\pi\rho_0}\left(\vec{K}\vec{B}_1\right)\left(\vec{B}_0\vec{K}\right)-\dfrac{1}{4\pi\rho_0}K^2\left(\vec{B}_0\vec{B}_1\right);\\ \dfrac{\rho_1}{\rho_0}=\dfrac{\left(\vec{K}\vec{V}\right)}{\omega};\\ \omega\left(\vec{B}_0\vec{B}_1\right)=-\left(\vec{V}\vec{B}_0\right)\left(\vec{K}\vec{B}_0\right)+B_0^2\left(\vec{K}\vec{V}\right).\end{cases}\qquad(8)$$

Полученную систему уравнений (8) запишем как функцию неизвестных $\left(\vec{K}\vec{V}\right)$, $\left(\vec{V}\vec{B}_0\right)$, $\left(\vec{K}\vec{B}_1\right)$, $\left(\vec{B}_0\vec{B}_1\right)$. Для этого значения ρ_1/ρ_0 из второго уравнения системы (8) подставим в первое уравнение, а третье уравнение получим, умножив (6) скалярно на $\vec{B}_0$ Учитывая, что $\operatorname{div}\vec{B}_1=i\left(\vec{K}\vec{B}_1\right)=0$, получим

$$\begin{cases}\left(\vec{K}\vec{V}\right)\left(\omega-\dfrac{V_s^2K^2}{\omega}\right)-\dfrac{K^2}{4\pi\rho_0}\left(\vec{B}_1\vec{B}_0\right)=0;\\ \left(\vec{K}\vec{V}\right)B_0^2-\omega\left(\vec{B}_1\vec{B}_0\right)-\left(\vec{K}\vec{B}_0\right)\left(\vec{V}\vec{B}_0\right)=0;\\ \left(\vec{K}\vec{V}\right)\dfrac{V_s^2}{\omega^2}\left(\vec{K}\vec{B}_0\right)-\left(\vec{V}\vec{B}_0\right)=0.\end{cases}\qquad(9)$$

Для существования решения системы уравнений (9) необходимо, чтобы определитель системы был равен нулю:

$$\det=\begin{vmatrix}\omega^2-K^2V_s^2 & -\dfrac{K^2\omega}{4\pi\rho_0} & 0\\ B_0 & -\omega & -\left(\vec{K}\vec{B}_0\right)\\ \dfrac{V_s^2}{\omega^2}\left(\vec{K}\vec{B}_0\right) & 0 & -1\end{vmatrix}=0.\qquad(10)$$

Из (10) получаем дисперсионное уравнение

$$\omega^4-\omega^2K^2\left(V_s^2+V_a^2\right)+K^4V_a^2V_s^2\cos\left(\vec{K}\vec{B}_0\right)=0,\qquad(11)$$

где $V_a=B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ – альфвеновская скорость.

Из уравнения (11) следует, что в плазме возможно распространение двух волн, частота которых определяется как KV_j (j = 1, 2), где

$$V_j^2=\frac{1}{2}\left(V_s^2+V_a^2\right)\pm$$
$$\pm\frac{1}{2}\sqrt{\left(V_a^2+V_s^2\right)-4V_a^2V_s^2\cos^2\left(\vec{K}\vec{B}_0\right)}.\qquad(12)$$

Величина V_1 представляет собой фазовую скорость быстрой, а V_2 – фазовую скорость медленной магнитозвуковой волны.

Из (12) следует, что в случае, если возмущение распространяется параллельно магнитному полю

$\left(\vec{K}\vec{B}_0\right)=0$, то $V_1 = V_a$, а $V_2 = V_s$. При перпендикулярном относительно магнитного поля распространении возмущения $\left(\vec{K}\vec{B}_0\right)=\pi/2$, $V_1=\sqrt{V_a^2+V_s^2}$, $V_2=0$.

С целью выявления границ применимости приближения плоских волн решим уравнение (2) для цилиндрически симметричного случая. Систему координат (цилиндрическую) расположим таким образом, чтобы ось «z» была параллельно вектору $\vec{B}_0$, а направление орт вектора $\vec{z}_0$ и вектора $\vec{B}_0$ были противоположными. В этом случае уравнение (2) можно представить с следующем виде:

$$\begin{cases}\dfrac{d\vec{V}}{dt}=-\dfrac{V_s^2}{\rho_0}\nabla\rho_1+\dfrac{1}{4\pi\rho_0}\left[\text{rot}\,\vec{B}_1\times\vec{B}_0\right];\\ \dfrac{d\rho}{dt}+\rho_0\text{div}\,\vec{V}=0;\quad \dfrac{d\vec{B}_1}{dt}+\vec{B}_0\text{div}\,\vec{V}=0.\end{cases}$$

Учитывая цилиндрическую симметрию, а также то, что направление вектора V_r совпадает с орт-вектором $\vec{z}_0$ цилиндрической системы координат, а векторы $\vec{B}_0$ и $\vec{B}_1$ параллельны орт-вектору $\vec{z}_0$, получим:

$$\begin{cases}\dfrac{dV_r}{dt}+\dfrac{V_s^2}{\rho_0}\dfrac{d\rho_1}{dr}+\dfrac{1}{4\pi\rho_0}\dfrac{dB_z}{dz}\cdot B_{0z};\\ \dfrac{d\rho_1}{dt}+\rho_0\dfrac{1}{r}\dfrac{r}{dr}\left(rV_r\right)=0;\ \dfrac{dB_z}{dt}+B_{0z}\dfrac{1}{r}\dfrac{r}{dr}\left(rV_r\right)=0.\end{cases}\tag{13}$$

где V_r, B_z и B_{0z} – проекция векторов $\vec{V}_r$, $\vec{B}_0$ и $\vec{B}_1$ в цилиндрической системе координат на оси r и z соответственно.

В дальнейшем будем рассматривать функции

$$V_r=\frac{\tilde{V}_r}{r};\ \rho_1=\frac{\tilde{\rho}_1}{r};\ B_r=\frac{\tilde{B}_r}{r}.$$

В этом случае (13) преобразуется к виду:

$$\begin{cases}\dfrac{d\tilde{V}_r}{dt}+\dfrac{V_s^2}{\rho_0}\dfrac{d\tilde{\rho}_1}{dr}-\dfrac{V_s^2\tilde{\rho}_1}{\rho_0\cdot r}+\dfrac{1}{4\pi\rho_0}\dfrac{d\tilde{B}_z}{dr}\cdot B_{0z}-\\ \qquad -\dfrac{1}{4\pi\rho_0}\dfrac{\tilde{B}_z}{r}\cdot B_{0z}=0;\\ \dfrac{d\tilde{\rho}_1}{dt}+\rho_0\dfrac{\tilde{V}_r}{dr}=0;\qquad \dfrac{d\tilde{B}_1}{dt}+B_{0z}\dfrac{\tilde{V}_r}{dr}=0.\end{cases}\tag{14}$$

Полагая, что зависимость возмущения от расстояния r и времени t описывается функцией вида $e^{-i\omega t+ikr}$, систему уравнений (14) приведем к виду:

$$\begin{cases}\omega\tilde{V}_r-\tilde{\rho}_1\dfrac{V_s^2}{\rho_0}\cdot K\cdot\left(1+\dfrac{i}{Kr}\right)-\\ -\tilde{B}_z\dfrac{1}{4\pi\rho_0}\cdot B_{0z}\cdot K\cdot\left(1+\dfrac{i}{K^2}\right)=0;\\ \tilde{V}_r\left(K\rho_0\right)-\tilde{\rho}\omega=0;\ \tilde{V}\left(KB_0\right)-\omega\tilde{B}_z=0\ .\end{cases}\tag{15}$$

Приравнивая определитель системы (15) нулю

$$\det=\begin{vmatrix}\omega & -\dfrac{KV_s}{0}\left(1+\dfrac{i}{Kr}\right) & \dfrac{KB_{0z}}{4\pi\rho_0}\left(1+\dfrac{i}{Kr}\right)\\ K\rho_0 & -\omega & 0\\ KB_{0z} & 0 & -\omega\end{vmatrix}=0$$

получим дисперсионное уравнение

$$\omega^2-\frac{K^2B^2{}_{0z}}{4\pi\rho_0}\left(1+\frac{i}{Kr}\right)-K^2V_s\left(1+\frac{i}{K^2}\right)=0.\tag{16}$$

Решив уравнение (16), находим выражение для фазовой скорости возмущения, распространяющегося поперек магнитного поля Земли:

$$V_{\hat{o}}=\left(V_a^2+V_s^2\right)^{1/2}\cdot\left(1+K^{-2}r^{-2}\right)^{1/4}.\tag{17}$$

Из соотношения (17) следует, что на больших расстояниях от источника возмущения добавка к фазовой скорости $K^{-2}r^{-2}$, обусловленная цилиндричностью фронта волны мала и ею можно пренебречь, т.е. можно пользоваться соотношениями, полученными для приближения плоских волн.

Учитывая, что при полете ракеты с работающим двигателем в ионосфере в результате сгорания топлива образуются в основном ионы H_2O+ и $HO+$ [1], получим из (12), что для среднеширотной ионосферы ($H = 0{,}2 – 0{,}5$ эрстед, $f \sim 8 – 10$ МГц) фазовая скорость быстрой магнито-звуковой волны составляет $V_1 \sim 100 – 250$ км/с, а медленной – $V_2 \sim 1{,}0 – 1{,}4$ км/с. Время существования этих волн невелико и определяется длительностью возмущения магнитного поля. В эксперименте [2] эта длительность составляла ~30 – 60 секунд. Учитывая, что длительность возмущения магнитного поля Земли много меньше длительности возмущения плотности частиц, рассмотрим, возбуждение таких типов колебаний в случае, когда $\vec{B}=0$. В этом случае (2) преобразуется к виду:

$$\begin{cases}\omega\vec{V}-\dfrac{V_s^2}{\rho_0}\vec{K}\rho_1=0;\\ \omega\rho_1-\rho_0\left(\vec{K}\vec{V}\right)=0.\end{cases}\tag{18}$$

Системе уравнений (18) удовлетворяет следующее дисперсионное уравнение:

$$\omega^2=K^2V^2.\tag{19}$$

Уравнение (19) свидетельствует о том, что возмущение представляет собой ионно-звуковую волну, фазовая скорость распространения которой определяется следующим соотношением [5]: $V_ф = V_s$.

Поскольку скорость распространения второго возмущения, зафиксированного при запуске ракеты [2], близка к скорости ионно-звуковой волны, то, по-видимому, природа его возникновения определяется этой волной. Третье и четвертое возмущение, по-видимому, также возникают в результате воздействия на ионосферу ионно-звуковых волн, но распространяющихся по более сложным траекториям.

На активном участке траектории полета ракеты возможно образование резких градиентов концентрации заряженных частиц [1].

Вместе с тем известно [2], что в плазме, находящейся в магнитном поле и имеющей градиент концентрации заряженных частиц, возможно возбуждение дрейфовых волн. Рассмотрим возможность возбуждения дрейфовых волн в анализируемом нами случае.

Будем полагать, что изменение концентрации электронов в пространстве и времени медленное. В этом случае распределение электронов по энергии подчиняется закону Больцмана

$$n_e = n_{oe}\exp\left[\frac{\varphi\cdot e}{\chi\cdot T_e}\right], \qquad (20)$$

где n_{oe} – концентрация электронов в невозмущенной плазме (ионосфере); φ – потенциал электрического (внутреннего) поля.

В равновесном состоянии (до начала события) в рассматриваемой области ионосферы $\varphi_0 = 0$ и $n_e = n_{oe}$. Экспериментально установлено, что в результате запуска ракеты концентрация электронов в районе запуска изменяется. Это в свою очередь должно привести и к некоторому изменению потенциала φ в «следе» ракеты. Представим эти изменения в следующем виде: $\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi$; $n_e = n_{oe} + \delta n$.

Тогда из (20) получим

$$\frac{\delta n}{n_{oe}} = \frac{e\delta\varphi}{\chi T_e}. \qquad (21)$$

Дальнейшие расчеты будем проводить в декартовой системе координат. Расположим ее таким образом, чтобы ось z (а, следовательно, и орт вектор $\vec{z}_0$) была направлена вдоль вектора $\vec{B}_0$. Представим возмущения δn и $\delta\phi$ в виде волн, распространяющихся в плоскости OZX, т.е.

$$\begin{aligned}\delta n &= \Delta n\exp\{-i\omega t + iK_x X + iRK_z Z\};\\ \delta\varphi &= \Delta\varphi\exp\{-i\omega t + iK_x X + iRK_z Z\}.\end{aligned} \qquad (22)$$

Потенциал φ и напряженность электрического поля связаны известным соотношением $\vec{E} = -\nabla\varphi$. Из (21), используя (22), находим составляющую E_x электрического поля:

$$E_x = -\frac{iK_x\chi T_e}{e}\cdot\frac{\delta n}{n_{oe}}.$$

Таким образом, возмущение потенциала приводит к появлению электрического поля. Вместе с тем известно [5], что в скрещенных электрическом и магнитном полях возникает дрейф частиц в направлении, ортогональном как $\vec{E}$, так и $\vec{B}_0$ со скоростью

$$V_{DP} = -\frac{icK_x\chi T_e}{eB_0}\frac{\delta n}{n_{oe}}. \qquad (23)$$

Подставляя (23) в уравнение непрерывности, получим, что

$$\frac{\partial\delta n_t}{\partial t} = -i\left(\frac{cK_x\chi T_e}{cB_0}\cdot\frac{1}{n_{oe}}\cdot\frac{dn_{oe}}{dy}\right)\partial n.$$

Отсюда, используя (22), находим выражение для частоты дрейфовой волны

$$\omega_{gp} = \frac{cK_x\chi T_e}{cB_0}\cdot\frac{1}{n_{oe}}\cdot\frac{dn_{oe}}{dy}.$$

Фазовая скорость этой волны вдоль оси определяется следующим соотношением

$$V_{\phi gp} = \frac{c\chi T_e}{cB_0}\cdot\frac{1}{n_{oe}}\cdot\frac{dn_{oe}}{dy} \text{ или}$$

$$V_{\phi gp} = \frac{cV_{Te}^2}{\omega_{pe}V_a}\sqrt{\frac{m_e}{M_i}}\cdot\frac{1}{n_{oe}}\frac{dn_{oe}}{dy}, \qquad (24)$$

где V_{Te} – средняя тепловая скорость электронов; V_a – альфвеновская скорость; ω_{pe} – плазменная частота электронов. Из (24) следует, что при

$$\frac{1}{n_{oe}}\cdot\frac{dn_{oe}}{dy} \sim 16{*}10^{-5}\ 1/\text{см},\quad \omega_{pe} \sim (6-8)\ \text{МГц},$$

$$V_{Te} \sim 2{*}(10^7 - 10^8)\ \text{см/с [6]},$$

$$V_a \sim (100-250)\ 10^5\ \text{см/с},$$

фазовая скорость дрейфовой волны $V_{\phi gp} \sim (8\text{-}4)\cdot 10^5$ см/с.

Выводы

В результате воздействия на ионосферу факела стартующей ракеты на значительном расстоянии (несколько тысяч километров) от района запуска в ионосфере возникают ПИВ. Анализ скорости их распространения показывает, что природа возникновения этих ПИВ обусловлена воздействием на ионосферу как медленных и быстрых магнитозвуковых так и дрейфовых волн.

Список литературы

1. *Адушкин В.В. Экологические проблемы и риски воздействия ракетно-космической техники на окружающую среду: справочное пособие / В.В. Адушкин, С.И. Козлов, А.В. Петров. – М.: Изд. Анкил, 2000. – 638 с.*
2. *Ткачев Г.Н. Крупномасштабные возмущения в ионосфере, возникающие при полете ракеты с работающим двигателем / Г.Н. Ткачев, В.Д. Карлов, С.И. Козлов // Космические исследования. – 1980. – Т. 2, вып. 2. – С. 266-277.*
3. *Таран В.И. Исследования ионосферы с помощью метода некогерентного рассеяния. Основные предпосылки и и экспериментальные результаты / В.И. Таран // Вестник ХПИ: Исследования ионосферы методом НР. – Х.: ХПИ, 1979. – № 155, вып. 1. – С. 3-11.*
4. *Ландау Л.Д. Электродинамика сплошных сред: монография / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Ф.м., 1959. – 532 с.*
5. *Ишимарус С. Основные принципы физики плазмы / С. Ишимарус. – М.: Атомиздат, 1975. – 288 с.*
6. *Альперт Я.Л. Волны и искусственные тела в приземной плазме / Я.Л. Альперт. – М.: ф.м., 1974. – 214 с.*

Поступила в редколлегию 6.12.2010

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Л.Ф. Купченко, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

ДО ПИТАННЯ ПРО ГЕНЕРАЦІЮ В ІОНОСФЕРІ ЗБУРЕНЬ, ЩО РУХАЮТЬСЯ, ЯКІ ВИНИКАЮТЬ ПІД ЧАС ЗАПУСКУ РАКЕТ

В.Д. Карлов, М.М. Журавський, Д.В. Карлов, О.В. Бісова

У статті на основі аналізу рівнянь магнітної гідродинаміки, що описують іоносферну плазму, отримані співвідношення, що дозволяють обґрунтувати фізичні процеси, що протікають в іоносфері в моменти часу, що примикають до запуску ракет. Отримані вирази, що дозволяють оцінити у рамках вибраної моделі описи іоносферної плазми, швидкості поширення іоносферних обурень спостережуваних в іоносфері на видаленні від району запуску в декілька тисяч кілометрів. Сформульовані гіпотези формування іоносферних збурень, спостережуваних при запуску ракет. Результати теоретичних оцінок порівнюються з відомими експериментально отриманими даними.

Ключові слова: *іоносферна плазма, іоносферні обурення, спорадичні утворення, магнітна гідродинаміка, фазова швидкість, іонно-звукові хвилі.*

TO THE QUESTION ABOUT GENERATION IN IONOSPHERE OF MOVING INDIGNATIONS, ARISING UP AT START OF ROCKETS

V.D. Karlov, M.N. Zhuravsky, D.V. Karlov, O.V. Demon

In the article on the basis of analysis of equalizations of magnetic hydrodynamics, describing ionosphere plasma, correlations, allowing to ground physical processes, flowing in an ionosphere in moments of time, joining to the start of rockets, are got. Expressions, allowing to estimate descriptions of ionosphere plasma within the framework of the chosen model, are got, speeds of distribution of ionosphere indignations looked after in an ionosphere on moving away from the district of start in a few thousand kilometres. The hypotheses of forming of ionosphere indignations, looked after at the start of rockets are formulated. The results of theoretical estimations are compared to the known experimentally finding.

Keywords: *ionosphere plasma, ionosphere indignations, sporadic educations, magnetic hydrodynamics, phase speed, ion-voice waves.*