

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

К 75-ЛЕТИЮ ИЗМИРАН

Некоторые аспекты магнитосферно-ионосферных связей

А.А. Петрукович, М.М. Могилевский, А.А. Чернышов, Д.Р. Шкляр

Обсуждаются характеристики плазменно-волновых возмущений, возникающих в магнитосферно-ионосферной системе в результате взаимодействия волн и частиц. Эти возмущения могут быть связаны, в частности, с молниевыми разрядами и излучением мощных низкочастотных передатчиков. Последние могут формировать волноводные каналы, т.е. неоднородности плотности, начинающиеся в ионосфере над источником излучения и простирающиеся вдоль силовых линий геомагнитного поля в магнитосфере. Несмотря на свою различную природу, естественные и искусственные источники могут оказывать схожее влияние на процессы в околоземной плазме, стимулируя высыпание заряженных частиц из магнитосферы в ионосферу, а также возбуждение широкого спектра колебаний.

Ключевые слова: магнитосферно-ионосферные связи, низкочастотные излучения, активные эксперименты, молниевые разряды, взаимодействие волн и частиц, нагрев и высыпание частиц

PACS numbers: 94.20 – y, 94.30. – d

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201506i.0649

Содержание

1. Введение (649).
 2. Излучение молниевых разрядов в магнитосферно-ионосферных связях (650).
 - 2.1. Волновые пакеты в верхней ионосфере и магнитосфере, возбуждаемые молниевыми разрядами.
 - 2.2. Резонансное взаимодействие свистов с заряженными частицами в магнитосфере.
 3. Активные эксперименты (652).
 - 3.1. Стимулированные высыпания заряженных частиц под действием искусственного низкочастотного излучения.
 - 3.2. Формирование вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей под действием низкочастотного нагрева.
 4. Заключение (654).
- Список литературы (654).

1. Введение

Изучение магнитосферно-ионосферных связей является актуальной и важной задачей как для фундаментальной науки, расширяя наши представления о процессах в магнитоактивной плазме, так и для решения прикладных задач, связанных с проблемами навигации, связи, радиолокации, радиоастрономии.

Магнитосфера — область околоземного космического пространства, в котором поведение плазмы конт-

ролируется магнитным полем Земли. В результате обтекания солнечным ветром (СВ) магнитосферы Земли образуется магнитная полость, размеры которой определяются динамическим равновесием кинетического давления плазмы СВ и магнитного давления поля Земли. При увеличении давления СВ размеры магнитосферы уменьшаются, плотность плазмы в ней увеличивается, а избыток плазмы сбрасывается вдоль магнитного поля в ионосферу. Уменьшение давления СВ приводит к увеличению объема магнитосферы и заполнению её ионосферной плазмой.

Таким образом, ионосфера является "резервуаром" плазмы для магнитосферы и наоборот. Поэтому для адекватного описания крупномасштабных, глобальных процессов в околоземной плазме нужно рассматривать магнитосферно-ионосферную систему как единое целое, несмотря на то что свойства плазмы в ионосфере и магнитосфере различны. Для последовательного описания мелкомасштабных локальных процессов также необходимо рассматривать магнитосферно-ионосферную систему как единое целое. При этом ключевую роль в динамике плазмы играют разнообразные электростатические и электромагнитные колебания и волны, которые легко возбуждаются в магнитоактивной плазме и также легко затухают [1].

Наряду с внутренними источниками волн в плазме — неустойчивостями — важную роль в динамике магнитосферно-ионосферной системы играют внешние источники, которые могут иметь естественную природу, например излучение молниевых разрядов во время грозовой активности [2, 3], а также искусственные, антропогенные, например излучение коротковолновых нагревных станций [4–11] и мощных низкочастотных (НЧ) передатчиков [12].

А.А. Петрукович, М.М. Могилевский, А.А. Чернышов, Д.Р. Шкляр.
Институт космических исследований РАН,
ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация
E-mail: apetruko@iki.rssi.ru, mogilevsky@romance.iki.rssi.ru,
achernyshov@iki.rssi.ru, david@iki.rssi.ru

Статья поступила 14 мая 2015 г.

В результате воздействия мощного радиоизлучения на магнитосферно-ионосферную систему в ионосфере образуются области с повышенной плотностью заряженных частиц, из которых формируются плазменные неоднородности — дакты, вытягивающиеся вдоль магнитного поля в магнитосфере на несколько тысяч и десятков тысяч километров. Эти неоднородности являются волноводами для волн свистового диапазона и играют ключевую роль при распространении низкочастотных волн в магнитосфере.

Несмотря на различную природу и различные источники, как естественное, так и антропогенное излучение могут оказывать во многом схожее воздействие на процессы в околоземной плазме. Этим вопросам и посвящена настоящая статья.

В разделе 2 анализируются возбуждаемые молниевыми разрядами волны, принадлежащие к ионно-циклотронной и свистовой модам, и их роль в процессе высыпания частиц в ионосферу из магнитосферы. Обсуждение результатов активных экспериментов на основе прямых измерений характеристик плазмы, а также электромагнитных излучений на борту космических аппаратов представлено в разделе 3. Некоторые открытые вопросы и возможные пути их решения приведены в разделе 4.

2. Излучение молниевых разрядов в магнитосферно-ионосферных связях

Молниевые разряды длительностью от нескольких десятков микросекунд до нескольких миллисекунд, которые происходят на земной поверхности со средней частотой $10^{-7} \text{ км}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [13, 14], являются источником электромагнитного излучения в широком диапазоне частот. Согласно существующим представлениям это излучение, распространяясь в волноводе Земля–ионосфера, частично проникает в ионосферу и магнитосферу, где оно распространяется в виде ионно-циклотронных и свистовых волн. Взаимодействие этих волн с заряженными частицами ионосферы и магнитосферы, которое приводит как к высыпанию частиц из магнитосферы в ионосферу [2], так и к нагреву ионосферных ионов в результате поглощения волн [3], является одним из механизмов магнитосферно-ионосферных связей. Этот механизм и связанные с ним вопросы кратко обсуждаются в разделах 2.1, 2.2.

2.1. Волновые пакеты в верхней ионосфере и магнитосфере, возбуждаемые молниевыми разрядами

Частотный диапазон возбуждаемых молниевыми разрядами волн, имеющих достаточно большую интенсивность в верхней ионосфере и магнитосфере, включает в себя частоты от нескольких сотен герц до нескольких сотен килогерц [15, 16]. Этот частотный диапазон, конечно, не определяется длительностью молниевых разрядов, а существенно зависит от геометрии задачи и дисперсионных свойств среды.

Качественно вопрос о ширине спектра возбуждаемого излучения решается следующим образом. В атмосфере Земли, вплоть до нижней границы ионосферы, излучение распространяется со скоростью, близкой к скорости света, в то время как в ионосфере скорость распространения излучения значительно меньше вследствие резкого возрастания показателя преломления.

Очевидно, что после окончания молниевых разрядов, к моменту, в который "последний" горизонтально распространяющийся луч достигнет нижней границы ионосферы, там уже будет сосредоточено всё излучение молниевых разрядов. Поскольку высота нижней ионосферы h значительно меньше радиуса Земли R_E , вертикальный размер области, занятой излучением, l_n окажется много меньше её горизонтального размера l_h . Поэтому если разложить возмущение в ионосфере в интеграл Фурье, то в разложении будут доминировать компоненты с волновыми векторами, направленными почти вертикально, с характерными значениями $k_n \gtrsim 1/l_n$. Соответствующий диапазон частот $\omega(k_n)$, где $\omega = \omega(\mathbf{k})$ — дисперсионное уравнение в ионосфере, и даёт частотный диапазон излучения.

Как показывает анализ и как хорошо известно из эксперимента, волны, возбуждаемые молниевыми разрядами, принадлежат к ионно-циклотронной и свистовой модам [17, 18]. В дальнейшем в этом разделе мы будем говорить о свистовых волнах в магнитосфере. Роль ионно-циклотронных волн в ионосферно-магнитосферных связях обсуждалась в [3].

В верхней ионосфере в "начальный момент" времени возмущение электромагнитного поля, связанное с молниевым разрядом, может быть представлено в виде волновых пакетов (с указанными выше характеристическими волновыми векторами), локализованных в области с размерами, существенно меньшими радиуса Земли. Это возмущение имеет, очевидно, широкий пространственный спектр. Однако на достаточно больших расстояниях от этой области, а значит, и через достаточно длительное время излучение может быть представлено в виде волнового пакета с медленно изменяющимися частотой и волновым вектором, которые в данный момент времени приходят в данную точку пространства.

2.2. Резонансное взаимодействие свистов с заряженными частицами в магнитосфере

Как показывают результаты расчётов [19], в отсутствие дактов (локализованных вблизи силовой линии геомагнитного поля возмущений плотности, которые могут служить для свистовых волн своеобразным волноводом) в приэкваториальной области, где взаимодействие волн и электронов наиболее эффективно, свистовая волна переходит в квазирезонансный режим распространения, в котором угол θ между волновым вектором и вектором внешнего магнитного поля близок к углу резонансного конуса: $\cos \theta \simeq \omega/\omega_{ce}$ (в стандартных обозначениях). При этом показатель преломления волны $N = kc/\omega$ сильно возрастает и волна становится квазиэлектростатической, так что её электрическое поле направлено почти вдоль волнового вектора, а величина магнитного поля $B \ll NE$ (в системе единиц СГС). После пересечения волной экватора и при распространении её в противоположном по отношению к молниевому разряду полушарии показатель преломления волны продолжает увеличиваться, что делает возможным её резонансное взаимодействие с протонами на высоких циклотронных резонансах. Квазиэлектростатическая волна линейно поляризована, что позволяет рассматривать резонансное взаимодействие такой волны с электронами и протонами единым образом. (Естественно, что специфика взаимодействия, связанная в первую очередь с различным соотношением между частотой волны и гирочастотой частиц, при этом сохраняется.)

Поле квазиэлектростатического свистового пакета может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla\Phi(\mathbf{r}, t), \quad \Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi_0(\mathbf{r}, t) \sin \Psi(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

в то время как локальный волновой вектор $\mathbf{k}(\mathbf{r}, t)$ и локальная частота $\omega(\mathbf{r}, t)$ определяются соотношениями

$$\mathbf{k}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial\Psi}{\partial\mathbf{r}}, \quad \omega(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial\Psi}{\partial t}.$$

Вследствие азимутальной симметрии задачи и вертикального направления начальных волновых векторов распространение волн происходит в меридиональной плоскости, а уравнения движения частиц имеют интеграл x_0 , представляющий собой поперечную (по отношению к внешнему магнитному полю) координату ведущего центра частицы в меридиональной плоскости. При этом уравнения движения частиц могут быть представлены в гамильтоновом виде в канонических переменных: (p_{\parallel}, z) — продольный импульс и продольная координата — и (μ, φ) , где φ — гирофаза частицы, μ — её магнитный момент,

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2\Omega}.$$

Здесь m — масса частицы ($m = m_e$ для электронов и $m = m_i$ для протонов), $\Omega = eB_0/mc$ — абсолютная величина гирочастоты соответствующего сорта частиц. В указанных выше канонических переменных поперечная координата частицы определяется выражением

$$x = x_0 + \frac{v_{\perp}}{\Omega} \sin \varphi \equiv x_0 + \sqrt{\frac{2\mu}{m\Omega}} \sin \varphi,$$

а гамильтониан принимает вид

$$H(p_{\parallel}, z, \mu, \varphi, t) = \frac{p_{\parallel}^2}{2m} + \mu\Omega(z) + q\Phi(z, \mu, \varphi, t), \quad (2)$$

где $q = e$ и $q = -e$ для протонов и электронов соответственно. При условии, что ларморовский радиус частицы много меньше масштаба неоднородности, фаза поля даётся соотношением

$$\Psi = \Psi_0(z, t) + k_{\perp}(x - x_0) \equiv \Psi_0(z, t) + \lambda \sin \varphi,$$

где λ — безразмерный ларморовский радиус,

$$\lambda = \frac{k_{\perp}v_{\perp}}{\Omega} \equiv k_{\perp} \sqrt{\frac{2\mu}{m\Omega}}.$$

При этом локальный продольный волновой вектор и локальная частота волны определяются соотношениями

$$k_{\parallel} \simeq \frac{\partial\Psi_0}{\partial z}, \quad \omega \simeq -\frac{\partial\Psi_0}{\partial t}.$$

В новых переменных разложение гамильтониана в ряд Фурье по φ принимает вид

$$H(p_{\parallel}, z, \mu, \varphi, t) = \frac{p_{\parallel}^2}{2m} + \mu\Omega(z) + q\Phi_0(z, t) \sum_n J_n(\lambda) \sin(\Psi_0(z, t) + n\varphi), \quad (3)$$

где J_n — функция Бесселя индекса n .

Равенство нулю полной производной величины $\Psi_0(z, t) + n\varphi$ вдоль траектории частицы даёт условие резонансного взаимодействия частицы с волной:

$$k_{\parallel}(z, t)v_{\parallel} - \omega(z, t) + n\Omega(z) = 0,$$

$$\text{или } v_{\parallel} = v_{\text{res } n} \equiv \frac{\omega - n\Omega}{k_{\parallel}}, \quad (4)$$

где учтено, что, согласно (3), $d\varphi/dt \simeq \Omega$.

2.2.1. Приближение изолированных резонансов. Как известно, изменение энергии и экваториального питч-угла, а следовательно, и питч-угловое рассеяние наиболее существенны для резонансных частиц, удовлетворяющих условию (4) для некоторого номера циклотронного резонанса n . В однородной среде частицы являются резонансными или нерезонансными в зависимости от их продольной скорости. В рассматриваемом нами случае взаимодействия частиц с волновым пакетом с переменными параметрами в неоднородной среде резонансные условия (4) изменяются вдоль траектории частицы, впрочем, как и её продольная скорость. Поэтому здесь следует говорить о прохождении частицей циклотронного резонанса. В приближении изолированных резонансов, которое для реальных амплитуд свистовых волн всегда выполняется [20], в гамильтониане (3) можно оставить только одно медленно изменяющееся слагаемое, т.е. ограничиться гамильтонианом вида

$$H_n(p_{\parallel}, z, \mu, \varphi, t) = \frac{p_{\parallel}^2}{2m} + \mu\Omega(z) + q\Phi_0(z, t) J_n(\lambda) \sin(\Psi_0(z, t) + n\varphi). \quad (5)$$

В этом приближении уравнения для изменения кинетической энергии и магнитного момента частицы принимают вид

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\omega}{n} \frac{d\mu}{dt} = -q\Phi_0\omega J_n(\lambda) \cos(\Psi_0(z, t) + n\varphi), \quad (6)$$

а изменение этих величин (а следовательно, и экваториального питч-угла) при прохождении отдельных циклотронных резонансов оказывается некоррелированным.

2.2.2. Изменение экваториального питч-угла и высывание частиц в ионосфере. Как следует из (4), расстояние между резонансами по продольной скорости равно Ω/k_{\parallel} . Для электронов эта величина, как правило, больше или порядка тепловой скорости распределения энергичных частиц. Поэтому для электронов основную роль играют первый циклотронный ($n = 1$) и черенковский ($n = 0$) резонансы. Поскольку продольные скорости, отвечающие этим резонансам, имеют разные знаки, при движении в одном направлении, т.е. на половине баунс-периода, электроны могут резонансно взаимодействовать с пакетом лишь на одном резонансе. Что касается протонов, то для них расстояние между циклотронными резонансами по продольной скорости в m_i/m_e раз меньше, чем для электронов. Поэтому на половине баунс-периода протоны могут взаимодействовать с пакетом на многих циклотронных резонансах.

Как показывает анализ, большинство частиц — электронов и протонов — вблизи границы конуса потерь

являются пролётными, а время их взаимодействия с пакетом на отдельном резонансе определяется обобщённым параметром неоднородности α_n :

$$\alpha_n = k_{\parallel} \left(\frac{\mu}{m} \frac{d\omega_c}{dz} + \frac{1}{2} \frac{dv_{resn}^2}{dz} \right), \quad (7)$$

и имеет порядок величины $1/\sqrt{|\alpha|}$. Из (6) тогда следует, что для частиц вблизи границы конуса потеря изменение экваториального питч-угла ϑ при прохождении циклотронного резонанса имеет порядок величины

$$|\delta\vartheta| \sim \left| \frac{q\Phi_0\omega J_n(\lambda)}{W\sqrt{|\alpha|}} \right|. \quad (8)$$

Выражение (8) даёт оценку изменения экваториального питч-угла электронов на половине их баунс-периода колебаний между точками отражения в противоположных полушариях. Что касается протонов, то, как указано выше, на половине своего баунс-периода они могут проходить большое число циклотронных резонансов, $\Delta n \sim \omega/\Omega_{\min} \gg 1$, где Ω_{\min} — минимальное значение протонной гирочастоты вдоль силовой линии, при котором резонансное взаимодействие со свистовой волной становится эффективным. Значение Ω_{\min} определяется в неявном виде соотношениями [20]

$$k_{\perp}(z)v_{\perp} \gtrsim \omega, \quad \Omega_{\min} = \Omega(z).$$

Поскольку в квазирезонансном режиме распространения поперечный волновой вектор k_{\perp} возрастает при удалении от экватора, так же как и гирочастота $\Omega(z)$, приведённые соотношения определяют минимальную гирочастоту, а значит, и максимальный номер резонанса n_{\max} , при котором взаимодействие протонов со свистовой волной является эффективным. Что касается минимального номера циклотронного резонанса n_{\min} , то он, очевидно, определяется из соотношения $n_{\min} \sim \omega/\Omega_{\max}$, где Ω_{\max} — максимальная гирочастота протонов на силовой линии, где расположен волновой пакет. Поскольку, как отмечено выше, изменение экваториального питч-угла при прохождении отдельных циклотронных резонансов некоррелировано, его суммарное изменение, которое может быть как положительным, так и отрицательным, имеет порядок величины

$$|\Delta\vartheta| \sim \sqrt{\Delta n} |\delta\vartheta|,$$

где $|\delta\vartheta|$ определено в (8) и $\Delta n = n_{\max} - n_{\min}$. При этом частицы, для которых величина $\Delta\vartheta$ отрицательна, а первоначальный экваториальный питч-угол отличается от питч-угла конуса потерь на величину, меньшую, чем $|\Delta\vartheta|$, попадают в конус потерь и высыпаются в ионосферу.

3. Активные эксперименты

В 1960-е годы сложилось и получило развитие новое направление исследований ионосферно-магнитосферной плазмы, основой которого являются так называемые активные эксперименты (АЭ). Это направление объединило усилия специалистов по физике плазмы, радиофизиков и геофизиков, что способствовало существенному продвижению в объяснении естественных процессов в околоземной плазме, а также выявило целый ряд

явлений, вызванных внешним воздействием на магнитосферно-ионосферную систему.

Результаты АЭ позволили говорить о космической лаборатории по изучению плазмы и волновых процессов в ней [1, 21, 22]. Наиболее продуктивными АЭ оказались эксперименты по воздействию мощного электромагнитного излучения от наземных источников на ионосферно-магнитосферную плазму. Теоретические аспекты такого воздействия подробно обсуждались ранее в ряде работ, в частности в статье [23, 24]. Обзоры исследований воздействия мощного высокочастотного (ВЧ) излучения (2–12 МГц) на ионосферу приведены в работах [4–11]. Результаты исследований воздействия низкочастотного (НЧ) излучения (10–30 кГц) на магнитосферно-ионосферную систему представлены в работе [12]. В разделах 3.1 и 3.2 обсуждаются результаты исследований, которые основываются на прямых измерениях параметров плазмы и электромагнитного излучения на космических аппаратах.

3.1. Стимулированные высыпания заряженных частиц под действием искусственного низкочастотного излучения

Питч-угловая диффузия и высыпания частиц из магнитосферы в ионосферу под действием естественных излучений наблюдаются на спутниках достаточно часто [25]. Первые измерения искусственно стимулированных высыпаний были выполнены в эксперименте с мощным НЧ-передатчиком УПД-8 [26], работавшим на частоте 12 кГц. Высыпания регистрировались с помощью установленного на борту самолёта модуляционного фотометра [27], направленного на ионосферу над передатчиком. При включении передатчика наблюдалось увеличение светимости ночного неба на ≈ 40 Рл на длине волны $\lambda = 3,914 \times 10^{-7}$ м. Это линия излучения возбуждённого азота, и, следовательно, её интенсивность пропорциональна плотности потока высыпающихся частиц. Оценки полного потока энергии дают $0,13$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, что соответствует потоку электронов $5 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$ с энергией 15 кэВ.

Прямые измерения стимулированных высыпаний были проведены на спутнике "Аркад-3" в совместном эксперименте с НЧ-передатчиком УПД-8 [28], который излучал амплитудно-модулированный сигнал на частоте 15 кГц. При пролёте спутника на высоте 1500–2000 км над передатчиком потоки электронов с энергиями 0,6–2 кэВ увеличивались от $5 \times 10^3 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$ (фоновое значение для данного эксперимента) до $2,5 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Аналогичный эксперимент был проведён в США на спутнике S81-1 при его пролёте над передатчиком NAA (National Aeronautic Association) [29]. При пролёте спутника над передатчиком было зарегистрировано увеличение интенсивности потока электронов с энергиями $E > 6$ кэВ до величины $10^3 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Следует отметить, что передатчик NAA расположен в средних широтах ($L = 3,2$), а УПД-8 — заметно севернее, в субавроральных ($L = 4,0$) широтах. Разница в интенсивности потоков высыпающихся электронов может быть связана не только с различными геомагнитными условиями, но и с различием плотности захваченных частиц на разных широтах. Последующие измерения на спутнике DEMETER (Detection of Electro-Magnetic Emissions Transmitted from Earthquake Regions) подтвердили эти результаты [30].

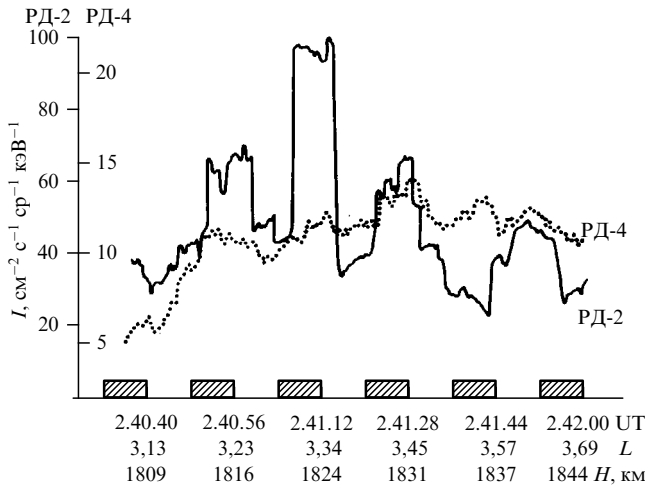


Рис. 1. Изменения интенсивности I потоков протонов с энергиями ≈ 110 кэВ (кривая РД-2) и ≈ 190 кэВ (кривая РД-4) при пролёте спутника "Аркад-3" над передатчиком УПД-8 (из работы [31]). Интервалы включения передатчика отмечены прямоугольниками на шкале времени.

Первые измерения потоков высыпавшихся протонов, стимулированных искусственным низкочастотным излучением, были проведены на спутнике "Аркад-3". На рисунке 1 приведены результаты этих измерений.

Интенсивность потоков протонов с энергиями 110 кэВ возрастает в 2,5 раза при оптимальных условиях наблюдения — магнитного сопряжения с ионосферой над передатчиком. При этом потоки более высокоэнергичных протонов (190 кэВ) изменяются незначительно, на уровне фона. Следует отметить, что в различных сеансах измерений интенсивность стимулированных потоков высыпавшихся протонов изменялась от 80 до 500 $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ в зависимости от геомагнитной активности, что может быть связано с плотностью захваченных частиц.

Таким образом, в измерениях потоков частиц при пролёте спутников над низкочастотным наземным передатчиком зарегистрированы:

- потоки высыпавшихся электронов с интенсивностью $\approx 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$;
- потоки высыпавшихся протонов с энергиями ≈ 110 кэВ. Интенсивность потоков протонов составляет 80 – 500 $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Механизм высыпания протонов под действием сигнала очень низкочастотного (ОНЧ) передатчика, предложенный в работе [20], аналогичен рассмотренному в разделе 2 механизму высыпания протонов, стимулированного излучением молниевых разрядов.

3.2. Формирование вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей под действием низкочастотного нагрева

В работе [32] показано, что значительная часть энергии электромагнитных волн НЧ-диапазона уходит на локальный нагрев ионосферы. В дневные летние часы эти потери могут достигать 90 %. Таким образом, излучение мощных наземных НЧ-передатчиков оказывает влияние на ионосферу, аналогичное влиянию ВЧ-нагревных стенов [4–11].

Экспериментальные исследования нагрева ионосферы под действием искусственного НЧ-излучения были проведены на спутнике "Аркад-3" [33]. На рисунке 2

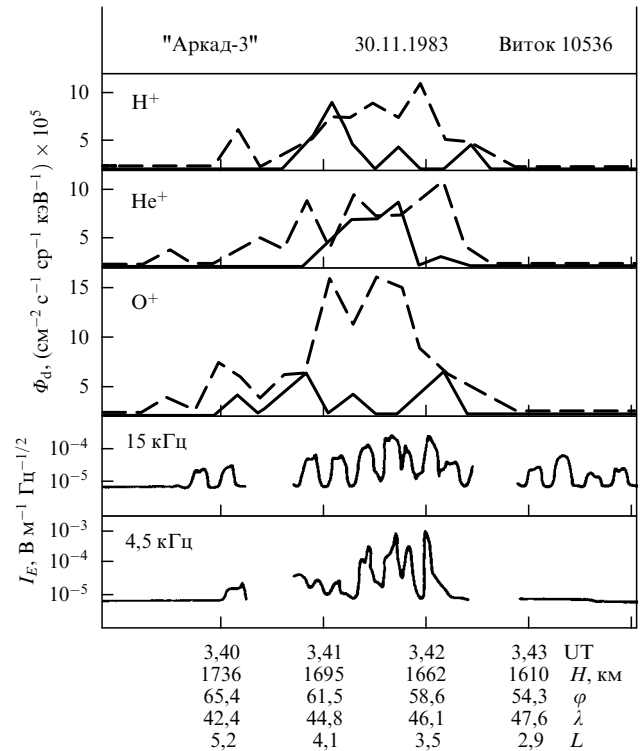


Рис. 2. Дифференциальные потоки Φ_d ионов водорода, гелия и кислорода (три верхних графика) и интенсивность I_E электромагнитного излучения на частотах 15 и 4,5 кГц (два нижних графика), измеренные на спутнике "Аркад-3" при пролёте над НЧ-передатчиком (из работы [33]). Сплошные и штриховые кривые соответствуют двум направлениям измерения прихода ионов.

показаны результаты измерений потоков трёх сортов холодных ионосферных ионов и электромагнитного поля при пролёте над НЧ-передатчиком.

При максимальной интенсивности электромагнитного поля излучения передатчика (на частоте 15 кГц) потоки восходящих ионов максимальны. Изменение интенсивности излучения на частоте 4,5 кГц, т.е. вблизи локальной частоты нижнего гибридного резонанса (НГР), указывает на механизм нагрева ионов, связанный с НГР-излучением, что подтверждают теоретические оценки работы [12].

Разогрев ионосферной плазмы под действием ВЧ-излучения приводит к выносу частиц из ионосферы в магнитосферу и формированию дактов — вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей плазмы [34, 35]. Аналогичным образом происходит формирование дактов при НЧ-нагреве [36, 37].

Следует отметить, что некоторые вопросы формирования дактов под воздействием мощного радиоизлучения до сих пор остаются открытыми. В частности, быстрое проникновение ионосферной плазмы на высоты в несколько радиусов Земли пока не нашло теоретического объяснения [38].

Таким образом, вытянутые вдоль магнитного поля неоднородности плазмы формируются над низкочастотными передатчиками двумя способами:

- в результате нагрева ионосферной плазмы НЧ-излучением;
- в результате стимулированных высыпаний энергичных частиц и образования области с повышенной ионизацией.

Первый способ наиболее эффективен в дневные часы в летний период, а второй — в ночное время в зимний период.

4. Заключение

Теоретические исследования, наземные и бортовые измерения параметров ионосферно-магнитосферной системы позволили получить достаточно целостную картину динамических процессов в околоземной плазме. Однако ряд ключевых вопросов до сих пор остаётся открытым: не ясен до конца механизм разогрева ионосферных ионов под действием ВЧ-излучения, неизвестны характеристики переноса ионосферных ионов на большие высоты и др. Космический проект "Резонанс" должен ответить на эти и другие актуальные вопросы [38].

В проекте "Резонанс" две пары спутников будут запущены на специально подобранные орбиты, которые позволят проводить длительные (до нескольких десятков минут) измерения параметров плазмы и электромагнитных полей в выбранной силовой трубке магнитного поля, которая будет опираться на ионосферу над источником излучения. Такая конфигурация эксперимента позволит исследовать динамику процессов, вызванных искусственным электромагнитным излучением.

Многие результаты, изложенные в настоящей статье, были получены сотруниками ИЗМИРАН, 75-летие со дня основания которого отмечается в этом году.

Работа выполнена при поддержке Программой 22 Президиума Российской академии наук и грантом РФФИ (15-35-20364).

Список литературы

- Арцимович Л А, Сагдеев Р З *Физика плазмы для физиков* (М.: Атомиздат, 1979)
- Lauben D S, Inan U S, Bell T F *J. Geophys. Res.* **106** 29745 (2001)
- Shklyar D R, Kuzichev I V *Geophys. Res. Lett.* **41** 201 (2014)
- Гуревич А В *УФН* **177** 1145 (2007); Gurevich A V *Phys. Usp.* **50** 1091 (2007)
- Фролов В Л и др. *УФН* **177** 330 (2007); Frolov V L et al. *Phys. Usp.* **50** 315 (2007)
- Гуревич А В *УФН* **113** 728 (1974); Gurevich A V *Sov. Phys. Usp.* **17** 613 (1975);
- Шлюгер И С *УФН* **113** 729 (1974); Shlyuger I S *Sov. Phys. Usp.* **17** 613 (1975);

- Васьков В В, Гуревич А В *УФН* **113** 730 (1974); Vas'kov V V, Gurevich A V *Sov. Phys. Usp.* **17** 614 (1975);
- Беликович В В и др. *УФН* **113** 732 (1974); Belikovich V V et al. *Sov. Phys. Usp.* **17** 615 (1975);
- Грач С М и др. *УФН* **113** 734 (1974); Grach S M et al. *Sov. Phys. Usp.* **17** 616 (1975);
- Шварцбург А Б *УФН* **113** 735 (1974); Shvartsburg A B *Sov. Phys. Usp.* **17** 617 (1975)
- Молчанов О А *Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме* (М.: Наука, 1985)
- Christian H J et al. *J. Geophys. Res.* **108** 4005 (2003)
- Collier A V et al. *J. Geophys. Res.* **116** A03219 (2011)
- Альперт Я Л *УФН* **60** 369 (1956)
- Альперт Я Л *УФН* **90** 405 (1966); Al'pert Ya L *Sov. Phys. Usp.* **9** 787 (1967)
- Colman J J, Starks M J *J. Geophys. Res.* **118** 4471 (2013)
- Parrot M et al. *J. Geophys. Res.* **113** A11321 (2008)
- Алехин Ю К, Шкляр Д Р *Геомагнетизм и астрономия* **20** 501 (1980)
- Shklyar D R *Planet. Space Sci.* **34** 1091 (1986)
- Genkin L G, Erukhimov L M *Phys. Rep.* **186** 97 (1990)
- Марков Г А, Белов А С *УФН* **180** 735 (2010); Markov G A, Belov A S *Phys. Usp.* **53** 703 (2010)
- Гинзбург В Л, Гуревич А В *УФН* **70** 201 (1960); Ginzburg V L, Gurevich A V *Sov. Phys. Usp.* **3** 115 (1960)
- Гинзбург В Л, Гуревич А В *УФН* **70** 393 (1960); Ginzburg V L, Gurevich A V *Sov. Phys. Usp.* **3** 175 (1960)
- Rosenberg T J, Helliwell R A, Katsufurakis J P *J. Geophys. Res.* **76** 8445 (1971)
- Жулин И А и др. *ДАН СССР* **230** 1073 (1976); Zhulin I A et al. *Sov. Phys. Dokl.* **21** 579 (1976)
- Ляхов С Б, Манагадзе Г Г *ПТЭ* (3) 200 (1975)
- Ковражкин Р А и др. *Письма в ЖЭТФ* **38** 332 (1983); Kovrazhkin R A et al. *JETP Lett.* **38** 397 (1983)
- Imhof W L et al. *Geophys. Res. Lett.* **10** 361 (1983)
- Sauvaud J-A et al. *Geophys. Res. Lett.* **35** L09101 (2008)
- Ковражкин Р А и др. *Письма в ЖЭТФ* **39** 193 (1984); Kovrazhkin R A et al. *JETP Lett.* **39** 228 (1984)
- Аксенов В И *Изв. вузов. Радиофизика* **18** 1333 (1975); Aksenov V I et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **18** 985 (1975)
- Джорджио Н В и др. *Письма в ЖЭТФ* **46** 322 (1987); Dzhordzhio N V et al. *JETP Lett.* **46** 405 (1987)
- Фролов В Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **88** 908 (2008); Frolov V L et al. *JETP Lett.* **88** 790 (2008)
- Milikh G M et al. *Geophys. Res. Lett.* **35** L17104 (2008)
- Milikh G M et al. *Geophys. Res. Lett.* **37** L07803 (2010)
- Могилевский М М и др. *Космические исслед.* **52** (1) 71 (2014); Mogilevsky M M et al. *Cosmic Res.* **52** 68 (2014)
- Mogilevsky M M et al., in *Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere* (Geophysical Monograph, Vol. 199, Eds D Summers et al.) (Washington, DC: American Geophysical Union, 2012) p. 117

Some aspects of magnetosphere ionosphere relations

A.A. Petrukovich, M.M. Mogilevsky, A.A. Chernyshov, D.R. Shklyar

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences,

ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation

E-mail: apetruko@iki.rssi.ru, mogilevsky@romance.iki.rssi.ru, achernyshov@iki.rssi.ru, david@iki.rssi.ru

The paper reviews the characteristics of plasma-wave perturbations produced by wave-particle interactions in the magnetosphere-ionosphere system. These perturbations may, in particular, be due to lightning discharges and to the radiation of high-power, low-frequency transmitters. These can form waveguide channels, i.e., density inhomogeneities, which originate in the ionosphere above the radiation source and extend along geomagnetic field lines in the magnetosphere. Although different in nature, the natural and man-made radiations may have similar effects on the processes in the near-earth plasma, causing the excitation of a variety of emissions in it, and stimulating the precipitation of charged particles from the magnetosphere into the ionosphere.

Keywords: magnetosphere-ionosphere coupling, low frequency emissions, active experiments, lightning stokes, wave-particle interactions, particle heating and precipitation

PACS numbers: **94.20** – y, **94.30** – d

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201506i.0649

Bibliography — 38 references

Received 14 May 2015