

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

Том XXXIX N 2

Нижний Новгород

1996

Содержание

Лекции и доклады II Международной школы
"ФИЗИКА КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ",
представленные для публикации

Губченко В. М., Ходаченко М. Л. Об электромагнитных свойствах горячей бесстолкновительной плазмы в области магнитного пересоединения	133
Meister C.-V., Kubyshkin I. Recalculation of the diffusion tensor for plasmas with ion-acoustic turbulence	148
Васьков В. В. Возбуждение низкочастотных волн на переднем фронте пучков ускоренных электронов в экспериментах по нагреву ионосферы мощной радиоволновой	163
Liperovsky V. A., Meister C. V. Sporadic E-layers as current generators	179
Заборонкова Т. М., Костров А. В., Кудрин А. В., Смирнов А. И., Шайкин А. А. Структура электромагнитных полей рамочных излучателей в магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот	192
Terina G. I. The investigation of the artificial ionospheric turbulence by the method of probing radio wave pulses	203
Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г., Кудрин А. В. Об излучении плазменно-волноводных антенных систем ОНЧ диапазона в ионосферных условиях	210
Liu J. Y. A study of quasi 16-day ionospheric oscillations	226

Liperovsky V. A., Meister C. V., Senchenkov S. A., Popov K. V., Oleynik M. A., Liperovskaya E. V. Quasi- three-dimensional model of current generation in the iono- sphere caused by neutral wind action on E _s -clouds	241
Попов К. В., Липеровский В. А., Мейстер К. В., Липе- ровская Е. В. Антропогенные эффекты недельной перио- дичности в F-области ионосферы	250

УДК 523.98, 537.862

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ ГОРЯЧЕЙ БЕССТОЛКОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ

B. M. Губченко, M. L. Ходаченко

Изучение процессов магнитного пересоединения в горячей бесстолкновительной космической плазме требует развития методов самосогласованного кинетического рассмотрения динамики плазмы в окрестности конфигураций магнитного поля $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ типа X , где важную роль играют специфические эффекты резонансного и нерезонансного взаимодействия частиц и полей, и известное МГД описание не представляется эффективным. В этих областях присутствует сильное электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, ускоряющее частицы и формирующее специфическое течение, самосогласование с генерацией токового слоя и более известное как течение Свита–Паркера. Тонкая пространственная структура таких течений и токовых систем в бесстолкновительной плазме до сих пор не ясна. Для проведения аналитического рассмотрения мы обращаем внимание на то, что непосредственно в области ускорения электрическое поле преобладает $|\mathbf{E}| \gg |\mathbf{B}|$, это позволяет развить теорию возмущений для уравнений Максвелла и уравнения Власова. Появление электрического поля обусловлено индукционными эффектами при нестационарных процессах, однако мы обращаем внимание на задачи стационарного пересоединения, где оно связано с действием сторонних источников заряда. В нулевом приближении в отсутствие источников магнитных полей распределение частиц соответствует неоднородному распределению частиц в зацанием однородном поле \mathbf{E}_0 , являющимся параметром задачи и определяющим дополнительный масштаб пространственной дисперсии $\tau_{\mathbf{B}\alpha} = 1/(-ik_{\mathbf{B}\alpha})$, где $k_{\mathbf{B}\alpha} = iq_\alpha E_0/T_\alpha$, а также характерный частотный масштаб $\omega_{\mathbf{B}\alpha} = -ik_{\mathbf{B}\alpha} v_\alpha$. Возмущение функции распределения под воздействием полей $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ и $\mathbf{B}_1(\mathbf{r})$, а значит возмущения движения частиц $\mathbf{u}_1(\mathbf{r})$, возмущения заряда $\rho_1(\mathbf{r})$ и токи $\mathbf{j}_1(\mathbf{r})$ определяются интегрированием по известной траектории ускоренного движения частицы в однородном электрическом поле. Параметрическое воздействие поля \mathbf{E}_0 приводит к переопределению электромагнитных свойств плазмы и появлению связи электростатических мод с электромагнитными за счет учета магнитного дрейфа частиц. Методами Фурье–Лаплас преобразований получены системы связанных линейных интегральных уравнений для описания самосогласованного электромагнитного поля. В полуподробном приближении рассмотрены собственные электромагнитные моды слабонеоднородной плазмы ($k\tau_{\mathbf{B}\alpha} \gg 1$) во внешнем электрическом поле.

1. ВВЕДЕНИЕ

При рассмотрении магнитосфер планет, а также корональных образований на Солнце обращает на себя внимание присутствие областей токонесущей плазмы, меняющей исходную структуру магнитного поля и формирующих саму магнитосферу. С самого начала исследований данных процессов выделились нестационарные задачи, когда появление электрического поля \mathbf{E} обуславливалось внутренними релаксационными процессами и динамикой системы во времени, и стационарные задачи, когда электрическое поле в системе вызывалось воздействием на нее внешних факторов и сторонних сил, когда работали источники и стоки плазмы [1]. Оба типа задач возникают при исследовании магнитного пересоединения, сопровождаемого конверсией магнитной энергии в тепло, ускорение частиц и генерацию волн.

При анализе обращает на себя внимание тот факт, что токонесущая плазма в рассматриваемых случаях короче [2] и магнитосфера является разреженной и горячей, величина плазменного β в ней достаточно велика, так что в такой плазме часто можно выделить незамагниченные области, близкие по конфигурации к X и O точкам и нейтральным линиям магнитного поля, в которых имеют место эффекты пересоединения и ускорения частиц. Из-за разреженности плазмы длина свободного пробега частиц оказывается много большей размера наблюдаемых структур, что позволяет считать плазму бесстолкновительной, а высокая температура определяет значительные тепловые скорости частиц по сравнению с наблюдаемыми скоростями макродвижений. В этих условиях в пространстве скоростей на функции распределения выделяются две группы частиц, по-разному взаимодействующих с индукционным электромагнитным полем или электростатическим полем, связанным с распределением зарядов. Одна группа частиц в основном адабатически отслеживает локальную структуру полей, описываемых потенциалами φ и \mathbf{A} , другая группа частиц, находясь в условиях "резонанса", ускоряется в данной структуре поля, создает дополнительный электрический ток, что обуславливает существенный вклад в изменение поля. Такого рода эффекты для их самосогласованного описания требуют, как наиболее полного и последовательного, кинетического рассмотрения вместо традиционно применяемого феноменологического магнитогидродинамического (МГД) описания [3].

Кинетическое описание процессов — достаточно сложная проблема. Для токонесущей плазмы оно развито лишь для слабонелинейных ситуаций и для простейших конфигураций типа нейтрального токового слоя [1]. Рассмотрение же взрывных процессов в магнитосферах звезд и планет требует анализа сильно нелинейных ситуаций, когда токи ускоряемых частиц могут оказаться существенными в своем влиянии на общее электромагнитное поле, а значит и на динамику токонесущей плазмы.

Изучение свойств плазмы в бесстолкновительном кинетическом приближении опирается на изучение движения заряженных частиц плазмы в самосогласованном электромагнитном поле, что важно для определения характеристических траекторий, и, возможно, дальнейшего усреднения и тем самым упрощения исходных уравнений. Вид таких характеристик наиболее прост только в случае простых конфигураций электромагнитного поля и только в этих случаях свойства плазмы изучены в полной мере. Такими простейшими ситуациями является свободное движение частицы в отсутствие полей, движение в однородном постоянном во времени магнитном поле и, рассматриваемый в данной работе, случай движения частиц в однородном постоянном во времени электрическом поле. Для более сложных электромагнитных конфигураций большая работа проделана в области исследования движения отдельной частицы в соответствующем фазовом пространстве, но в то же время недостаточное внимание уделялось самосогласованному описанию плазмы и электромагнитного поля. В связи с этим необходимо отметить, что основной трудностью теории пересоединения является то, что электромагнитное поле здесь не может быть заранее задано, оно должно определяться из самосогласованного решения кинетического уравнения и уравнений Максвелла.

Рассматривая в данной работе явление пересоединения, мы ограничиваемся изучением узких областей слабого магнитного поля, в частности вблизи X и O точек и нейтральных линий, где $r \ll r_{H_a}$ и дрейфовое описание движения частицы с выраженным гировращением несправедливо. В этом случае частица является незамагниченной, и ее свободное движение, которое может оказаться ускоренным в электрическом поле, "возмущается" под действием сил Кулона и Лоренца, что и обуславливает особые свойства плазмы в этой области, отличные от ее свойств в дрейфовой области, при этом электромагнитные эффекты могут играть определяющую роль в динамике и определении тонкой структуры полей. Если ускоренное движение в электрическом поле лишь слабо возмущается, все эффекты должны описываться линейной теорией. Исследование собственных мод такой плазмы является первым шагом на пути исследования динамики и тонкой структуры полей в области магнитного пересоединения [4, 5].

В линейных задачах, где поправки к движению частиц выражаются через возмущения к характеристике, заданной исходным внешним полем, служащим параметром в задаче, наиболее изученными как раз и оказалось ситуации незамагниченной или однородно намагниченной плазмы. При этом все свойства однородной плазмы, т.е. поведение полей слабо возмущающих движение частиц по характеристикам описывались тензором диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} . Когда траектории-характеристики являлись прямыми линиями в незамагниченной плазме, этот тензор становился диагональным с продольной ϵ_l и двумя поперечными ϵ_t компонентами. В однородном магнитном поле исходная траектория-характеристи-

ка является спиралью, а тензор диэлектрической проницаемости модифицируется и имеет уже все компоненты.

Диэлектрические свойства плазмы, помещенной в однородное электрическое поле, с учетом ускоряющего действия этого поля на частицы требуют специального рассмотрения. И здесь мы можем выделить стационарные задачи, в которых это электрическое поле не меняется и плазма неоднородна вдоль поля, и нестационарные задачи, в которых это поле может меняться по определенному временному закону и плазма вдоль поля может рассматриваться однородной. В случае гармонических во времени и однородных в пространстве электрических полей, когда невозмущенное движение частицы рассматривается как гармоническое, диэлектрические свойства плазмы приведены в монографии [6]. Там, в частности, показано, что как и в замагниченной плазме свойства такой среды становятся анизотропными и на развитие поперечных колебаний оказывают влияние продольные поля, при этом исследования касались, в основном, параметрического воздействия на высокочастотные моды плазмы. Влияние ускоряющего электрического поля на развитие квазистационарных электромагнитных полей, т.е. разрывной моды "холодного" и тонкого токового слоя, рассмотрено в работе [7]. В присутствии стационарных неоднородных электрических полей попытки учета воздействия на электростатические моды плазмы ускорения частиц приведены в монографии [8], существует направление деятельности по исследованию устойчивости двойных слоев с учетом пролетных и отраженных потенциалом частиц [9], однако, возбуждение электромагнитных мод в такой системе, по-видимому, еще не рассматривалось.

В данной работе мы интересуемся в первую очередь проблемой стационарного магнитного пересоединения и исследуем свойства мелкомасштабных (по сравнению с масштабом неоднородности плазмы) электромагнитных полей, возбуждаемых в плазме, находящейся во внешнем электрическом поле.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В отсутствие источников и стоков частиц, а также движений налагаемое на плазму стационарное внешнее электрическое поле $\mathbf{E}_0 = -\nabla\Phi_0(\mathbf{r})$ вносит анизотропию в систему, приводит к перераспределению зарядов в пространстве и обуславливает возникновение пространственной неоднородности плазмы. В этом случае равновесная функция распределения становится отличной от однородной максвелловской и имеет вид распределения Максвелла-Больцмана:

$$f_{\alpha 0}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{n_{\alpha 0}}{(2\pi v_{\alpha}^2)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{H_{\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{T_{\alpha}} \right\}, \quad (1)$$

где $H_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{m_\alpha v^2}{2} + q_\alpha \Phi_0(\mathbf{r})$ — энергия частицы, $v_\alpha = (T_\alpha/m_\alpha)^{1/2}$ — тепловая скорость, $\int f_{\alpha 0}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v} = n_\alpha(\mathbf{r})$ — концентрация частиц, $\alpha = e, i$. В качестве простейшего случая в дальнейшем мы будем рассматривать ситуацию, когда внешнее электрическое поле является однородным в пространстве и постоянным во времени: $\mathbf{E}_0 = \text{const}$, что в общем случае реализуется в окрестности некоторой точки \mathbf{r}_0 на линейном участке профиля потенциала, где $\Phi_0(\mathbf{r}) = \Phi_0(\mathbf{r}_0) - \mathbf{E}_0 \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$. В этой ситуации, несмотря на наличие электрического поля, осуществляется баланс ускорения и торможения частиц, что и обеспечивает данное стационарное состояние. В таком поле в условиях равновесия частицы могут иметь изотропное распределение по скоростям, тогда как их пространственное распределение является неоднородным, носящим характер экспоненциальной атмосферы, и может быть выражено в следующем виде:

$$n_\alpha(\mathbf{r}) = n_{\alpha 0} \cdot \exp\left\{\frac{q_\alpha(\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r})}{T_\alpha}\right\} = n_{\alpha 0} \cdot \exp(-i \mathbf{k}_{E\alpha} \mathbf{r}), \quad (2)$$

где вектор $\mathbf{k}_{E\alpha} = i(q_\alpha \mathbf{E}_0 / T_\alpha)$ характеризует направление и характерный масштаб неоднородности плазмы $r_{E\alpha} = \frac{T_\alpha}{q_\alpha E_0}$. Здесь необходимо заметить, что поскольку в кинетической теории плазмы электромагнитные поля описываются самосогласованным образом с помощью кинетического уравнения и уравнений Максвелла, то для существования в плазме однородного электрического поля необходимо определенное распределение стороннего заряда ρ_{ext} такое, чтобы обеспечить выполнение условия $\rho_{ext} + \sum_\alpha q_\alpha \int f_{\alpha 0} d\mathbf{v} = 0$.

В данной работе мы ограничимся рамками линейного описания поведения бесстолкновительной плазмы при наличии внешнего электрического поля, что предполагает слабое возмущение ускоренного движения частиц плазмы полями помещаемых в нее сторонних источников.

Линеаризованное кинетическое уравнение для возмущения функции распределения $f_{1\alpha}$ в случае бесстолкновительной плазмы в присутствии однородного постоянного во времени внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 имеет вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E}_0 \cdot \nabla \mathbf{v} \right) f_{1\alpha} = -\frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E}_1 + \frac{[\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}_1]}{c} \right) \nabla_{\mathbf{v}} f_{\alpha 0}. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1$ — возмущения электрического и магнитного поля, а $f_{\alpha 0}(\mathbf{r}, \mathbf{v}^2)$ — равновесная функция распределения частиц сорта α (см. (1)).

Уравнение (3) решаем методом интегрирования по траекториям, изложенным в [10]. Получаемое в результате решение для возмущения функ-

ции распределения записывается следующим образом:

$$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = -\frac{q_\alpha}{m_\alpha} \int_{-\infty}^t dt' \mathbf{E}_1(\mathbf{r}', t') \cdot \nabla_{\mathbf{v}'} f_{\alpha 0}(\mathbf{r}', \mathbf{v}'). \quad (4)$$

Электрическое поле \mathbf{E}_1 имеет в общем случае вихревую и потенциальную компоненту, связанные соответственно с изменением во времени магнитного поля либо с возмущением зарядов.

Возмущенное магнитное поле \mathbf{B}_1 не входит в (4) в силу изотропного характера исходного равновесного распределения частиц по скоростям ($\nabla_{\mathbf{v}} f_{\alpha 0} \parallel \mathbf{v}$). Кроме того, при написании (4) мы полагали равными нулю начальные (при $t' = -\infty$) возмущения функции распределения. Входящие в подынтегральное выражение в (4) величины \mathbf{r}' и \mathbf{v}' определяются уравнениями характеристик, описывающими равноускоренное движение частиц плазмы под действием внешнего электрического поля:

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \frac{q_\alpha \mathbf{E}_0}{m_\alpha} (t' - t), \quad (5)$$

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \mathbf{v}(t' - t) + \frac{q_\alpha \mathbf{E}_0}{2m_\alpha} (t' - t)^2. \quad (6)$$

Стоящий под интегралом в (4) $\nabla_{\mathbf{v}'} f_{\alpha 0}$ может быть представлен через производную функции распределения $f_{\alpha 0}$ по энергии:

$$\nabla_{\mathbf{v}'} f_{\alpha 0} = \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial H_\alpha} \cdot \frac{\partial H_\alpha}{\partial \mathbf{v}'} = m_\alpha \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial H_\alpha} \cdot \mathbf{v}'. \quad (7)$$

При этом, поскольку стационарная функция распределения $f_{\alpha 0}$ по определению не зависит от времени и полная энергия частиц H_α есть постоянная величина, то и производная $\frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial H_\alpha}$ также является интегралом движения и, следовательно, может быть вынесена в (4) из-под знака интеграла. Учитывая это обстоятельство и конкретный вид равновесной функции распределения $f_{\alpha 0}$ (см. (1)), после подстановки (7) в (4) и выполнения в (4), (5) и (6) замены переменных: $\tau = t' - t$, решение уравнения (3) представляется следующим образом:

$$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \frac{q_\alpha}{T_\alpha} f_{\alpha 0}(\mathbf{r}, v^2) \int_{-\infty}^0 d\tau \mathbf{E}_1(\mathbf{r}', \tau + t) \cdot \mathbf{v}'(\mathbf{v}, \tau). \quad (8)$$

Представим возмущенное электрическое поле в виде интегралов от их Фурье-Лаплас-образов [10]

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{p_0-i\infty}^{p_0+i\infty} \frac{dp}{2\pi i} e^{ikr} e^{pt} \tilde{\mathbf{E}}_k(\mathbf{k}, p). \quad (9)$$

Интегрирование происходит по всему пространству \mathbf{k} , включая как продольные (\mathbf{k}_{\parallel}) по отношению к полю E_0 и направлению неоднородности, так и поперечные (\mathbf{k}_{\perp}) значения волнового вектора. Такой подход удается последовательно развить, благодаря достаточно простому виду исходного распределения плазмы.

Подстановкой (9) в (8) с последующим учетом формы траектории $\mathbf{r}'(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \tau)$ (см. (6)) и сменой порядка интегрирования выражение для возмущения функции распределения выражается через Лаплас-образ

$$f_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = \int_{p_0 - i\infty}^{p_0 + i\infty} \frac{dp}{2\pi i} e^{pt} \tilde{f}_{\alpha}(\mathbf{r}, p), \quad (10)$$

который имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{\alpha}(\mathbf{r}, p) = \frac{q_{\alpha}}{T_{\alpha}} f_{\alpha 0}(\mathbf{r}, v^2) & \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \int_{-\infty}^0 d\tau v'(\mathbf{v}, \tau) \tilde{\mathbf{E}}_{\mathbf{k}}(\mathbf{k}, p) e^{(p+i\mathbf{k}\mathbf{v})\tau} \times \\ & \times \exp \left\{ i(\mathbf{k}E_0) \frac{q_{\alpha}}{2m_{\alpha}} \tau^2 \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Появление добавочного экспоненциального множителя связано с ускоряющим действием электрического поля на частицы.

Используя (11) определим лаплас-образы возмущения тока и заряда в плазме с внешним электрическим полем. При этом учтем определяемый характеристиками (5) вид функции $v'(\mathbf{v}, \tau)$ и выполним в первую очередь интегрирование по пространству скоростей:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{j}}(\mathbf{r}, p) &= \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int \mathbf{v} \tilde{f}_{\alpha} d\mathbf{v} = \\ &= \sum_{\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \left\{ \tilde{\mathbf{E}}_{\mathbf{k}} \cdot A_{1\alpha}(\mathbf{k}, p, \mathbf{r}) - \mathbf{k}(\tilde{\mathbf{E}}_{\mathbf{k}} \cdot \tilde{\mathbf{k}}_{\alpha}) \cdot A_{2\alpha}(\mathbf{k}, p, \mathbf{r}) \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(\mathbf{r}, p) &= \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int \tilde{f}_{\alpha} d\mathbf{v} = \\ &= \sum_{\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \frac{i}{p} (\tilde{\mathbf{E}}_{\mathbf{k}} \cdot \tilde{\mathbf{k}}_{\alpha}) \left[(\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{k}}_{\alpha}) \cdot A_{2\alpha}(\mathbf{k}, p, \mathbf{r}) - A_{1\alpha}(\mathbf{k}, p, \mathbf{r}) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Коэффициенты $A_{n\alpha}(\mathbf{k}, p, \mathbf{r})$, $n = 1, 2$ в формулах (12), (13) имеют следующий вид

$$A_{1\alpha}(\mathbf{k}, p, \mathbf{r}) = \frac{\omega_{p\alpha}^2(\mathbf{r})}{4\pi} \int_0^{\infty} d\tau \exp \left\{ -\frac{v_{\alpha}^2}{2} (\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{k}}_{\alpha}) \tau^2 - pr \right\} = \frac{\omega_{p\alpha}^2(\mathbf{r})}{4\pi} \frac{1}{p} J_+(\xi_{\alpha}), \quad (14)$$

$$A_{2\alpha}(\mathbf{k}, p, \mathbf{r}) = \frac{\omega_{p\alpha}^2(\mathbf{r})}{4\pi} v_\alpha^2 \int_0^\infty d\tau \cdot \tau^2 \exp \left\{ -\frac{v_\alpha^2}{2} (\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{k}}_\alpha) \tau^2 - p\tau \right\} = \\ = \frac{\omega_{p\alpha}^2(\mathbf{r})}{4\pi} \frac{1}{p} (\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{k}}_\alpha)^{-1} [J_+(\xi_\alpha) + \xi_\alpha^2 (1 - J_+(\xi_\alpha))], \quad (15)$$

здесь $\omega_{p\alpha}^2(\mathbf{r}) = \frac{4\pi n_\alpha(\mathbf{r}) q_\alpha^2}{m_\alpha}$, а $J_+(\xi_\alpha) = -i\sqrt{\pi/2}\xi_\alpha w(\xi_\alpha/\sqrt{2})$ — функция, выражающаяся через функцию Крампа $w(z) = \exp \left[-z^2 \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp t^2 dt \right) \right]$, которая хорошо изучена и протабулирована, $\xi_\alpha = \frac{ip}{V_{T\alpha}(\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{k}}_\alpha)^{1/2}}$. Функция $J_+(\xi_\alpha)$ имеет следующие асимптотики:

$$J_+(\xi_\alpha) \approx 1 + \frac{1}{\xi_\alpha^2} + \frac{3}{\xi_\alpha^4} + \dots - i\sqrt{\pi/2}\xi_\alpha e^{-\xi_\alpha^2/2} \quad (\text{при } |\xi_\alpha| \gg 1, |\text{Re } \xi_\alpha| \gg |\Im \xi_\alpha|),$$

$$J_+(\xi_\alpha) \approx -i\sqrt{2\pi}\xi_\alpha e^{-\xi_\alpha^2/2} \quad (\text{при } |\xi_\alpha| \gg 1, |\text{Re } \xi_\alpha| \ll |\Im \xi_\alpha|, \Im \xi_\alpha < 0) \quad (16)$$

$$J_+(\xi_\alpha) \approx -i\sqrt{\pi/2}\xi_\alpha \quad (\text{при } |\xi_\alpha| \ll 1). \quad (17)$$

Кроме того, в (12), (13), (14) и (15) мы ввели комбинационный вектор

$$\tilde{\mathbf{k}}_\alpha = \mathbf{k} - i\frac{q_\alpha}{T_\alpha} \mathbf{E}_0 = \mathbf{k} - \mathbf{k}_{E\alpha}, \quad (18)$$

который входит в указанные выражения в виде комбинации $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\alpha) = k^2 - i\frac{q_\alpha}{T_\alpha}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0)$. Это означает, что отклик плазмы сильно меняется в зависимости от величины вектора \mathbf{k} и его ориентации по отношению к направлению неоднородности, характеризуемой направлением вектора $\mathbf{k}_{E\alpha}$.

В зависимости от величины и направления вектора \mathbf{k} по отношению к вектору $\mathbf{k}_{E\alpha}$ мы выделяем ряд предельных случаев, представляющих интерес. Случай мелкомасштабных возмущений с $k_{||} \gg |\mathbf{k}_{E\alpha}|$, т.е. $k_{||} r_{E\alpha} \ll 1$, или случай достаточно слабого внешнего поля, в рамках которого удается выразить дисперсионные свойства среды через известные свойства однородной изотропной плазмы. Случай крупномасштабных возмущений $k_{||} r_{E\alpha} \ll 1$ или случай сильного внешнего поля. Резонансный случай, когда возмущения соизмеримы с масштабами неоднородности плазмы $k_{||} r_{E\alpha} = 1$ ($\tilde{\mathbf{k}}_\alpha = 0$) и имеет место сильное отличие свойств неоднородной плазмы от свойств изотропной плазмы. В случае

же, когда волна распространяется поперек поля E_0 ($k \perp E_0$), аналогичное приведенному выше деление на ситуации слабого, сильного поля и резонансный лишено смысла, так как $(k \cdot k_\alpha) = k^2$, и получаемые с учетом этого равенства из (12) и (13) выражения для возмущения плотности тока и заряда оказываются справедливы при любых соотношениях между r_E и $\lambda \sim \frac{1}{k}$, где $k = k_\perp$. Возможно также рассмотрение различных частотных интервалов: $\omega << \omega_{E\alpha}, \omega = \omega_{E\alpha}, \omega >> \omega_{E\alpha}$, где $\omega = -ip$. Подобная классификация аналогична рассматриваемой при исследовании планетарных атмосфер, находящихся под воздействием силы тяжести.

Подставляя (12) и (13) в уравнения Максвелла, учитывая (18) и определяя электромагнитное поле с помощью скалярного и векторного потенциалов: $\tilde{B}_k(k, p) = i[k \cdot \tilde{A}_k(k, p)]$, $\tilde{E}_k(k, p) = -ik\tilde{\varphi}_k(k, p) - \frac{p}{c}\tilde{A}_k(k, p)$, мы получим уравнения, которые, будучи дополнены условием калибровки $k\tilde{A}_k = 0$, определяют электромагнитные поля, возбуждаемые сторонними источниками в плазме с внешним однородным электрическим полем:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk e^{ikr} \left\{ \tilde{A}_k \left(k^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2 \tilde{\varepsilon}_t \right) + k \left(\tilde{\varphi}_k \frac{ip}{c} \tilde{\varepsilon}_l + 2 \left(\frac{p}{c}\right)^2 \tilde{A}_k \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_t}{\partial k} \right) \right\} = \frac{4\pi}{c} \tilde{j}_s(r, p), \quad (19)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk e^{ikr} \left\{ \tilde{\varphi}_k \left[k^2 \tilde{\varepsilon}_l - ik \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_l}{\partial r} \right] - \frac{p}{c} \tilde{A}_k \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_l}{\partial r} \right\} = 4\pi \tilde{\rho}_s(r, p). \quad (20)$$

В (19) и (20) мы, учитывая внешнее сходство соответствующих выражений с известными выражениями для продольной и поперечной диэлектрических проницаемостей однородной изотропной плазмы, ввели следующие обозначения:

$$\tilde{\varepsilon}_l(k, p, r) = 1 + \frac{4\pi}{p} \sum_{\alpha} A_{1\alpha} - (k \cdot \tilde{k}_{\alpha}) A_{2\alpha} = 1 + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2(r)}{V_{T\alpha}^2(k \cdot \tilde{k}_{\alpha})} (1 - J_+(\xi_{\alpha})), \quad (21)$$

$$\tilde{\varepsilon}_t(k, p, r) = 1 + \frac{4\pi}{p} \sum_{\alpha} A_{1\alpha} = 1 + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2(r)}{p^2} J_+(\xi_{\alpha}). \quad (22)$$

Заметим, что в отсутствие внешнего электрического поля выражения (21) и (22) переходят в известные выражения для $\varepsilon_l(k, p)$ и $\varepsilon_t(k, p)$ однородной изотропной плазмы.

Уравнение (20), описывающее возбуждение электромагнитного поля в случае, когда источник представляется в виде стороннего заряда, не является не зависимым по отношению к (19) и может быть получено из последнего с использованием закона сохранения заряда для источника $p\tilde{\rho}_s + \operatorname{div} \tilde{j}_s = 0$.

Из вида уравнений (19) и (20) следует, что в общем случае вихревое и потенциальное электромагнитные поля, возбуждаемые сторонними источниками в плазме с внешним электрическим полем, являются взаимосвязанными и возбуждение одного типа волн влечет за собой генерацию мод другого типа. Подобное взаимодействие потенциального и вихревого электромагнитных полей происходит из-за наличия в плазме с внешним E_0 дрейфа заряженных частиц $V_{dr} \propto [E_0 \cdot B_1]$, возникающего при распространении в ней электромагнитных возмущений и проявляющегося уже в первом порядке теории возмущений по малым E_1 и B_1 .

3. ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА СЛАБО НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим случай мелкомасштабных возмущений с произвольной взаимной ориентацией векторов E_0 и k . Выполним разложение подынтегральных функций в (19) и (20) в ряд по степеням малого параметра $i \frac{q_\alpha}{k^2 T_\alpha} (k \cdot E_0) = \frac{k k E_\alpha}{k^2}$, ограничиваясь в разложении слагаемыми первой степени по этому параметру. Малость указанного параметра разложения предполагает справедливость неравенства $r_{E\alpha} k_{||} \left[\left(\frac{k_\perp}{k_{||}} \right)^2 + 1 \right] \gg 1$, которое удовлетворяется при условии достаточно слабого поля ($k_{||} r_{E\alpha} \gg 1$). В результате уравнения для возбуждаемых сторонними источниками электромагнитных полей мы можем записать следующим образом

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk e^{ikr} \left\{ \tilde{A}_k k^2 \left[1 + \left(\frac{p}{ck} \right)^2 \varepsilon_t^0 - \left(\frac{p}{ck} \right)^2 \frac{i}{2} \operatorname{div} \left(\frac{\partial \varepsilon_t^0}{\partial k} \right) \right] + \right. \\ \left. + k \left(\tilde{\varphi}_k \frac{ip}{c} \left[\varepsilon_l^0 - \frac{i}{2} \operatorname{div} \left(\frac{\partial \varepsilon_l^0}{\partial k} \right) \right] - \frac{i}{k^2} \left(\frac{p}{c} \right)^2 \tilde{A}_k \frac{\partial}{\partial r} (\varepsilon_l^0 - \varepsilon_t^0) \right) \right\} = \frac{4\pi}{c} \tilde{j}_s(r, p), \quad (23)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk e^{ikr} \left\{ \tilde{\varphi}_k k^2 \left[\varepsilon_l^0 - \frac{i}{2} \operatorname{div} \left(\frac{\partial \varepsilon_l^0}{\partial k} \right) - \frac{i}{k^2} \left(k \cdot \frac{\partial \varepsilon_l^0}{\partial r} \right) \right] - \right. \\ \left. - \frac{p}{c} \left(\tilde{A}_k \cdot \frac{\partial \varepsilon_l^0}{\partial r} \right) \right\} = 4\pi \tilde{\rho}_s(r, p). \quad (24)$$

Введенные в (23) и (24) $\varepsilon_s^0(r, p, k)$, $\varepsilon_l^0(r, p, k)$ имеют смысл локальных поперечной и продольной диэлектрических проницаемостей. Их вид определяется формулами (21) и (22), в которых полагается $k_\alpha = k$. Здесь необходимо заметить, что уравнения (23) и (24) являются более общим вариантом уравнений, описывающих возбуждение электромагнитных полей в

слабонеоднородной плазме с внешним электрическим полем, исследуемых в [8], которые были получены для случая $E_1 \approx -\nabla\varphi$.

Для более детального изучения особенностей возбуждения электромагнитных полей в плазме с внешним электрическим полем рассмотрим в локальном приближении дисперсионные свойства такой плазмы. При этом, для определенности, систему пространственных координат выберем таким образом, чтобы внешнее поле E_0 было направлено вдоль оси z . Работа в локальном приближении означает, что мы, по существу, исследуем дисперсионные свойства системы, описываемой векторным уравнением

$$\tilde{A}_k k^2 \tilde{D}_t + k \left(\tilde{\varphi}_k \frac{ip}{c} \tilde{D}_t + \tilde{A}_{kz} \frac{ip}{c} \cdot T \right) = 0, \quad (25)$$

которое является подынтегральной функцией в (19). В (25) мы ввели обозначения:

$$\tilde{D}_t(z, p, \mathbf{k}) = \epsilon_t^0 - \frac{i}{2} \operatorname{div} \left(\frac{\partial \epsilon_t^0}{\partial \mathbf{k}} \right), \quad (26)$$

$$\tilde{D}_t(z, p, \mathbf{k}) = 1 + \left(\frac{p}{ck} \right)^2 \epsilon_t^0 - \left(\frac{p}{ck} \right)^2 \frac{i}{2} \operatorname{div} \left(\frac{\partial \epsilon_t^0}{\partial \mathbf{k}} \right), \quad (27)$$

$$T(z, p, \mathbf{k}) = -\frac{p}{ck^2} \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon_t^0 - \epsilon_t^0) = \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha} r_{E\alpha}^{-1} A_{2\alpha}^0. \quad (28)$$

Коэффициент $A_{2\alpha}^0(z, k, p)$ в (28) определяется формулой (15), где полагается $\hat{\mathbf{k}}_{\alpha} = \mathbf{k}$.

Дисперсионное уравнение, определяющее условие существования нетривиальных решений у уравнения (25), выглядит следующим образом:

$$\tilde{D}_t^2 \tilde{D}_t = 0. \quad (29)$$

Таким образом, подобно тому, как и в случае однородной изотропной плазмы, в слабо неоднородной плазме с внешним электрическим полем в локальном приближении так же удается выделить два основных типа собственных колебаний, описываемых соответственно уравнениями $\tilde{D}_t(z, p, \mathbf{k}) = 0$ и $\tilde{D}_t(z, p, \mathbf{k}) = 0$. Но при этом, как будет показано ниже, разделение собственных мод на чисто потенциальные и вихревые электромагнитные поля, подобно тому, как это происходит в однородной плазме, в данной ситуации оказывается далеко не всегда возможным.

Прежде, чем приступить к рассмотрению особенностей получаемых собственных мод, заметим, что в случае продольного по отношению к внешнему полю E_0 распространения волны $\mathbf{k} \parallel E_0$, $k_z = k_z z_0$, ситуация упрощается, поскольку из условия калибровки Кулона ($\tilde{A}_k \cdot \mathbf{k}$) = 0 мы получаем $\tilde{A}_{kz} = 0$. Из (25) с учетом $\tilde{A}_{kz} = 0$ следует, что электромагнитные поля с $\mathbf{k} \parallel E_0$, возбуждаемые в рассматриваемой плазме, носят либо чисто

потенциальный ($\tilde{\phi}_k \neq 0$, $\tilde{\mathbf{A}}_k = 0$), либо чисто вихревой ($\tilde{\mathbf{A}}_k \neq 0$, $\tilde{\phi}_k = 0$) характер.

Для моды, определяемой условием $\tilde{D}_l(z, p, \mathbf{k}) = 0$, уравнение (25) приобретает вид:

$$\tilde{\mathbf{A}}_k k^2 \tilde{D}_t + k \tilde{A}_{kz} \frac{ip}{c} \cdot T = 0. \quad (30)$$

В силу необходимости для векторного потенциала удовлетворять калибровке Кулона, из уравнения (30) следует, что продольная по отношению к внешнему полю \mathbf{E}_0 компонента векторного потенциала \tilde{A}_{kz} должна равняться нулю. В этом случае при условии, что $\tilde{D}_t(z, p, \mathbf{k}) \neq 0$, мы, согласно (25) и (30), имеем дело с чисто потенциальным электромагнитным полем, описываемым скалярным потенциалом $\tilde{\phi}_k$, ($\tilde{\mathbf{A}}_k = 0$). Возбуждение такого рода электростатических колебаний как раз и рассматривалось в [8].

Гораздо больший интерес, с точки зрения теории магнитного пересоединения и токовых слоев, представляет мода, описываемая уравнением $\tilde{D}_t(z, p, \mathbf{k}) = 0$. Для этой моды из уравнения (25) следует связь между направленной вдоль внешнего поля \mathbf{E}_0 компонентой векторного потенциала \tilde{A}_{kz} и скалярным потенциалом $\tilde{\phi}_k$

$$\tilde{A}_{kz} = -\frac{\tilde{D}_l \tilde{\phi}_k}{T}. \quad (31)$$

Данная связь означает, что в рассматриваемой моде потенциальная и вихревая составляющие электромагнитного поля являются взаимозависимыми и возбуждаются сторонним источником одновременно. То есть возбуждение сторонним током магнитного поля, в рамках рассматриваемой моды, сопровождается также возбуждением электростатического поля, и наоборот, сторонний заряд в плазме с внешним электрическим полем оказывается способен возбуждать наряду с электростатическим еще и магнитное поле. Это свидетельствует о наличии в системе специфической потенциально-вихревой электромагнитной моды, для которой характерно совместное существование потенциального электрического и поперечного по отношению к внешнему полю \mathbf{E}_0 магнитного полей. Эта мода имеет, по-видимому, принципиальное значение для теории токовых слоев и магнитного пересоединения, так как встречающиеся в указанных ситуациях электромагнитные структуры весьма похожи на структуру поля в данной моде и могут рассматриваться как своеобразные формы ее проявления.

Необходимо заметить, однако, что в частном случае, когда $\tilde{A}_{kz} = 0$, мы получаем в рамках рассматриваемой моды ($\tilde{D}_t(z, p, \mathbf{k}) = 0$) чисто вихревое поле ($\tilde{\phi}_k = 0$), описываемое векторным потенциалом $\tilde{\mathbf{A}}_k$.

Еще одной интересной особенностью рассматриваемой системы является то обстоятельство, что в ней оказывается возможным существование своего рода синтетической смешанной электромагнитной моды, опи-

сывающей системой:

$$\begin{cases} \tilde{D}_l(z, p, \mathbf{k}) = 0, \\ \tilde{D}_t(z, p, \mathbf{k}) = 0. \end{cases} \quad (32)$$

Поле в этой моде имеет в общем случае потенциальную и вихревую составляющие и описывается векторным $\tilde{A}_{kx}, \tilde{A}_{ky} \neq 0, \tilde{A}_{kz} = 0$ и скалярным $\tilde{\varphi}_k$ потенциалами. Пространственно-временные характеристики этой моды определяются конкретными значениями $\{p, \mathbf{k}\}_i$, которые являются решениями системы (32) в случае, если таковое существует.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сделаем несколько замечаний относительно применения и дальнейшего развития полученных результатов. Прежде всего, проведенное выше исследование свойств плазмы во внешнем электрическом поле является попыткой развить метод самосогласованного описания плазмы в областях, где электрическое поле преобладает по отношению к магнитному. В частности, подобная ситуация имеет место в окрестности $X-$, O -точек и нейтральных линий магнитного поля, и, следовательно, представляет интерес для теории токовых слоев и магнитного пересоединения. Предложенный метод позволяет развить самосогласованное описание движений плазмы и генерации электромагнитного поля в ситуациях, когда частицы находятся под воздействием ускоряющего электрического поля. Показано, что генерация электромагнитных полей в плазме, находящейся во внешнем электрическом поле, обладает рядом особенностей и отличается от аналогичных ситуаций в однородной, изотропной или замагниченной плазме. Внешние источники возбуждают в такой плазме одновременно вихревую и потенциальную компоненты электромагнитного поля, и в некоторых частных случаях возбуждаемые сторонними источниками поля могут иметь структуру, подобную структуре электромагнитного поля, генерируемого в процессе магнитного пересоединения. Для моделирования плазмы в окрестности магнитной X -точки необходимо взять в качестве стороннего источника ток, параллельный внешнему полю E_0 и создающий в вакууме магнитное поле X -точки. Для моделирования токового слоя необходимо рассматривать в качестве источника сторонний заряд, создающий в вакууме электрическое поле, параллельное полю E_0 . Наконец, рассматриваемый в данной работе случай слабонеоднородной плазмы оказывается эффективным при работе с нестационарными сторонними источниками, тогда как рассмотрение стационарных источников для описания процессов, подобных стационарному магнитному пересоединению, необходимо рассматривать резонансный случай $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{E\alpha}$ в общих уравнениях (19) и (20).

М. Л. Ходаченко благодарит за поддержку этой работы Российский Фонд Фундаментальных Исследований (грант № 93-02-3008). В. М. Губченко благодарит Британское Королевское Общество (грант № 638072.P), Южноевропейскую Обсерваторию (грант № A-01-080) и Фонд Католического университета г. Леувен за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Galeev A. A. // In: Basic Plasma Physic II. /Ed. by A. A. Galeev, et al. Chapter 6.2. — Amsterdam: North Holland Phys. Publ., 1984. P. 305.
2. Feldman U. // Phys. Plasmas, 1994. V. 1. N 5. P. 1390.
3. Priest E. R. // Rep. Prog. Phys., 1985. V. 48. P. 955.
4. Moses R. W., Finn J. J. M., and Ling K.-M. Plasma Heating by collisionless Magnetic Reconnection: Analysis and Computation. // Journ. Geophys. Res., 1990.
5. Burkhart G. R., Drake J. F., and Chen J. // Journ. Geophys. Res., 1990. V. 95 A11. P. 18,833.
6. Силин В. П. Параметрическое воздействие мощного излучения на плазму. — Москва: Наука, 1973.
7. Буланов С. В. // Труды ФИАН, 1974. N 74. С. 88.
8. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. — Москва: Атомиздат, 1977.
9. Волокитин А. С. и Красносельских В. В. Двойные слои в плазме. — Москва: ВИНИТИ, 1988.
10. Krall N. A. and Trivelpiece A. V. Principles of Plasma Physics. — New York: McGraw-Hill, 1972.

Институт прикладной физики
РАН, г. Н. Новгород

Поступила в редакцию
17 июля 1995 г.

ON THE ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF HOT COLLISIONLESS PLASMA IN THE REGIONS OF MAGNETIC RECONNECTION

V. M. Gubchenko, M. L. Khodachenko

Magnetic reconnection problems in a hot collisionless space plasma have led us to develop new methods for a self-consistent description of plasma dynamics in the region of an X -type magnetic field $B(r)$, where kinetic effects of resonant and non-resonant interaction of particles and fields are important,

and traditional MHD description becomes nonadequate. Inside the region of reconnection we have a very strong electric field $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ which accelerates particles and as a result a plasma flow, which is known as Sweet-Parker one, with a self-consistent current sheet is generated. The fine structure of fields, currents and flows in such a hot collisionless plasma as yet remains unclear and needs a special study. For an analytical study we confine ourselves to the internal part of the reconnection region, where the electric field is much stronger than the magnetic field, $|\mathbf{E}| \gg |\mathbf{B}|$. We have there a regular behaviour of the particles and we develop a perturbation method for the Maxwell and Vlasov equations. The electric field is often related to inductive fields but we are interested mainly in stationary reconnection and so consider a stationary electric field imposed externally and produced by external boundary conditions. In a zeroth order approximation we have no magnetic field and the particles are stationary, distributed with a balance between acceleration and deceleration in the homogeneous electric field \mathbf{E}_0 . This field is a free parameter of the problem and it produces a new length-scale $r_{E_\alpha} = 1/(-ik_{E_\alpha})$ where $k_{E_\alpha} = iq_\alpha E_0/T_\alpha$ and frequency-scale $\omega_{E_\alpha} = -ik_{E_\alpha}v_\alpha$ for reconnection scaling. A linear response of particles under fields $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ and $\mathbf{B}_1(\mathbf{r})$ and the distributions velocity of flow $\mathbf{u}_1(\mathbf{r})$, charge $\rho_1(\mathbf{r})$ and current $\mathbf{j}_1(\mathbf{r})$ are found by integrating along the particle trajectory in the homogenous electric field. The external electric field \mathbf{E}_0 redefines the linear plasma electromagnetic properties. In particular, it connects the electrostatic and electromagnetic modes via drift terms. As a result, we have a system of linear integral equations with external sources for a self-consistent description of the plasma behaviour in regions with a strong accelerating electric field. We study them in the small-scale field limit ($kr_{E_\alpha} \gg 1$) with a local approximation.

RECALCULATION OF THE DIFFUSION TENSOR FOR PLASMAS WITH ION-ACOUSTIC TURBULENCE

C.-V. Meister, I. Kubyshkin

The quasi-linear theory of a plasma with wave-particle collisions is reconsidered for the case of current-driven ion-acoustic turbulence. Especially the angular dependence of the energy spectrum of the waves is taken into account more accurately in the quasi-linear collision integral. The kinetic equation is solved assuming that the scales of the density gradients of the plasma parallel and perpendicular to an external magnetic field are much larger than the effective mean free path of the electrons. Expressions for the electron diffusion tensor are developed and estimates of the diffusion in solar flare plasmas are made.

1. INTRODUCTION

Recently one intensively tries to estimate diffusion coefficients in space plasma, especially at geomagnetic boundary layers and in connection with magnetic reconnection processes in current sheets. Thus in [1] the diffusion at the low-latitude boundary layer of the earth's magnetosphere was estimated using ion-cyclotron wave measurements of the ISEE satellites. Maximum possible diffusion coefficients of the earth's magnetopause for the case of lower-hybrid-drift turbulence were estimated in [2, 3] using quasi-linear plasma theory [2] and particle simulations [3]. In [4] quasi-linear and nonlinear plasma calculations of stochastic forces in solar flares, in the solar wind and in the plasma of the earth's magnetosphere are presented assuming ion-acoustic and lower-hybrid-drift turbulence.

Besides estimates of diffusion coefficients are of importance for active space experiments with particle beams and currents. Further they can be necessary regarding some wave measurement interpretations. In dependence on beam or current velocities various types of waves can be excited in a plasma. These waves then interact with their driving forces and cause additional spatial diffusion.

In any case, all studies of space diffusion show, that a good knowledge of the energy spectrum of the occurring waves is a prerequisite for the estimate of diffusion coefficients.

Thus in this work the quasi-linear theory for diffusion processes in solar flare plasmas is reconsidered assuming that electron currents excite ion-acoustic turbulence. Special attempt is done to take the dependence on the wave propagation direction into account.

2. QUASI-LINEAR KINETIC EQUATION

As starting point to estimate the diffusion of an electron current in a solar flare plasma with ion-acoustic turbulence driven by the current itself a stationary kinetic equation in quasilinear approximation (with respect to the wave disturbances) can be used

$$\vec{v} \frac{\partial f_b}{\partial \vec{r}} - \frac{q_e E_{ox}}{m_e} \frac{\partial f_b}{\partial v_x} - \omega_{Le} \frac{\partial f_b}{\partial \varphi_o} = I_b^{PP} + I_b^{QL}. \quad (1)$$

$f_b(\vec{r}, v, \vartheta_v, \varphi_o)$ represents the distribution function of the electrons of the current and \vec{E}_{ox} designates an external electric field, which is antiparallel to the mean magnetic induction $\vec{B}_o \parallel \vec{n}_z$. $q_a, m_a, n_a, T_a, v_a, \vec{V}_a^o, \omega_{La}$ are charge, mass, density, temperature, thermal velocity, drift velocity, and cyclotron frequency of particles of type a , $a = e = b$ — electron, $a = i$ — ion. The particle collision term [5]

$$I_b^{PP} = \nu_{bi} \frac{v_b^3}{v^3} \frac{\partial}{\partial \xi} \sin^2 \vartheta_v \frac{\partial f_b}{\partial \xi}, \quad \xi = \cos \vartheta_v, \quad \vartheta_v = \angle(\vec{v}, \vec{B}_o) \quad (2)$$

describes the weak scattering of the beam electrons by the background ions. For solar flare plasmas the electron-ion collision frequency

$$\nu_{bi} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{n_i q_i^2 q_b^2}{\sqrt{m_{bi} T_{bi}^{3/2}}} \Lambda, \quad \Lambda = \ln \left| \frac{r_D}{l_{bi}} \right|, \quad (3)$$

$$m_{bi} = \frac{m_b m_i}{m_b + m_i}, \quad \frac{T_{bi}}{k_B} = \frac{m_i T_b + m_b T_i}{m_b + m_i}, \quad (4)$$

$$l_{ab} = \frac{|q_a q_b|}{4\pi\epsilon_0 k_B T_a}, \quad \frac{1}{r_D^2} = \frac{1}{r_{De}^2} + \frac{1}{r_{Di}^2}, \quad \frac{1}{r_{Da}^2} = \frac{n_a q_a^2}{\epsilon_0 \theta_a}, \quad (5)$$

amounts to only ≈ 6 1/s. More essential is the action of the waves on the electrons taken into account by the quasi-linear collision integral

$$I_b^{QL} = \sum_{\alpha, \beta} \frac{\partial}{\partial v_\alpha} D_{\alpha, \beta} \frac{\partial}{\partial v_\beta} f_b. \quad (6)$$

In (6) [6-8]

$$D_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{2q_a^2}{m_a^2 \epsilon_0} \int \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \frac{W_E(\vec{k}; \vec{r}, t) \gamma(\vec{k}; \vec{r}, t)}{(\omega_r(\vec{k}; \vec{r}, t) - \vec{k} \vec{v})^2 + \gamma^2(\vec{k}; \vec{r}, t)} d\vec{k} \quad (7)$$

is the quasi-linear diffusion-tensor and

$$W_E(\vec{k}; \vec{r}, t) = \frac{\epsilon_0}{2V(2\pi)^3} |\delta \vec{E}(\vec{k}; \vec{r}, t)|^2 \quad (8)$$

represents the spectral density of the energy of the electric field $\delta \vec{E}$ of the wave. $W(\vec{k})$ is the total energy density of the wave mode with wave vector \vec{k} consisting of electrostatic and kinetic parts,

$$W(\vec{k}; \vec{r}, t) = \frac{\partial(\omega \dot{\epsilon}(\omega, \vec{k}))}{\partial \omega} W_E(\vec{k}; \vec{r}, t). \quad (9)$$

Further, the temporal development of W_E can be given by the relation

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \omega(\vec{k}; \vec{r}, t)}{\partial \vec{k}} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) W_E(\vec{k}; \vec{r}, t) = 2\gamma(\vec{k}; \vec{r}, t) W_E(\vec{k}; \vec{r}, t), \quad (10)$$

and for the wave frequencies $\omega = \omega_r + i\gamma$ and $\delta \vec{E}$ one has

$$\omega_r(\vec{k}; \vec{r}, t) = -\omega_r(-\vec{k}; \vec{r}, t), \quad \gamma(\vec{k}; \vec{r}, t) = \gamma(-\vec{k}; \vec{r}, t), \quad (11)$$

$$\delta \vec{E}(-\vec{k}; \vec{r}, t) = \delta \vec{E}^*(\vec{k}; \vec{r}, t). \quad (12)$$

A system of equations analogous to (1), (6)–(12) has already been used in [9] to estimate the anomalous electrical conductivity of homogeneous plasmas and was applied in [10] to investigate anomalous heating effects in the earth's ionosphere. To find the three-dimensional stationary solution of (1) for plasmas with density gradients here first a spherical coordinate system is introduced, $\vec{v}(v, \vartheta_v, \varphi_v)$, $\vec{k}(k, \vartheta_k, \varphi_k)$. Integrating over φ_k one obtains from (1)–(12) the expression ($Q = 2\pi m_i / n_i m_e^2$)

$$\vec{v} \frac{\partial f_b}{\partial \vec{r}} - \frac{q_e E_{oz}}{m_e} \frac{\partial f_b}{\partial v_z} - \omega_{Le} \frac{\partial f_b}{\partial \varphi_v} = I_b^{PP} + I_b^{QL}, \quad (13)$$

$$I_b^{QL} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^2 D_{vv} \frac{\partial f_b}{\partial v} - v D_{v\xi} \sin \vartheta_v \frac{\partial f_b}{\partial \xi} \right) - \\ - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\sin \vartheta_v D_{\xi v} \frac{\partial f_b}{\partial v} - D_{\xi\xi} \frac{1}{v} \sin^2 \vartheta_v \frac{\partial f_b}{\partial \xi} \right), \quad (14)$$

$$D_{vv}(v, \xi) = \frac{Q}{v^3} \int_{r^*}^* dx \int_0^\infty dk k^{-1} \omega_r^4 W(k, x) B(\xi), \quad (15)$$

$$D_{v\xi}(v, \xi) = D_{\xi v}(v, \xi) = \frac{Q}{v^2} \int_{r^*}^* dx \int_0^\infty dk \omega_r^3 \frac{(\frac{\omega_r \xi}{kv} - x)}{\sqrt{1 - \xi^2}} W(k, x) B(\xi), \quad (16)$$

$$D_{\xi\xi}(v, \xi) = \frac{Q}{v} \int_{r^*}^* dx \int_0^\infty dk k \omega_r^2 \frac{(\frac{\omega_r \xi}{kv} - x)^2}{1 - \xi^2} W(k, x) B(\xi), \quad (17)$$

$$B(\xi) = \left[1 - \xi^2 - x^2 + \frac{2\omega_r x \xi}{kv} - \frac{\omega_r^2}{k^2 v^2} \right]^{-1/2}. \quad (18)$$

During the φ_k -integration the condition

$$r^* = \frac{\xi \omega_r}{kv} - \eta \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{k^2 v^2}} < x < s^* = \frac{\xi \omega_r}{kv} + \eta \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{k^2 v^2}}, \quad (19)$$

appears, where $\eta = \sqrt{1 - \xi^2}$. In the limit $x \rightarrow 0$ one has $\eta^2 > \omega_r^2 / (k^2 v^2)$. As for ion-acoustic waves with

$$\omega_r \approx kc_i \left(1 + \frac{3T_i}{T_e} \right)^{1/2}, \quad c_i^2 = \frac{k_B T_e}{m_i} \quad (20)$$

the inequality $\omega_r / (kv_b) \ll 1$ is valid, from (14)–(19) follows, that the characteristic relaxation time of the energy $\tau_{WP}^{(v)} = 0,5v_b^2 D_{vv}^{-1} \sim 0,5v_b^4 k^2 \omega_r^{-2} D_{\xi\xi}^{-1}$ is much larger than the relaxation time of the momentum $\tau_{WP}^{(\xi)} = (\nu_b^{WP})^{-1} = 0,5v_b^2 D_{\xi\xi}^{-1}$. Thus neglecting the energy relaxation one has in second nonvanishing order with respect to the small parameter ω_r / kv

$$\begin{aligned} \frac{I_b^{QL}}{Q} = & \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{v} \int_{-\eta}^{\eta} dx \int_0^{\infty} dk \frac{x \omega_r^3 W(k, x)}{\sqrt{\eta^2 - x^2}} \frac{\partial f_b}{\partial \xi} + \\ & + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{v^2} \int_{-\eta}^{\eta} dx \int_0^{\infty} dk \frac{x \omega_r^3 W(k, x)}{\sqrt{\eta^2 - x^2}} \frac{\partial f_b}{\partial v} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{v^2} \int_{r^*}^s dx \int_0^{\infty} dk \frac{\omega_r^2 k W(k, x)}{\sqrt{\eta^2 - x^2}} \left[x^2 - \frac{\omega_r \xi x}{kv} \left(2 + \frac{x^2}{\eta^2 - x^2} \right) \right] \frac{\partial f_b}{\partial \xi} \right). \end{aligned} \quad (21)$$

Assuming a weak angular dependence of the distribution function f_b in former works in I_b^{QL} only the second line of (21) and the term of the third line proportional to ω_r^2 was considered [8, 11]. Here two further terms proportional to $(\omega_r / kv)^3$ and the frequency-dependence of the limits of the third integral of (21) are also taken into account.

3. INFLUENCE OF THE WAVE PROPAGATION ANGLE ON THE QUASILINEAR COLLISION INTEGRAL

Assuming for the wave saturation a two-step process consisting of wave scattering by the background ions and following damping of the waves with

long wave lengths by ion-ion collisions the total spectral energy density of the waves can be factorized,

$$W(\vec{k}) \approx W(k)\Phi(x). \quad (22)$$

According to [8] one has

$$\frac{W(k)}{4\pi n_b k_B T_b} \approx -\sqrt{\frac{\pi m_e}{(2m_i)}} \frac{\omega_r^2}{(2v_i^2 k^5)} \ln kr_D. \quad (23)$$

For small values of

$$h = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{pi}} \left(\frac{r_{De}}{r_{Di}} \right)^3 \exp \left(-\frac{r_{De}^2}{2r_{Di}^2} - \frac{3}{2} \right) \quad (24)$$

with $(1+h)\nu_{bi} \ll \nu_o$ and $g < h$, that means if the inverse Landau damping at the ions determines the wave saturation, Bychenkov & Sulin [11] found for the angular dependence of the wave spectrum [8, 11] ($x = \cos \vartheta_k$, $\vartheta_k = \angle(\vec{k}, \vec{B}_o)$)

$$\Phi(x) = \frac{4K_N}{3\pi x} \frac{d}{dx} \frac{x(x^2 - x_o^2)^{3/2}}{1 - x + h}. \quad (25)$$

$$K_N = \frac{\nu_o}{\nu_N} < 1, \quad \nu_o = \sqrt{\frac{9\pi}{8}} \frac{v_e^2}{2c_s} \left(\frac{eE_{oz}}{k_B T_e} - \frac{\partial \ln n_e}{\partial z} \right), \quad (26)$$

$$\nu_N \approx \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{8\pi}} \frac{r_{De}^2}{r_{Di}^2} \text{ for } \nu_{ii} \rightarrow 0, \quad (27)$$

$$g \approx \frac{8K_N}{3\pi} (1 - x_o^2)^{3/2} \ln \left[\frac{1 - x_o}{K_N(1 - x_o^2)^{3/2}} \right] < 1, \quad (28)$$

$$x_o^2 \approx \frac{1 + h}{K_{st}} \approx \frac{1}{K_{st}}, \quad K_{st} = \frac{\nu_o}{\nu_{ei}}, \quad \nu_{ii} \approx 0. \quad (29)$$

For small values of h ($h < g$) the amplitudes of the ion-acoustic waves can considerably increase and nonlinear wave damping becomes important. Then according to [8, 11] one has again an angular dependence (25), but h has to be substituted by g .

In [8, 11] considering ion-acoustic waves the condition $h < 1$ was assumed. But for quasineutral space plasmas h is larger than unity if ion-acoustic waves are generated, as T_b/T_i is usually smaller than 12. It should be mentioned, that one can derive the approximate relation $h = V^{crit}/c_s - 1$. V^{crit} is the minimum electron velocity necessary for the excitation of ion-acoustic waves. On the other hand, according to the derivation of (25) in [8], it seems that the general form of the presented angular dependence of the wave energy $\Phi(x)$ can approximately be used, if h satisfies the condition $\nu_{bi}(1 + h) \ll \nu_o$. Thus in the following also finite values of h will be considered.

At rather strong wave excitation with $x_0^2 \ll 1$ in (21) angular integrations of the types ($\eta^2 = \sin^2 \vartheta_v < \varepsilon^{*2}$, $\varepsilon^* = 1 + h$)

$$\chi_1(\eta) = \frac{4K_N}{3\pi\eta} \int_{-\eta}^{\eta} \frac{dx}{\sqrt{\eta^2 - x^2}} \frac{d}{dx} \left[\frac{x|x^3|}{\varepsilon^* - x} \right] = \quad (30)$$

$$= -\frac{16\varepsilon^* K_N}{3\pi} + \frac{8\varepsilon^{*4} K_N}{3\pi\eta} \left[\frac{\eta}{\varepsilon^*(\varepsilon^{*2} - \eta^2)} + \frac{\varepsilon^*}{(\varepsilon^{*2} - \eta^2)^{3/2}} \arcsin \frac{\eta}{|\varepsilon^*|} \right],$$

$$\chi_2(\eta) = \frac{4K_N}{3\pi\eta^2} \int_{-\eta}^{\eta} \frac{dx}{\sqrt{\eta^2 - x^2}} \frac{d}{dx} \left[\frac{x|x^3|}{\varepsilon^* - x} \right] = \frac{\eta}{\varepsilon^*} \chi_1 \quad (31)$$

occur.

Taking the dispersion equation of the ion-acoustic waves (20) and (23) into account, for the k -integrations in (21) follows

$$\begin{aligned} H &= \int_0^\infty dk W(k) k^3 \approx \int_{k_{\min}}^{1/r_D} dk W(k) k^3 = \\ &= \sqrt{\frac{2\pi m_e}{m_i}} \frac{\pi n_b k_B T_b c_i^2}{v_i^2 r_D} \left[1 + \frac{3T_i}{T_b} \right]^2 \\ &\cdot \left[1 + \frac{a}{\sqrt{1 + T_b/T_i}} \left(\ln \frac{a}{\sqrt{1 + T_b/T_i}} - 1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (32)$$

$$k_{\min} \approx \frac{\nu_{ii} \omega_{pe} r_{Di}^2}{\omega_{pi}^2 r_{Db}^3 (1+h)} = \frac{a}{r_{Db}} \quad (33)$$

is the wave number for which the wave dissipation because of the ion-ion collisions is of the order of the Landau damping at the ions.

As the integrand in the third line of (21) proportional to ω_r^3 diverges according to $0^{3/2}$ for $x \rightarrow \eta$, in (21) temporarily the exact tensor $D_{\xi\xi}$ will be considered, that means the third line of (21) reads

$$I_3 = H \alpha^2 \chi_3 \frac{\partial f_b}{\partial \xi}, \quad \chi_3 = \int_{r^*}^r dx \frac{\Phi(x)(x - \alpha\xi)^2}{\sqrt{\eta^2 - x^2 + 2\alpha\xi x - \alpha^2}}, \quad (34)$$

$$\alpha = \frac{c_i}{v} \sqrt{1 + \frac{3T_i}{T_e}}, \quad r^* = \xi\alpha - \eta\sqrt{1 - \alpha^2}, \quad s^* = \xi\alpha + \eta\sqrt{1 - \alpha^2}. \quad (35)$$

Further one has

$$\chi_3 = \frac{4K_N}{3\pi}(I_- - I_+), \quad (36)$$

$$I_{\pm} = \int_0^{\infty} dx \frac{(x \pm \alpha\xi)^2}{x\sqrt{\eta^2 - \alpha^2 \mp 2\alpha\xi x - x^2}} \frac{d}{dx} \left(\frac{x^4}{\varepsilon^* \pm x} \right) \quad (37)$$

(the limit of the integral $-r^*$ belongs to $\varepsilon^* + x$, the limit s^* corresponds to $\varepsilon^* - x$). Under the conditions $\varepsilon^* \geq 1$, $\alpha^2 < 1$ and $\alpha < \eta$ from (36), (37) follows in first order with respect to α

$$\begin{aligned} \frac{3\pi\chi_3}{4K_N} = & -2\sqrt{\eta^2 - \alpha^2} \frac{2\eta^4 - \varepsilon^{*2}\eta^2 + \alpha\xi\varepsilon^{*3} + 3\alpha\xi\varepsilon^*\eta^2}{\eta^2 - \varepsilon^{*2} + 2\alpha\xi\varepsilon^*} + \\ & + 2(\alpha\xi\varepsilon^{*2} - \eta^2\varepsilon^* - \frac{3}{2}\alpha\xi\eta^2) \arcsin \frac{\alpha\xi}{\eta} + \pi \frac{\alpha\xi\varepsilon^{*5} - \eta^2\varepsilon^{*4}}{(\varepsilon^{*2} - \eta^2 - 2\alpha\xi\varepsilon^*)^{3/2}} \approx \\ & \approx \frac{2\varepsilon^{*2}\eta^3 - 4\eta^5}{\eta^2 - \varepsilon^{*2}} - \frac{\pi\varepsilon^{*4}\eta^2}{(\varepsilon^{*2} - \eta^2)^{3/2}}. \end{aligned} \quad (38)$$

Substituting (30)–(32), (38) into (21) one obtains for the quasi-linear collision integral

$$\begin{aligned} \frac{I^{\text{QL}}}{c_i^2 Q H (1 + 3T_i/T_e)} = & \frac{1}{v^3} \frac{\partial f_b}{\partial \xi} \left[\frac{\partial \chi_3}{\partial \xi} - \eta \alpha \chi_1 \right] + \\ & + \frac{2\eta \alpha \chi_1}{v^2} \frac{\partial^2 f_b}{\partial \xi \partial v} + \frac{\alpha}{v^2} \frac{\partial f_b}{\partial v} \frac{\partial (\eta \chi_1)}{\partial \xi} + \frac{\chi_3}{v^3} \frac{\partial^2 f_b}{\partial \xi^2}. \end{aligned} \quad (39)$$

4. SOLUTION OF THE KINETIC EQUATION

If $L = 1/|(\partial \ln n_b / \partial r)|$ is much larger than the effective mean free path of the electrons l_b , f_b can be developed in a Taylor-series with respect to l_b/L . In zeroth order the distribution function of the stationary magnetoactive plasma without particle-particle and wave-particle interactions can be represented by

$$f_b^o(\vec{r}, \vec{v}) = f_b^M(\vec{r}, v_\perp, v_z) \left(1 + \frac{\vec{v}}{\omega_{Le}^2} \left[\tilde{\omega}_{Le} \times \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial \vec{r}} \right] \right), \quad (40)$$

$$f_b^M(\vec{r}, v_\perp, v_z) = \frac{n_b(\vec{r})}{(\pi v_b^2)^{3/2}} \exp \left\{ - \frac{(v_\perp^2 + [v_z - V_b^o]^2)}{v_b^2} \right\}. \quad (41)$$

For the inhomogeneous plasma with interactions the ansatz

$$f_b(\vec{r}, \vec{v}) = f_b^o(\vec{r}, \vec{v}) + f_b^1(\vec{r}, \vec{v}), \quad (42)$$

$$f_b^1(\vec{r}, \vec{v}) = f_b^M(\vec{r}, v_\perp, v_z) \phi^*(\vec{r}, \vec{v}), \quad \phi^*(\vec{r}, \vec{v}) = \vec{v} \phi(\vec{r}, \vec{v}), \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, \vec{v}) = A(v^2) \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} \vec{n}_z + A_1(v^2) \left(\frac{\partial \ln n_b^*}{\partial x} \vec{n}_x + \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial y} \vec{n}_y \right) + \\ + A_2(v^2) \left[\vec{\omega}_{Le} \times \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial \vec{r}} \right], \end{aligned} \quad (44)$$

$$\frac{\partial \ln n_b^*}{\partial \vec{r}} = \frac{\partial \ln n_b}{\partial \vec{r}} + \frac{q_e \vec{E}(v_z - V_b^o)}{(k_B T_b v_z)} \quad (45)$$

is used. Thus substituting (2), (39)–(45) into (13) one obtains in first order with respect to $\partial \ln n_b^*/\partial \vec{r}$ and $q_e E_{oz}/m_e v_z^2$, zeroth order of $(\partial \ln n_b^*/\partial \vec{r}) q_e E_{oz}/(k_B T_b)$, and in second order of α (35) the kinetic equation

$$\begin{aligned} v_z \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} f^M - \omega_{Le} \frac{\partial f_b^1}{\partial \varphi_v} = \\ = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\nu_{bi} \frac{v_b^3}{v^3} \eta^2 + \frac{c_i^2}{v^3} Q H \left\{ 1 + \frac{3T_i}{T_e} \right\} \chi_3 \right) \frac{\partial f_b}{\partial \xi}. \end{aligned} \quad (46)$$

Then, to solve (46), the functions

$$X(z_*) = \{A(z_*), A_1(z_*), A_2(z_*)\} \quad (47)$$

are developed in series of Laguerre polynomials

$$L_n^m(z_*) = \frac{z_*^{-m} e^{z_*}}{n!} \frac{d^n}{dz_*^n} (z_* n + m e^{-z_*}), \quad (48)$$

$$L_o^\lambda(z_*) = 1, \quad L_1^\lambda(z_*) = 1 + \lambda - z_*, \dots, \quad (49)$$

$$(n+1)L_{n+1}^\lambda(z_*) = (2n + \lambda + 1 - z_*)L_n^\lambda(z_*) - (n + \lambda)L_{n-1}^\lambda(z_*), \quad (50)$$

$$\int_0^\infty z^m e^{-z_*} L_p^{(m)}(z_*) L_q^{(m)}(z_*) dz_* = \frac{\Gamma(p+m+1)}{\Gamma(p+1)} \delta_{pq}, \quad z_* = \frac{v^2}{v_b^2}, \quad (51)$$

$$X(z_*) = \sum_{k=0}^{\infty} x_k L_k^{(3/2)}(z_*). \quad (52)$$

Multiplying (46) with

$$-v_z L_s^{3/2}(z_*), \quad s = 0, 1, 2, \dots \quad (53)$$

and integrating over the velocity space one has

$$\int L_s^{3/2} v_z^2 f^M d\bar{v} \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} = -\frac{2n_b}{\sqrt{\pi} v_b^3} \int_{-1}^1 d\xi \mu(\xi) T(s, k), \quad (54)$$

$$T(s, k) = \int_0^\infty dv L_s^{3/2} \left(\frac{v^2}{v_b^2} \right) \exp \left\{ -\frac{(\dot{v} - \xi V_b^o)^2}{v_b^2} \right\} \cdot \\ \left[\frac{2V_b^o v}{v_b^2} + \sum_{k=0}^{\infty} a_k L_k^{3/2} \left(\frac{v^2}{v_b^2} \right) \left(v + \frac{2V_b^o \xi v^2}{v_b^2} \right) \frac{\partial \ln n^*}{\partial z} \right]. \quad (55)$$

Thus in the case $s = 0, k = \{0; 1\}$ follows

$$n_b \left[V_b^{o2} + \frac{v_b^2}{2} \right] \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} = -\frac{2n_b}{\sqrt{\pi} v_b^3} \int_{-1}^1 d\xi \mu(\xi) \left\{ \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \left(-\frac{\xi V_b^o}{v_b} \right) \left[\frac{\xi V_b^{o2}}{v_b} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} \left(a_0 \left[\xi v_b V_b^o + \frac{\xi^3 V_b^{o3}}{v_b} \right] + a_1 \left[\xi v_b V_b^o - \frac{\xi^3 V_b^{o3}}{v_b} - \frac{\xi^5 V_b^{o5}}{v_b^3} \right] \right) \right] + \right. \\ \left. + \exp \left\{ -\frac{\xi^2 V_b^{o2}}{v_b^2} \right\} \left[V_b^o + \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} \left(a_0 \left[\frac{v_b^2}{2} + \xi^2 V_b^{o2} \right] + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + a_1 \left[\frac{3}{4} v_b^2 - \frac{\xi^2 V_b^{o2}}{2} - \frac{\xi^4 V_b^{o4}}{v_b^2} \right] \right) \right] \right\}, \quad (56)$$

$$\mu(\xi) = \exp \left\{ -\frac{V_b^{o2} \eta^2}{v_b^2} \right\} \left(\nu_b \eta^2 v_b^3 + c_i^2 Q H \left[1 + \frac{3T_i}{T_e} \right] \chi_3 \right). \quad (57)$$

For $s = 1, k = \{0; 1\}$ one obtains

$$n_b \left[-\frac{3}{2} V_b^{o2} - \frac{V_b^{o4}}{v_b^2} \right] \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} = \\ = -\frac{2n_b}{\sqrt{\pi} v_b^3} \int_{-1}^1 d\xi \mu(\xi) \left\{ \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \left(-\frac{\xi V_b^o}{v_b} \right) \left[\frac{\xi V_b^{o2}}{v_b} - \frac{\xi^3 V_b^{o4}}{v_b^3} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} \left(a_0 \left[\xi v_b V_b^o - \frac{\xi^3 V_b^{o3}}{v_b} - \frac{\xi^5 V_b^{o5}}{v_b^3} \right] + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + a_1 \left[\frac{5}{2} \xi v_b V_b^o + \frac{5\xi^3 V_b^{o3}}{2v_b} + \frac{3\xi^5 V_b^{o5}}{v_b^3} + \frac{\xi^7 V_b^{o7}}{v_b^5} \right] \right) \right] \right\} +$$

$$+ \exp \left\{ -\frac{\xi^2 V_b^{o2}}{v_b^2} \right\} \left[\frac{3}{2} V_b^o - \frac{\xi^2 V_b^{o3}}{v_b^2} + \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} \left(a_o \left[\frac{3v_b^2}{4} - \frac{\xi^2 V_b^{o2}}{2} - \frac{\xi^4 V_b^{o4}}{v_b^2} \right] + \right. \right. \\ \left. \left. + a_1 \left[\frac{13}{8} v_b^2 + \frac{7\xi^2 V_b^{o2}}{4} + \frac{5\xi^4 V_b^{o4}}{2v_b^2} + \frac{\xi^6 V_b^{o6}}{v_b^4} \right] \right) \right] \right\}. \quad (58)$$

Thus for the solar flare plasma with $n_e = n_i = 10^{10} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 10^7 \text{ K}$, $T_i = 2.5 \cdot 10^6 \text{ K}$, $\partial \ln n_b^*/\partial z = 0.01/\text{km}$, $E_{oz} = 17.4 \text{ V/m}$ one finds for the coefficients of the Laguerre polynomials the values $a_o \approx -8.7 \cdot 10^{-5} \text{ s}$, $a_1 \approx -1.2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^2$, and the equations (56), (58) can be transformed into

$$\left(V_b^{o2} + \frac{v_b^2}{2} \right) \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} = \mathcal{A} + a_o \mathcal{B} \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} + a_1 \mathcal{C} \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z}, \quad s = 0, \quad (59)$$

$$\left(-\frac{3}{2} V_b^{o2} - \frac{V_b^{o4}}{v_b^2} \right) \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} = \mathcal{D} + a_o \mathcal{E} \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} + a_1 \mathcal{F} \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z}, \quad s = 1. \quad (60)$$

Where $\mathcal{A} = 2.7 \cdot 10^{18} \text{ m/s}^2$, $\mathcal{B} = 9.7 \cdot 10^{25} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\mathcal{C} = 1.2 \cdot 10^{26} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\mathcal{D} = 3.7 \cdot 10^{18} \text{ m/s}^2$, $\mathcal{E} = 1.2 \cdot 10^{26} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\mathcal{F} = 2.9 \cdot 10^{26} \text{ m}^2/\text{s}^3$.

Again, multiplying (46) with

$$-v \sin \vartheta_v L_s^{3/2}(z_*) \cos(\varphi_v - \varphi_r), \quad s = 0, 1, 2, \dots \quad (61)$$

and integrating over the velocity space it follows

$$\sum_{k=0}^{\infty} \bar{L}(s, k) a_{2k} \omega_{Le}^2 = \sum_{k=0}^{\infty} \tilde{M}(s, k) a_{1k}, \quad (62)$$

$$\tilde{L}(s, k) = \frac{n_b}{4\sqrt{\pi} V_b^{o3}} \int_0^{\infty} dv L_s^{3/2} \left(\frac{v^2}{v_b^2} \right) L_k^{3/2} \left(\frac{v^2}{v_b^2} \right) \exp \left\{ -\frac{v^2 + V_b^{o2}}{v_b^2} \right\}.$$

$$\left[\exp \left\{ \frac{2vV_b^o}{v_b^2} \right\} (2v_b V_b^o v^2 - v_b^3 v) + \exp \left\{ -\frac{2vV_b^o}{v_b^2} \right\} (2v_b V_b^o v^2 + v_b^3 v) \right], \quad (63)$$

$$\tilde{M}(s, k) = \frac{-n_b}{\sqrt{\pi} v_b^3} \int_{-1}^1 d\xi \mu(\xi) \int_0^{\infty} dv L_s^{3/2} \left(\frac{v^2}{v_b^2} \right) L_k^{3/2} \left(\frac{v^2}{v_b^2} \right) \cdot \\ \cdot \exp \left\{ -\frac{(v - \xi V_b^o)^2}{v_b^2} \right\} \left[\frac{2V_b^o \xi v^2}{v_b^2} - \frac{\xi^2 v}{\eta^2} \right]. \quad (64)$$

In the case $s = 0, k = \{0; 1\}$ (62) is equivalent to

$$\begin{aligned} \frac{n_b \omega_{Le}^2}{2} \left(a_{20} v_b^2 - a_{21} V_b^{o2} \right) = \\ = - \frac{n_b}{\sqrt{\pi} v_b^3} [a_{10} F_1(v_b, V_b^o) + a_{11} F_2(v_b, V_b^o) + \dots], \end{aligned} \quad (65)$$

and for $s = 1, k = \{0; 1\}$ the equation

$$\begin{aligned} \frac{n_b \omega_{Le}^2}{2} \left(-a_{20} V_b^{o2} + a_{21} \left[\frac{5}{2} v_b^2 + 2 V_b^{o2} \right] \right) = \\ = - \frac{n_b}{\sqrt{\pi} v_b^3} [a_{10} F_2(v_b, V_b^o) + a_{11} F_3(v_b, V_b^o) + \dots] \end{aligned} \quad (66)$$

is obtained. Here the relations

$$F_1(v_b, V_b^o) = \int_{-1}^1 d\xi \mu(\xi) \left\{ \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \left(-\frac{\xi V_b^o}{v_b} \right) \right.$$

$$\left. \left[\frac{v_b V_b^o}{2} \xi + \left(\frac{V_b^{o3}}{v_b} - \frac{v_b V_b^o}{2\eta^2} \right) \xi^3 \right] + \exp \left\{ -\xi^2 V_b^{o2} / v_b^2 \right\} \left[V_b^{o2} - \frac{v_b^2}{2\eta^2} \right] \xi^2 \right\}, \quad (67)$$

$$F_2(v_b, V_b^o) = \int_{-1}^1 d\xi \mu(\xi) \left\{ \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \left(-\frac{\xi V_b^o}{v_b} \right) \right.$$

$$\left. \left[\frac{v_b V_b^o}{2} \xi + \frac{1}{2} \left(\frac{V_b^{o3}}{v_b} + \frac{v_b V_b^o}{\eta^2} \right) \xi^3 + \left(\frac{V_b^{o3}}{2v_b \eta^2} - \frac{V_b^{o5}}{v_b^3} \right) \xi^5 \right] + \right. \\ \left. + \exp \left\{ -\xi^2 V_b^{o2} / v_b^2 \right\} \left[-\frac{3v_b^2 \xi^2}{4\eta^2} + \left(\frac{V_b^{o2}}{2\eta^2} - \frac{V_b^{o4}}{v_b^2} \right) \xi^4 \right] \right\}, \quad (68)$$

$$F_3(v_b, V_b^o) = \int_{-1}^1 d\xi \mu(\xi) \left\{ \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \left(-\frac{\xi V_b^o}{v_b} \right) \right.$$

$$\left. \left[\frac{5v_b V_b^o}{4} \xi + \frac{5}{2} \left(\frac{V_b^{o3}}{v_b} - \frac{v_b V_b^o}{2\eta^2} \right) \xi^3 + \frac{5V_b^{o5}}{2v_b^3} \xi^5 + \left(\frac{V_b^{o7}}{v_b^5} - \frac{V_b^{o5}}{2v_b^3 \eta^2} \right) \xi^7 \right] + \right.$$

$$\left. + \exp \left\{ -\xi^2 V_b^{o2} / v_b^2 \right\} \left[\left(2V_b^{o2} - \frac{13}{8} \frac{v_b^2}{\eta^2} \right) \xi^2 + \left(\frac{2V_b^{o4}}{v_b^2} + \frac{V_b^{o2}}{4\eta^2} \right) \xi^4 + \right. \right.$$

$$+ \left(\frac{V_b^{o6}}{v_b^4} - \frac{V_b^{o4}}{2v_b^2\eta^2} \right) \xi^6 \right] \} \quad (69)$$

are introduced. Then multiplying (46) with

$$-v \sin \vartheta_v L_s^{3/2}(z_*) \sin(\varphi_{\vec{v}} - \varphi_{\vec{r}}) \quad (70)$$

one has

$$- \sum_{k=0}^{\infty} \tilde{L}(s, k) a_{1k} \omega_{Le} = \frac{\tilde{M}(s, k=0)}{\omega_{Le}} + \sum_{k=0}^{\infty} \tilde{M}(s, k) a_{2k} \omega_{Le}, \quad (71)$$

that means for $s = 0, k = \{0; 1\}$ it follows

$$\begin{aligned} & -\frac{n_b \omega_{Le}}{2} (a_{10} v_b^2 - a_{11} V_b^{o2}) = \\ & = \frac{-n_b}{\sqrt{\pi} v_b^3 \omega_{Le}} [(1 + a_{20} \omega_{Le}^2) F_1(v_b, V_b^o) + a_{21} \omega_{Le}^2 F_2(v_b, V_b^o) + \dots], \end{aligned} \quad (72)$$

and for $s = 1, k = \{0; 1\}$ one finds

$$\begin{aligned} & -\frac{n_b \omega_{Le}}{2} (-a_{10} V_b^{o2} + a_{11} \left[\frac{5}{2} v_b^2 + 2 V_b^{o2} \right]) = \\ & = -\frac{n_b}{\sqrt{\pi} v_b^3 \omega_{Le}} [(1 + a_{20} \omega_{Le}^2) F_2(v_b, V_b^o) + a_{21} \omega_{Le}^2 F_3(v_b, V_b^o) + \dots]. \end{aligned} \quad (73)$$

As within quasilinear theory the total wave impuls equals zero [6] the momentum conservation of a plasma system with electron-ion collisions and electron-wave collisions is fulfilled, if the coefficients a_{10} and a_{20} vanish. Thus in the case $|V_b^o| < v_b$ one has

$$a_{11} = \frac{-2\sqrt{\pi} v_b^3 V_b^{o2} F_1}{4F_2^2 + \pi v_b^6 \omega_{Le}^2 V_b^{o4}}, \quad \omega_{Le}^2 a_{21} = \frac{-4F_1 F_2}{4F_2^2 + \pi v_b^6 \omega_{Le}^2 V_b^{o4}} \quad (74)$$

according to (65), (72). In solar flares with $\omega_{Le} \approx 3.5 \cdot 10^9$ Hz F_1 amounts to $\approx 7.5 \cdot 10^{47}$ m⁵/s⁶ and F_2 has a value of $\approx 1.3 \cdot 10^{48}$ m⁵/s⁶, that means one has $a_{11} \approx -2.6 \cdot 10^{-12}$ s, $a_{21} \approx -4.8 \cdot 10^{-20}$ s².

5. CALCULATION OF THE DIFFUSION TENSOR

Finally the macroscopic properties of the turbulent plasma have to be calculated with the help of the coefficients a_s , a_{1s} and a_{2s} . The diffusion tensor D^* is defined by

$$\vec{V}_e^o = V_b^o \vec{n}_z - D^* \frac{\partial \ln n_e^*}{\partial \vec{r}} = V_b^o \vec{n}_z - \frac{D^*}{n_e} \left(\frac{\partial n_e}{\partial \vec{r}} - \frac{q_e n_e \vec{E}}{k_B T_e} \right). \quad (75)$$

Thus estimating the mean electron velocity parallel to \vec{B}_o

$$\begin{aligned} V_{ez}^o &= \frac{1}{n_b} \int d\vec{v} v_z f_b^o = V_b^o + \frac{1}{n_b} \int d\vec{v} v_z^2 f_b^M A \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} = \\ &= V_b^o + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a_k}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dv L_k^{3/2} \left(\frac{v^2}{v_b^2} \right) \left\{ e^{-(v-V_b^o)^2/v_b^2} \left[\frac{v^3}{v_b V_b^o} - \frac{v_b v^2}{V_b^{o2}} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{v_b^3 v}{2V_b^{o3}} \right] - e^{-(v+V_b^o)^2/v_b^2} \left[\frac{v^3}{v_b V_b^o} + \frac{v_b v^2}{V_b^{o2}} + \frac{v_b^3 v^2}{2V_b^{o3}} \right] \right\} \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} = \\ &= V_b^o + \left(a_0 \left[\frac{v_b^2}{2} + V_b^{o2} \right] - a_1 \left[\frac{3}{2} V_b^{o2} + \frac{V_b^{o4}}{v_b^2} \right] + \dots \right) \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial z} \end{aligned} \quad (76)$$

the coefficient $D_{||}^*$ can be found. $D_{||}^*$ describes the reduction of the electron current parallel to \vec{B}_o exciting the plasma turbulence. In this work $D_{||}^*$ includes also terms completing the zeroth-order momentum balance of the plasma, as in the ansatz (40)–(41) for the electron distribution function f_b^o of the collisionless plasma no density gradients parallel to the magnetic induction \vec{B}_o are taken into account (consequently $a_0 \neq 0$).

The mean electron velocity perpendicular to the magnetic induction is

$$\begin{aligned} V_{e\perp}^o &= \frac{1}{n_b} \int d\vec{v} v_{\perp} f_b^o = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a_{1k}}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dv L_k^{3/2} \left(\frac{v^2}{v_b^2} \right) \cdot \\ &\quad \left\{ e^{-(v-V_b^o)^2/v_b^2} \left[\frac{v_b v^2}{2V_b^{o2}} - \frac{v_b^3 v}{4V_b^{o3}} \right] - e^{-(v+V_b^o)^2/v_b^2} \left[\frac{v_b v^2}{2V_b^{o2}} + \frac{v_b^3 v}{4V_b^{o3}} \right] \right\} \cdot \\ &\quad \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial \rho} = \left(a_{10} \frac{v_b^2}{2} - \frac{1}{2} a_{11} V_b^{o2} + \dots \right) \frac{\partial \ln n_b^*}{\partial \rho}. \end{aligned} \quad (77)$$

Thus for the turbulent diffusion in a solar flare plasma one has $D_{||}^* \approx 5.5 \cdot 10^8 \text{ m}^2/\text{s}$ and $D_{\perp}^* \approx 3 \cdot 10^2 \text{ m}^2/\text{s}$.

6. DISCUSSION AND CONCLUDING REMARKS

In this work the quasi-linear kinetic theory of a plasma with particle-particle collisions and collisions between charges and ion-acoustic waves is considered. The influence of the wave propagation direction on the collision integral is recalculated for wave excitation in a solar flare plasma with an excitation threshold of the waves of $V_{\text{crit}} \approx 11c_s$. The kinetic equation is solved assuming that the scales of the density gradients of the plasma parallel and perpendicular to the external magnetic field are much larger than the effective mean free path of the electrons. In comparison to former works investigating transport coefficients of inhomogeneous plasma [5, 10] the ansatz for the electron distribution function (40)–(42) takes the electron drift velocity into account. Expressions for the electron diffusion tensor are developed and estimates of the diffusion in solar flare plasmas are made. It is shown that under typical flare conditions the turbulent diffusion is many orders larger than the collisional diffusion.

The obtained values for the diffusion coefficients in solar flares with ion-acoustic turbulence parallel to the magnetic field (and parallel to the electron drift according to the assumptions) are of the order of values found for the plasma near the earth's magnetopause using quasilinear theory [1, 2] and computer simulations [3]. The diffusion perpendicular to the magnetic field is orders of magnitude lower. That is a consequence of the fact that ion-acoustic waves with maximum energy propagate parallel to the magnetic field. To model in future reconnection processes in space plasma it would be interesting to repeat the here made diffusion tensor estimates for waves propagating mainly perpendicular to the magnetic field.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was partially supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft under contract 436 RUS 17/16/95 (S). The authors gratefully thank the organization.

REFERENCES

1. Tsurutani B. T., Thorne R. M. // Geophys. Res. Letters, 1982. V. 9. P. 1247.
2. Treumann R. A., La Belle J., Pottelette R. Plasma transport through magnetic boundaries // J. Geophys. Res., in press.
3. Okuda H. // J. Geophys. Res., 1992. V. 97(2). P. 1389.
4. Meister C.-V. // Astron. Nachr., 1995. V. 316(5). P. 295; Modelling of stochastic forces in turbulent space plasmas, this volume.

5. Braginski S. I. // In: Voprosy Teorii Plazmy 1. /Ed. M. A. Leontovich. — Moscow: Gozatomizdat, 1963. P. 183.
6. Krall N. A., Trivelpiece A. W. Principles of Plasma Physics. — New York: Mc Graw-Hill, 1973.
7. Aleksandrov A. F., Bogdankevich L. C., Ruchadze A. A. Fundamentals of Plasma Electrodynamics. — Moscow: Vysshaya Shkola, 1978.
8. Galeev A. A., Sagdeev R. Z. // In: Handbook of Plasma Physics, Supplement to Vol. 2. /Eds. A. A. Galeev & R. Sudan. — North Holland, Amsterdam, 1984. P. 5.
9. Rudakov L. I., Korabljov L. V. // Zh. exp. i teor. fiziki, 1966. V. 50(1). P. 220.
10. Mishin E. V. // Astrophys. Space Sci., 1974. V. 27. P. 367.
11. Bychenkov V. Ju., Silin V. P. // Zh. exp. i teor. fiz., 1982. V. 82. P. 1886; Bychenkov V. Ju., Silin V. P., Uryupin S. A. // Physics Reports, 1988. V. 164(3). P. 119.

Potsdam University, WIP-Project
Space Plasma Physics.
St. Petersburg University, Institute
of Physics

Поступила в редакцию
15 декабря 1995 г.

УДК 550.388.2

**ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН
НА ПЕРЕДНЕМ ФРОНТЕ ПУЧКОВ
УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
ПО НАГРЕВУ ИОНОСФЕРЫ МОЩНОЙ
РАДИОВОЛНОЙ**

B. B. Васьков

Исследовано возбуждение низкочастотных волн во внешней ионосфере на переднем фронте пучков ускоренных электронов, образующихся в области отражения мощной радиоволны от ионосферы. Найден интегральный инкремент неустойчивости Γ для волнового пакета, пересекающего неустойчивую область. Величина Γ зависит от отношения $R = (\partial\omega/\partial k_{\parallel}) / (\omega/k_{\parallel})$ групповой скорости волнового пакета в направлении геомагнитного поля к соответствующей фазовой скорости, равной скорости резонансных частиц.

Показано, что на высотах внешней ионосферы (гирачаcтота электронов $f_{Be} \approx 1$ МГц, отношение ионной и электронной масс $M/m = 18364$) инкремент Γ нижнегибридных колебаний имеет максимум на частоте $f \approx 200$ кГц, возникающий в области $R \approx 1$, когда фазовая скорость ω/k_{\parallel} возбуждаемых волн начинает увеличиваться под влиянием ионов. Возбуждение потенциальных колебаний с частотой $f < f_B$ возрастает по мере уменьшения f , поскольку в этом случае отношение скоростей R стремится к единице. Усиление ионно-циклotronных колебаний наиболее эффективно в окрестности второй ионной гирогармоники $f < 2f_B \approx 1$ МГц.

Магнитогидродинамические волны взаимодействуют с более энергичными электронами, скорость которых сравнима с альфеновской скоростью $V_A \sim 10^8$ см/с. Это взаимодействие подавлено по малому параметру $(m/M) = 1/1836$. Однако инкремент возбуждения низкочастотных Альфеновских волн становится значительным в случае их квазипоперечного распространения ($k_{\parallel} \ll k_{\perp}$) в сильно замагниченной ионосферной плазме, когда альфеновская скорость значительно превышает тепловую скорость электронов. Взаимодействие быстрой магнитозвуковой (БМЗ) волны с резонансными электронами существенно возрастает в области частот $f \gg f_B$: в случае $R = 1$, когда волновой пакет движется вдоль магнитного поля со скоростью резонансных частиц (это условие аналогично хорошо известному условию Жандрина, исследованному ранее для высокочастотных свистящих атмосфериков, возбуждаемых более энергичными электронами). Найдены величина и направление волнового вектора БМЗ-волны в зависимости от ее частоты f в условиях $R = 1$.

Обсуждается возможность приложения рассмотренных процессов для объяснения некоторых особенностей генерации низкочастотного излучения в нагревных экспериментах.

B. B. Васьков

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в области отражения мощной радиоволны от ионосферы развивается высокочастотная плазменная турбулентность, вызывающая нагрев тепловых и ускорение сверхтепловых электронов плазмы. Последние могут распространяться вдоль силовых линий геомагнитного поля, приводя к возбуждению плазменных колебаний на больших расстояниях от области отражения мощной радиоволны. В частности, ускоренные электроны могут служить источником генерации КНЧ-шумов во внешней ионосфере, зарегистрированных бортовой аппаратурой ИСЗ над стендом "Сура" в экспериментах [1-3]. В указанных работах сделано предположение, что усиление шумов над мощным нагревным стендом может быть связано с импульсным характером процесса ускорения и происходит на переднем фронте пучков ускоренных электронов, распространяющихся во внешнюю ионосферу. При этом в начале каждого импульса на функции распределения сверхтепловых электронов образуется перемещающийся "горб", взаимодействие с которым и приводит к раскачке плазменных колебаний. В настоящем сообщении этот механизм генерации волн рассмотрен более подробно для различных ветвей низкочастотных колебаний.

2. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим следующую постановку задачи. Пусть мощная радиоволна отражается на достаточно большой высоте ~ 300 км, на которой столкновениями сверхтепловых электронов с другими частицами можно пренебречь. Будем считать, что процесс ускорения имеет импульсный характер, и рассмотрим распространение пучка ускоренных электронов вдоль магнитного поля в начале каждого из импульсов на значительных расстояниях от области их генерации. Функцию распределения ускоренных частиц с достаточной степенью общности можно записать в виде

$$f_s(v_{\parallel}, v_{\perp}, s, t) = N_s f_{\perp}(v_{\perp}) \begin{cases} 0 & \tau < 0, \\ f_{\parallel}(\tau) & 0 < \tau < \tau_c, \\ f_{\parallel}^{(0)}(v_{\parallel}) & \tau_c < \tau, \end{cases} \quad (1)$$

$$\tau = t - s/v_{\parallel}.$$

Здесь s — расстояние, отсчитываемое вдоль силовых линий геомагнитного поля \vec{B} , начиная от уровня отражения мощной радиоволны, в окрестности которого происходит ускорение частиц; v_{\parallel} , v_{\perp} — компоненты скорости электрона вдоль и поперек поля \vec{B} ; N_s , $f_{\perp}(v_{\perp})$, $f_{\parallel}^{(0)}(v_{\parallel})$ — установленные значения концентрации ускоренных электронов в области отражения и их функций распределения по скоростям v_{\perp} , v_{\parallel} , нормированных

на единицу: $\int f_{\perp}(v_{\perp}) 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} = 1$, $\int f_{\parallel}^{(0)}(v_{\parallel}) dv_{\parallel} = 1$; τ_c — характерное время формирования электронного пучка в области ускорения частиц $s = 0$. Предполагается, что процесс ускорения начинается в момент времени $t = 0$.

Из (1) следует, что на переднем фронте пучка ускоренных электронов на достаточно больших расстояниях

$$s = v_{\parallel} t \gg v_{\parallel} \tau_c \quad (2)$$

от области их генерации на функции распределения $f_s(v_{\parallel})$ образуется "горб" в интервале скоростей $s/t < v_{\parallel} < s/(t - \tau_c)$, возникновение которого связано с отставанием более медленных частиц при их распространении в данную точку. Образование "горба" происходит в случае, когда время формирования пучка электронов в области ускорения мало по сравнению с временем их распространения в точку наблюдения: $\tau_c \ll t = s/v_{\parallel}$. Возникновение "горба" приводит к развитию пучковой неустойчивости, инкремент которой в случае возбуждения низкочастотных волн $s \omega \ll \omega_{Be} = eB/(mc)$ можно записать в форме [4]:

$$\gamma = A \frac{s}{v_{\parallel}^2} f_{\parallel}(v_{\parallel}), \quad v_{\parallel} = \omega_{\parallel}/k_{\parallel}. \quad (3)$$

Здесь произведена замена $\partial f_{\parallel}/\partial v_{\parallel} = (s/v_{\parallel}^2) \partial f_{\parallel}/\partial \tau$, справедливая в условиях (2) в интервале $s/v_{\parallel} - \tau_c < t < s/v_{\parallel}$, в котором происходит изменение функции $f_{\parallel}(\tau)$ в результате формирования пучка. Входящий в (3) коэффициент A зависит от дисперсионных свойств возбуждаемых колебаний и в случае потенциальных волн равен

$$A = \frac{4\pi^2 e^2 N_s}{mk^2} e^{-x_s} I_0(x_s) \left/ \frac{\partial \epsilon'}{\partial \omega} \right., \quad x_s = \frac{k_{\perp}^2 T_{\perp}}{m \omega_{Be}^2}. \quad (4)$$

Здесь ω , \vec{k} — частота и волновой вектор возбуждаемых колебаний с компонентами k_{\parallel} , k_{\perp} , вдоль и поперек магнитного поля, $\epsilon'(\omega, \vec{k})$ — действительная часть продольной диэлектрической проницаемости плазмы, $\omega_{Be} = eB/(mc)$ — гирочастота электронов, $I_0(x)$ — функция Бесселя от мнимого аргумента. Принято для простоты, что функция распределения $f_{\perp}(v_{\perp})$ близка к Максвелловской с эффективной температурой T_{\perp} :

$$f_{\perp}(v_{\perp}) = \frac{m}{2\pi T_{\perp}} \exp \left\{ -\frac{mv_{\perp}^2}{2T_{\perp}} \right\}. \quad (5)$$

Будем учитывать, что "горб", возникающий на функции распределения в области скоростей $v_{\parallel} \simeq \omega/k_{\parallel}$, перемещается в пространстве с той же

скоростью. Поэтому для определения усиления плазменных волн необходимо проинтегрировать инкремент (3) вдоль траектории волнового пакета, движущегося вдоль магнитного поля со скоростью $v_g = \partial\omega/\partial k_{||}$. Вычисление интеграла

$$\Gamma = \int 2\gamma(t') dt' \quad (6)$$

существенно упрощается в условиях, когда период времени Δt и пространственный интервал Δs взаимодействия волнового пакета с резонансными электронами оказываются значительно меньше "среднего" времени t и координаты s в области неустойчивости

$$\begin{aligned} \Delta t &= v_{||} \tau_c / |v_{||} - v_g| \ll t, \\ \Delta s &= v_g v_{||} \tau_c / |v_{||} - v_g| \ll s. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь, как и ранее, $v_{||} = \omega/k_{||}$. В условиях (7) можно считать, что усиление волн происходит в малой окрестности точек с координатами s и t , которые удовлетворяют соотношению $s/t = \omega/k_{||} = v_{||}$, а вычисление интеграла (6) дает при учете $dt' = dt(1 - v_g/v_{||})^{-1}$:

$$\Gamma = \frac{2A}{|1-R|} \frac{s}{v_{||}^2} f_{||}^{(0)}(v_{||}), \quad v_{||} = \omega/k_{||} = s/t, \quad (8)$$

$$R = (\partial\omega/\partial k_{||}) / (\omega/k_{||}), \quad (9)$$

где $f_{||}^{(0)}(v_{||})$ — установившееся значение функции распределения ускоренных электронов. Видно, что интегральный инкремент Γ зависит от соотношения между групповой скоростью волнового пакета v_g вдоль магнитного поля и соответствующей фазовой скоростью $\omega/k_{||}$, равной скорости резонансных частиц $v_{||}$. С приближением отношения этих скоростей R к единице эффект усиления шумов возрастает вследствие увеличения времени взаимодействия волны с резонансными электронами. Заметим, что в пределе $R \rightarrow 1$ нарушаются условия (7), при соблюдении которых получено выражение (8). В этом случае интервал (6) начинает зависеть не только от величины, но и от характера изменения функций $f_{||}(t)$. Однако с точностью до множителя порядка единицы он по-прежнему описывается выражением (8) при замене (7)):

$$|1-R|^{-1} \rightarrow s/v_g \tau_c \simeq t/\tau_c. \quad (10)$$

Согласно (8) интегральный инкремент Γ возрастает с увеличением расстояния s от области ускорения электронов до области усиления плазменных волн. Это возрастание связано с укрупнением переходной "ступеньки"

(1) с ростом $s = (\omega/k_{\parallel}) t$. В то же время на больших расстояниях становятся существенными релаксационные процессы, которые искажают функцию распределения (1), соответствующую свободному распространению частиц. К таким процессам относится прежде всего торможение пучка электрическим полем E , обеспечивающим компенсацию потока ускоренных электронов $N_s v_{\parallel}$ за счет движения тепловых электронов со скоростью $V = -N_s v_{\parallel} / N_e$. Оценивая величину этого поля по формуле

$$eE = -m\nu_e v_{\parallel} N_s / N_e,$$

нетрудно убедиться, что его влиянием на ускоренные электроны можно пренебречь вплоть до достаточно больших расстояний

$$s < \frac{v_{\parallel}}{\nu_e} \frac{N_e}{N_s}. \quad (11)$$

Здесь N_e , ν_e — концентрация и эффективная частота соударений тепловых электронов. Условие (11) хорошо согласуется с (2) при малых временах формирования пучка $\tau_e < \nu_e^{-1} N_e / N_s$.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Возбуждение потенциальных волн описывается формулами (4), (8) предыдущего раздела.

Нижнегибридные колебания. Частота нижнегибридных волн равна меньшему из двух корней дисперсионного уравнения

$$\epsilon'(\omega, \vec{k}) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(\cos^2 \theta + \frac{m}{M} \right) - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{Be}^2} \sin^2 \theta. \quad (12)$$

В пределе малых частот $\omega^2 / (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2) \ll 1$ она описывается выражением

$$\omega^2 = \omega_{LH}^2 \left(1 + \frac{M}{m} \cos^2 \theta \right), \quad (13)$$

$$\omega_{LH}^2 = \frac{m}{M} \omega_{Be}^2 / \left(1 + \omega_{Be}^2 / \omega_{pe}^2 \right).$$

Здесь $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 N_e / m}$ — плазменная частота электронов, m/M — отношение массы электрона к массе иона, $\cos \theta = k_{\parallel} / \vec{k}$ — косинус угла между волновым вектором \vec{k} рассматриваемых колебаний и магнитным полем \vec{B} . Согласно (13), отношение скоростей R (8) убывает в области больших и малых частот и приближается к единице в промежуточном случае $\cos^2 \theta \sim \omega^2 / (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2) \sim \sqrt{m/M}$. При этом минимальное значение

разности $(1 - R)$ оказывается того же порядка, что и сам параметр разложения. Поэтому для расчета $(1 - R)$ следует использовать более точные выражения (см. (12)):

$$\cos^2 \theta = \frac{\omega^2 (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2 - \omega^2)}{\omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2} - \frac{m}{M}, \quad (14)$$

$$R = \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\omega^2 (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2 - 2\omega^2)}, \quad \frac{\partial \epsilon'}{\partial \omega} = \frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2 - 2\omega^2}{\omega (\omega_{Be}^2 - \omega^2)}. \quad (15)$$

Здесь мы воспользовались соотношением

$$R = - \left(k_{\parallel}^2 \frac{\partial D}{\partial k_{\parallel}^2} \right) \Bigg/ \left(\omega^2 \frac{\partial D}{\partial \omega^2} \right), \quad D = \omega^2 (\omega^2 - \omega_{Be}^2) \epsilon', \quad (16)$$

и пренебрели малым слагаемым $\omega_{pi}^2 = \frac{m}{M} \omega_{pe}^2$ в сумме $(\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 + \omega_{Be}^2) \approx \omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2$.

В пределе больших частот $\omega^2 \gg \sqrt{M/m} \omega_{LH}^2$ (т.е. $\cos^2 \theta \gg \sqrt{m/M}$) в правой части (14) можно пренебречь слагаемым (m/M) , связанным с влиянием ионов. При этом выражения (4), (8) приводятся к виду:

$$\Gamma = \pi \frac{N_s}{N_e} \frac{\omega_{pe}^2 (\omega_{Be}^2 - \omega^2) (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2 - \omega^2)}{(\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2} \frac{s}{\omega} e^{-x_s} I_0(x_s) f_{\parallel}^{(0)}(v_{\parallel}), \quad (17)$$

$$v_{\parallel} = \omega/k_{\parallel} = s/t.$$

$$(1 - R) = \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2} \frac{(\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2 - \omega^2)^2 - \omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2}{(\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2 - 2\omega^2)}. \quad (18)$$

Видно, что с уменьшением частоты ω интегральный инкремент Γ возрастает $\sim 1/\omega$, а относительная разность групповой и фазовой скоростей $(1 - R)$ убывает $\sim \omega^2$. В противоположном случае малых частот получаем при учете лишь главных членов разложения $(1 - R)$ по малым параметрам (m/M) и $\omega^2 / (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2)$:

$$\Gamma = \pi \frac{N_s}{N_e} \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2} \frac{(m/M) (\omega^2/\omega_{LH}^2 - 1)}{\omega (1 - R)} s e^{-x_s} I_0(x_s) f_{\parallel}^{(0)}(v_{\parallel}), \quad (19)$$

$$(1 - R) = \gamma_1 \frac{m}{M} \frac{\omega^2}{\omega_{LH}^2} + \frac{\omega_{LH}^2}{\omega^2}, \quad \gamma_1 = 1 - \omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2 / (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2)^2. \quad (20)$$

Величина $\cos^2 \theta$ определяется из (13) (заметим, что отклонение коэффициента γ_1 в (20) от единицы связано с учетом малых членов $\sim \omega^2 / (\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2)$ в (14), (15)). Согласно (19), (20) влияние ионов ограничивает разность $(1 - R)$ в области малых частот. Максимальное усиление шумов происходит при некотором фиксированном значении частоты ω и вектора \vec{k} возбуждаемых колебаний, определяемых выражениями

$$\omega_m = \left(\frac{3M}{m\gamma_1} \right)^{1/4} \omega_{LH} = \left(\frac{3m}{M} \right)^{1/4} \omega_{pe} \omega_{Be} \left\{ \left(\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2 \right)^2 - \omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2 \right\}^{-1/4}, \quad (21)$$

$$\cos^2 \theta_m = \left(\frac{3m}{M\gamma_1} \right)^{1/2}.$$

Коэффициент $\cos^2 \theta / (1 - R)$ в правой части (19) для оптимальных параметров (21) равен $3/(4\gamma_1)$. Видно, что максимальное значение Γ достигается в случае, когда волна эффективно взаимодействует с резонансными частицами, т.е. отношение R групповой и фазовой скоростей близко к единице. При изменении частоты $\omega \neq \omega_m$ усиление нижнегибридных шумов убывает вследствие увеличения разности между этими скоростями. Подчеркнем, что оптимальное значение частоты эффективно возбуждаемых волн не зависит от времени t и координаты z в области их генерации. При изменении z/t меняется только волновое число k возбуждаемых волн

$$k = \omega t / (s \cos \theta), \quad (22)$$

где величина $\cos \theta$ сама является функцией ω .

В заключение остановимся на условиях применимости холодноплазменного выражения (12) для потенциальных волн. Используя закон дисперсии (13) и следующее из него соотношение ($\cos^2 \theta \geq m/M, \omega_{Be}^2 / \omega_{pe}^2 \leq 1$):

$$v_{||}^2 = \frac{\omega^2}{k_{||}^2} \simeq \frac{\omega_{Be}^2}{k^2}, \quad (23)$$

приводим искомые условия к виду

$$x_e = \frac{k_{\perp}^2 T_e}{m \omega_{Be}^2} \simeq \frac{k_{||}^2 T_e}{\omega^2 m} = \frac{T_e}{m v_{||}^2} \ll 1. \quad (24)$$

Согласно (12), они выполняются в случае достаточно большой скорости $v_{||}$ резонансных частиц в сравнении со скоростью $\sqrt{T_e/m}$ тепловых электронов с температурой T_e . Условие потенциальности нижнегибридных волн $k^2 c^2 / \omega_{pe}^2 \gg 1$ выполняется в области достаточно высоких скоростей $v_{||} < c \omega_{Be} / \omega_{pe}$, значительно превышающих тепловую скорость $\sqrt{T_e/m}$.

Низкочастотный плаэмнный резонанс. Потенциальные волны с частотой $\omega < \omega_{Bi}$ относятся к низкочастотному плаэмному резонансу. Они описываются дисперсионным уравнением

$$\epsilon' = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cos^2 \theta - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{Bi}^2} = 0, \quad (25)$$

имеющим решение

$$\omega^2 = \omega_{Bi}^2 \frac{(M/m) \cos^2 \theta}{1 + (M/m) \cos^2 \theta}, \quad \frac{M}{m} \cos^2 \theta = \frac{\omega^2}{\omega_{Bi}^2 - \omega^2}. \quad (26)$$

Здесь $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi e^2 N_e / M}$ — плаэмная частота ионов, $\omega_{Bi} = eB/(Mc)$ — гирочастота ионов. Предполагается, что $\omega_{pi}^2 \gg \omega_{Bi}^2$. Интегральный инкремент Γ (8) и параметр синхронизма между волной и частицами R (9) в рассматриваемом случае принимают вид, ср. [1-3]:

$$\Gamma = K \frac{(\omega/\omega_{Bi}) (1 - \omega^2/\omega_{Bi}^2)}{(\omega/\omega_{Bi})^2 + \tau_c/t},$$

$$K = \pi \frac{N_s}{N_e} \omega_{Bi} s f_{||}^{(0)}(v_{||}), \quad v_{||} = \omega/k_{||} = s/t, \quad (27)$$

$$(1 - R) = \omega^2/\omega_{Bi}^2.$$

Здесь в соответствии с (7), (10) сделана замена $|1 - R| \rightarrow |1 - R| + \tau_c/t$ и учтено, что в рассматриваемом случае достаточно длинноволновых колебаний (28) параметр x_i в (4) можно считать малым, полагая $e^{-x_i} I_0(x_i) \simeq 1$.

Из (27) следует, что в условиях (7) интегральный инкремент неустойчивости возрастает с уменьшением частоты ω возбуждаемых волн, поскольку отношение R групповой скорости к фазовой для волн (26) в пределе $\omega \ll \omega_{Bi}$ стремится к единице. Ограничение на (27) со стороны малых частот может быть связано с нарушением условия $\omega \gg \nu_e, \gamma$, которое было использовано при выводе (3), (4). Условия применимости приближения холодной плаэмы и условие потенциальности для волн (26) имеют вид

$$x_i = \frac{k_{\perp}^2 T_i}{M \omega_{Bi}^2} = \frac{T_i}{m v_{||}^2} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{Bi}^2} \right) \ll 1, \quad (28)$$

$$\frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} = \frac{V_A^2}{v_{||}^2} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{Bi}^2} \right) \gg 1, \quad (29)$$

где $V_A = c \omega_{Bi} / \omega_{pi}$ — Альфвеновская скорость, T_i — температура ионов. Согласно (28), (29) рассматриваемые волны возбуждаются достаточно

низкоэнергичными электронами, "продольная" скорость которых должна быть больше тепловой, но не превышает Альфеновскую скорость V_A :

$$\sqrt{T_i/m} \ll v_{||} = \omega/k_{||} \ll V_A. \quad (30)$$

Ионно-циклотронные колебания. Как и ранее, рассмотрим возбуждение волн при взаимодействии с достаточно энергичными частицами. Другими словами, будем считать выполненным условие $\omega/k_{||} \gg \sqrt{T_e/m}$, которое в случае ионно-циклотронных волн удобно переписать в форме

$$\frac{M}{m} \cos^2 \theta / \left[\frac{T_i}{T_e} \frac{\omega^2}{\omega_{Bi}^2} \frac{1}{x_i} \right] \ll 1. \quad (31)$$

Кроме того, будем рассматривать достаточно низкочастотные колебания ($\omega < \omega_{LH} \sim \sqrt{M/m} \omega_{Bi}$) с не очень малой длиной волны ($x_i < M/m$) и слабым циклотронным поглощением на ионах ($|\omega - n\omega_{Bi}| \gg k_{||}\sqrt{T_i/M}$). В указанных условиях почти поперечного распространения ($\cos \theta \ll 1$) дисперсионное уравнение для продольных ионно-циклотронных волн принимает вид

$$\varepsilon'(\omega, \vec{k}) = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cos^2 \theta + \delta \varepsilon_i(\omega, k_{\perp}) = 0, \quad (32)$$

где $\delta \varepsilon_i(\omega, k_{\perp})$ — вклад электронов в продольную диэлектрическую проницаемость плазмы, равный [4]

$$\delta \varepsilon_i(\omega, k_{\perp}) = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{Bi}^2 x_i} \left\{ 1 - e^{-x_i} I_0(x_i) - 2x_i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-x_i} I_n(x_i)}{x_i - n^2} \right\}, \quad (33)$$

$$x = \omega^2/\omega_{Bi}^2, \quad x_i = k_{\perp}^2 T_i / (M \omega_{Bi}^2),$$

$I_n(x)$ — функция Бесселя от мнимого аргумента. В (32) удержано первое, электронное, слагаемое, которое может оказаться существенным при $x_i \leq 1$. В случае (32) общее выражение для интегрального инкремента (8), (4) приводится к виду

$$\Gamma = K \frac{\omega_{Bi}}{\omega} \frac{T_i}{mv_{||}^2 G}, \quad v_{||} = \omega/k_{||} = s/t, \quad (34)$$

где

$$G(x, x_i) = \frac{\omega_{Bi}^2 x_i}{\omega_{pe}^2} \frac{\partial}{\partial x} \delta \varepsilon_i(\omega, k_{\perp}), \quad (35)$$

а коэффициент K определен в (27). Учтено, что при почти поперечном распространении групповая скорость ионно-циклотронных волн мала по сравнению с фазовой ($R < 1$) и не вызывает усиления неустойчивости.

Согласно (32)–(34) ионно-циклотронные волны могут возбуждаться в широком диапазоне частот (в зависимости от величины параметра $x_i \sim k_{\perp}^2$). Минимальное значение коэффициента G (35) достигается при $x_i < 1$ в окрестности второй ионной гирогармоники $\omega < 2\omega_{Bi}$. Дисперсионное уравнение (32) и выражения для частоты ω и коэффициента G принимают в этом случае вид

$$\begin{aligned}\epsilon'(\omega, k_{\perp}) = -\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{Bi}^2} \left\{ \frac{1}{4} \frac{M}{m} \cos^2 \theta + \frac{1}{3} + \frac{1}{4} \frac{x_i \omega_{Bi}}{\omega - 2\omega_{Bi}} \right\} = 0, \\ \omega - 2\omega_{Bi} = -\frac{3}{4} \omega_{Bi} x_i / \left[1 + \frac{3}{4} \frac{M}{m} \cos^2 \theta \right], \\ G = \frac{1}{9} \left[1 + \frac{3}{4} \frac{M}{m} \cos^2 \theta \right]^2.\end{aligned}\quad (36)$$

Во всех других случаях с приближением частоты ω к ионной гирогармонике $n\omega_{Bi}$ при $x_i \ll 1$ либо $x_i \gg 1$ величина коэффициента $G(x_i, n)$ возрастает. Поэтому наиболее эффективное возбуждение ионно-циклотронных волн происходит в указанном случае $\omega < 2\omega_{Bi}$. Однако даже в этом оптимальном случае ионно-циклотронные волны возбуждаются несколько слабее, чем потенциальные колебания с частотой $\omega \ll \omega_{Bi}$, см. выражение (27) предыдущего раздела.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЛН

Рассмотрим колебания холодной плазмы низкой частоты $\omega^2 \ll \omega_{LH}^2$ в условиях далеких от потенциальности $k^2 c^2 \ll \omega_{pe}^2$. Они описываются общим дисперсионным уравнением четвертого порядка по показателю преломления волны $N = kc/\omega$, в котором можно выделить коэффициент $\Lambda(\omega, \vec{k})$ при компоненте тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{33} , содержащей большой параметр ω_{pe}^2/ω^2 . В результате получаем известное уравнение, описывающее распространение двух МГД-волн: Альфеновской волны и быстрой магнитозвуковой (БМЗ) волны, принадлежащей к ветви свистящих атмосфериков:

$$\begin{aligned}\Lambda \equiv \cos^2 \theta N^4 - \epsilon_1 (1 + \cos^2 \theta) N^2 + \epsilon_1^2 - \epsilon_2^2 = 0, \\ \epsilon_1 = -\omega_{pi}^2 / (\omega^2 - \omega_{Bi}^2), \quad \epsilon_2 = \epsilon_1 (\omega/\omega_{Bi}).\end{aligned}\quad (37)$$

Это уравнение позволяет выразить угол наклона волнового вектора \vec{k} рассматриваемой волны через ее частоту и фазовую скорость $\omega/k_{||}$

$$y = \frac{x + z - 1}{z(z - 1)}, \quad (38)$$

где введены безразмерные переменные

$$x = \omega^2/\omega_{Bi}^2, \quad y = \cos^2 \theta, \quad z = \left(\frac{\omega}{k_{\parallel}}\right)^2 / V_A^2. \quad (39)$$

Отметим, что безразмерная фазовая скорость z (вдоль поля \vec{B}) в случае Альфеновской волны заключена в диапазоне

$$1 - \sqrt{x} \leq z \leq 1 - x, \quad x < 1, \quad (40)$$

а в случае БМЗ-волны удовлетворяет неравенству

$$1 + \sqrt{x} \leq z \quad (41)$$

независимо от величины параметра x (приведенные неравенства обеспечивают выполнение условия $y = \cos^2 \theta \leq 1$).

Неустойчивость плазменных волн связана с антиэрмитовой частью тензора диэлектрической проницаемости плаэмы, возникающей под влиянием резонансных электронов. Компоненты тензора приведены в [4]. Используя выражения [4], можно рассчитывать коэффициент A и интегральный инкремент Γ (8), (9), описывающий усиление волновых пакетов рассматриваемых волн:

$$\Gamma = K \left(\frac{m}{M}\right) \frac{\sqrt{x}(1-y)y}{|y^2z-1|} \left\{ \left(\frac{T_{\perp}}{mV_A^2}\right)^2 + \left[\frac{T_{\perp}}{mV_A^2} + \frac{x}{y(z-1)}\right]^2 \right\}, \quad (42)$$

$$(1-R) = \frac{(z-1)^2}{x z + (z-1)^2} (y^2 z - 1). \quad (43)$$

Здесь T_{\perp} — эффективная температура ускоренных электронов в ортогональном к полю \vec{B} направлении (предполагается, что параметр x , в (4) меньше единицы), параметр y , как функция $z = (s/t V_A)^2$ и безразмерной частоты x , определен в (38), коэффициент K приведен в (27). Согласно (43) групповая скорость $v_g = \partial\omega/\partial k_{\parallel}$ для БМЗ-волн с $z > 1$ может совпадать со скоростью резонансных электронов ($R = 1$) при условии

$$y^2 z = 1, \quad (44)$$

которое с учетом (38) приводится к виду:

$$x = (\sqrt{z}-1)(z-1) = (1-y^2)(1-y)/y^3. \quad (45)$$

В случае $R \rightarrow 1$ малая величина $|1-R|$ в знаменателе (8), (42) заменяется, согласно (10), на малое, но конечное отношение τ_e/t . Выражения (44), (45) в неявном виде определяют направление $y = \cos^2 \theta$ волнового

вектора \vec{k} БМЗ-волны и относительную величину ее фазовой скорости $z = (\omega/k_{\parallel} V_A)^2$ в зависимости от безразмерной частоты $x = (\omega/\omega_{B_i})^2$ в условиях равенства групповой и фазовой скоростей $\partial\omega/\partial k_{\parallel} = \omega/k_{\parallel}$. В явном виде эта зависимость описывается асимптотическими формулами, справедливыми при больших и малых x :

$$y \simeq 1 - \sqrt{x/2} + \dots, \quad (46)$$

$$z = 1 + \sqrt{2x} + \dots, \quad x \ll 1,$$

$$y \simeq x^{-1/3} \left(1 - \frac{1}{3}x^{-1/3} - \frac{1}{3}x^{-2/3} - \dots \right), \quad (47)$$

$$z \simeq x^{2/3} + \frac{2}{3}x^{1/3} + 1 + \dots, \quad x \gg 1.$$

Заметим, что последнее выражение для z хорошо аппроксимирует поведение $z(x)$ во всей области изменения $x > 0$. Отметим также, что условия (44), (45), справедливые для низкочастотной БМЗ-волны, аналогичны известным условиям Жандрина $\cos\theta = 2\omega/\omega_{Be}$, $k^2 c^2 = \omega_{pe}^2$, полученным ранее для свистящих атмосфериков в плотной плазме с $\omega_{pe}^2 \gg \omega_{Be}^2$ в области более высоких частот $\omega \gg \omega_{LH}$, когда влиянием ионов можно пренебречь [5]. Из (42) следует, что взаимодействие МГД-волн с резонансными электронами, вообще говоря, сильно подавлено, т.к. их интегральный инкремент Γ содержит малый параметр (m/M) . Наиболее интенсивное усиление этих волн происходит в случае квазипоперечного распространения при $y = \cos^2\theta \ll 1$, т.е. $(1 + \sqrt{x}) \ll z$ для БМЗ-волны и $z \simeq 1 - x$ для Альфеновской волны, см. (38).

Для БМЗ-волны в оптимальных условиях $|R| \simeq 1$, $x \gg 1$ получаем

$$\Gamma = K \frac{m}{M} \frac{x^{5/3}}{|1 - R| + \tau_c/t}, \quad (48)$$

$$|1 - R| = x^{-1/3} |x^2/z^3 - 1|, \quad z = (s/tV_A)^2 \approx x^{2/3}.$$

Видно, что в данном случае малый параметр (m/M) может компенсироваться вследствие $R \rightarrow 1$ и за счет роста частоты возбуждаемых волн. Скорость резонансных электронов $v_{\parallel} = \omega/k_{\parallel}$ при этом также возрастает $\sim (\omega/\omega_{B_i})^{2/3}$, см. (47).

В случае квазипоперечного распространения Альфеновских волн формулы (42), (43) с учетом (10) дают

$$\Gamma = K \frac{(\omega/\omega_{B_i})(1 - \omega^2/\omega_{B_i}^2)}{\omega^2/\omega_{B_i}^2 + \tau_c/t} \left(\frac{mV_A^2 x_i}{T_i} \right), \quad (49)$$

$$v_{\parallel} = \sqrt{1 - x} V_A = s/t.$$

Здесь мы воспользовались определением

$$y \equiv \cos^2 \theta = \frac{x}{z} \frac{\xi_i}{2x_i}, \quad \xi_i = 8\pi N T_i / B^2 = \frac{2T_i}{MV_A^2}, \quad (50)$$

где параметр x_i приведен в (28). Коэффициент K , как и ранее, определен в (27). Видно, что малый параметр (m/M) в выражении (49) легко компенсируется большим параметром $1/\xi_i$; даже при малых значениях $x_i < 1$ (рассматривается случай холодной сильно замагниченной ионосферной плазмы). Отметим, что выражение (49) для Альвеновских волн с точностью до большого параметра $(mV_A^2 x_i/T_i)$ формально совпадает с формулой (27), описывающей возбуждение потенциальных колебаний плазмы с частотой $\omega < \omega_B$. Следует иметь в виду, однако, что в выражении (49), в отличие от (27), скорость резонансных частиц $v_{\parallel} \simeq V_A$ при заданной частоте ω постоянна во времени. Это означает, что точка возбуждения Альвеновских волн данной частоты перемещается в пространстве со скоростью v_{\parallel} . Кроме того, скорость резонансных электронов, необходимых для возбуждения Альвеновских волн, должна быть значительно больше, чем для генерации потенциальных колебаний плазмы, см. (29).

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим теперь возможность генерации низкочастотных шумов пучками ускоренных электронов, генерируемых во время активных ионосферных экспериментов. Для этого оценим величину сомножителя K в выражениях (27), (34), (49) для интегрального инкремента усиления КНЧ-шумов. Будем учитывать, что эффективная мощность радиоизлучения в активных ионосферных экспериментах $P \simeq 150$ МВт, что соответствует потоку энергии $S_t \simeq 0,26$ эрг/см²с = $2,6 \cdot 10^{-4}$ Вт/м² при высоте отражения волны $h \simeq 300$ км. Эта энергия практически полностью поглощается в плазме и в конечном счете передается ее частицам, в том числе сверхтепловым электронам. Процесс ускорения электронов в области отражения мощной радиоволны носит достаточно сложный, многоступенчатый характер. Однако первая, стрикционная стадия возбуждения плазменной турбулентности, приводящей к генерации ускоренных электронов, развивается в течение единиц миллисекунд [6]. Это позволяет считать, что время формирования пучка ускоренных электронов порядка $\tau_c \sim 10^{-3}$ с. Предполагая, что большая часть энергии мощной радиоволны расходуется на ускорение сверхтепловых электронов, получаем оценку "сверху" на их концентрацию $N_s = S_t / (\epsilon_s \sqrt{\epsilon_s/m})$, где ϵ_s — характерная энергия ускоренных электронов. При этом в области скоростей $v_{\parallel} \leq v_s = \sqrt{2\epsilon_s/m}$ функцию распределения ускоренных частиц можно считать равной $f_{\parallel}^{(0)}(v_{\parallel}) = 1/(\sqrt{\pi} v_s)$.

Имея в виду сопоставление с экспериментами [1–3], рассмотрим генерацию шумов во внешней ионосфере на высотах $h \simeq 1000$ км (т.е. при $s \simeq 700$ км). На таких высотах ионосферную плазму можно считать водородной с гибочастотами $f_{Be} \simeq 1$ МГц, $f_{B_i} \simeq 540$ Гц, $M/m = 1836$. Учитывая приведенные соотношения и полагая, что температура и концентрация тепловых электронов и средняя энергия ускоренных частиц равны соответственно $T_e = 3000^\circ = 0,26$ эВ, $N_e = 2 \cdot 10^5$ см $^{-3}$ ($f_{pe} = 4 \cdot 10^6$ Гц), $\epsilon_s = 12$ эВ, получаем оценку

$$K \simeq 1 \text{ при } 0,3 \cdot 10^8 \text{ см/с} \leq v_{\parallel} \leq v_s = 2 \cdot 10^8 \text{ см/с}.$$

Дополнительное увеличение интегрального инкремента $\Gamma \sim K \sim \epsilon_s^{-2}$ в случае потенциальных волн (27), (34) может быть вызвано уменьшением ϵ_s , при одновременном уменьшении фазовой скорости возбуждаемых колебаний $\omega/k_{\parallel} = s/t < v_s$. Заметим, что в случае Альвеновской волны величина ϵ_s должна превышать $mV_A^2/2$, так как скорость v_{\parallel} резонансных электронов в данном случае равна Альвеновской (в рассматриваемом примере $f_{pe} = 4$ МГц, $\epsilon_s = 12$ эВ характерная скорость $v_s = 2 \cdot 10^8$ см/с близка к Альвеновской). Однако интегральный инкремент (49) для Альвеновской волны содержит дополнительный большой параметр $V_A^2/(T_i/m) \simeq 10^3$, который обеспечивает эффективное возбуждение этих волн в случае достаточно большой энергии ускоренных частиц. Отметим, что интегральный инкремент (27), (49) для низкочастотных волн с $f < f_{B_i}$ возрастает $\sim f_{B_i}/f$. Из сказанного следует, что наблюдаемое в эксперименте [1–3] усиление КНЧ-шумов в диапазоне частот $f < 150$ Гц $< f_{B_i}$ может быть вызвано их взаимодействием с пучками ускоренных электронов, генерируемых в ионосфере мощным нагревным стендом. Аналогично возникновение максимума шумов на частоте $f \simeq (0,9 - 1,0)$ кГц, расположенной несколько ниже $2f_{B_i}$, может быть связано с возбуждением электронами второй ионной гармоники, хотя соответствующий интегральный инкремент (37) оказывается меньше, чем в случае $f < f_{B_i}$ (27).

Генерация БНЗ-волн наиболее интенсивна в области сравнительно больших частот $f \gg f_{B_i}$ (48). Отсутствие таких волн в эксперименте может быть связано с отсутствием ускоренных электронов достаточно высоких энергий, необходимых для возбуждения этих волн.

Важная особенность в спектре искусственных шумов возникает в области более высоких частот, соответствующих возбуждению нижнегибридной ветви потенциальных колебаний. Интегральный инкремент (19) этих волн на высотах внешней ионосферы имеет ярко выраженный максимум на частоте $f = (3m/M)^{1/4}$, $f_{Be} \simeq 200$ кГц. Инкремент возбуждения нижнегибридных волн значительно выше, чем у обсуждавшихся КНЧ-шумов. Возникновение резкого пика в спектре искусственных шумов на частоте $f \simeq 200$ кГц может дать прямое указание на возбуждение

нижнегибридных волн пучками ускоренных электронов (в экспериментах [1-3] верхняя граница регистрируемых волн была значительно ниже частоты ожидаемого пика и составляла 20 Гц).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vas'kov V. V., Bud'ko N. I., Kapustina O. V. et al. // Preprint of IZMIRAN N 9 (1059). — Moscow, 1994, 16 p.
2. Васьков В. В., Будько Н. И., Гдалевич Г. Л. и др. // Геомагнетизм и аэрономия, 1995. Т. 35. № 1. С. 98.
3. Vas'kov V. V., Bud'ko N. I., Kapustina O. V. et al. // Adv. Space Res., 1995. V. 15. N 12. P. (12)49.
4. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974. 719 с.
5. Etcheto J., Gendrin R. // Planet. Space Sci., 1970. V. 18. N 5. P. 777.
6. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митяков Р. А., Фролов И. Л. // Изв. вузов. Радиофизика, 1982. Т. 25. № 5. С. 490.

Институт земного магнетизма,
ионосфера и распространения
радиоволн РАН, Москва

Поступила в редакцию
14 декабря 1995 г.

EXCITATION OF LOW FREQUENCY WAVES IN THE TOPSIDE IONOSPHERE IN HEATING EXPERIMENTS ON THE FORE FRONT OF ACCELERATED SUPRATHERMAL ELECTRON BEAMS

V. V. Vas'kov

Excitation of low frequency waves in upper ionosphere was considered on the fore front of suprathermal electron beams which have been created in the reflection region of powerful radio wave. The integral growth rate Γ of beam instability for wave packet crossing the instability region was obtained. The growth rate Γ sufficiently depends on ratio $R = (\partial \omega / \partial k_{\parallel}) / (\omega / k_{\parallel})$ of group velocity of wave packet along the magnetic field to its corresponding phase velocity which is equal to the velocity of resonant particles.

It is shown that in upper ionosphere (the electron gyrofrequency is $f_{Be} \approx 1$ MHz, the ratio of ion to electron masses is equal $M/m = 1836$) the growth

rate Γ of longitudinal lower-hybrid oscillations have a maximum at the frequency $f \simeq 200$ kHz when $R \simeq 1$ and the phase velocity begin to grow due to influence of ions. The excitation of longitudinal oscillations with $f < f_{B_i}$ become stronger when it's frequency decrease because in this case the ratio R approach to unity. The enhancement of ion cyclotron oscillations is most intensive in the region of second ion gyroharmonic $f \leq 2f_{B_i} \simeq 1$ kHz.

Magnetohydrodynamic (MHD) waves interact with more high energy particles with velocities of order Alfvén velocity $V_A \sim 10^8$ cm/s. This interaction was damped by small parameter $(m/M) \simeq 1/1836$. However the integral growth rate Γ of low frequency Alfvén waves become considerably large in the case of it's quasi-orthogonal (with respect to the magnetic field) propagation ($k_{\parallel} \ll k_{\perp}$) in the strong magnetized ionospheric plasma where the Alfvén velocity is much large then thermal electron velocity. The interaction of quick magnetic sound (QMS)-wave with resonant electrons can growth significantly at $f \gg f_{B_i}$ in the case $R = 1$ when the wave packet moves along the magnetic field with the velocity of resonant particles (the last condition is similar to the well known R. Gendrin condition obtained earlier for high-frequency whistler waves excitation by high energy electrons). The value and direction of QMS wave vector as a function of it's frequency were found in the case $R = 1$.

The possibility to apply the considered processes for explanation of same features of low frequency waves excitation in heating experiments is discussed.

SPORADIC E-LAYERS AS CURRENT GENERATORS

V. A. Liperovsky, C. V. Meister

Quasi two- and three-dimensional models of dense night-time sporadic E-layers of the earth's ionosphere as current generators are developed. The layers are assumed to be situated in the ambient plasma of about fifty times lower density and their neutral particles possess a rather high bulk velocity relative to the ions. The quasi-two dimensionality of the first model results from the assumption, that relative electron-ion drifts in the neutral wind direction are almost compensated. The ion current in the neutral wind direction is caused by collisions with neutrals, but the electron current is a result of the appearing electrical polarization field. Within the supposed model the electron current is closed by the external circuit, for which a rough description is developed. The electrical polarization field is considered and estimated taking into account the altitude profile of the electrical conductivity in the external circuit. Further a quasi-three dimensional model of local current generation caused by the action of short-time intense neutral winds on sporadic E-layers of finite horizontal dimensions is presented. In the analysis Hall and Pedersen currents in the sporadic layer as well as in the less dense plasma above the sporadic layer are taken into account. Thus, currents in two horizontal plasma layers of different density and field-aligned currents connecting the borders of this two layers are considered. The two-fluid hydrodynamic analysis of the system shows, that maximum Hall currents occur if the sporadic layer-generator is situated at altitudes of about 120 km. The bulk electron velocity in this currents can reach values of the order of the neutral wind velocity.

1. INTRODUCTION

The morphology and creation conditions of sporadic E-layers (E_s -layers) in the mid-latitude ionosphere at altitudes of 90 km to 130 km have been studied for some decades [1, 2, 3, 4]. It was found that night-time midlatitude E_s -layers contain large concentrations of metallic ions (Fe^+ , Mg^+ , Al^+ , K^+ , Ca^+) in addition to the usual O_2^+ and NO^+ -ions. Other typical E_s parameters are: charged particle density $n_s \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$, vertical width 100-500 m and horizontal extent about 50-100 km [1]. Thus E_s -layers can be considered as plasma clouds, which are denser and heavier than their surroundings. Further, it seems to be clear, that strong earthquakes as well as strong anthropogenic activity in the vicinity of large industrial centres can cause E_s -layer anomalies [1, 5, 6, 7].

In order to explain the also unusual high electron velocities perpendicular to the magnetic induction \vec{B}_o a model of an E_s -layer as current generator is developed. It is assumed, that the sporadic layer moves under the action of an intensive wave, may be an acoustic one (Fig. 1). Acoustic waves have indeed

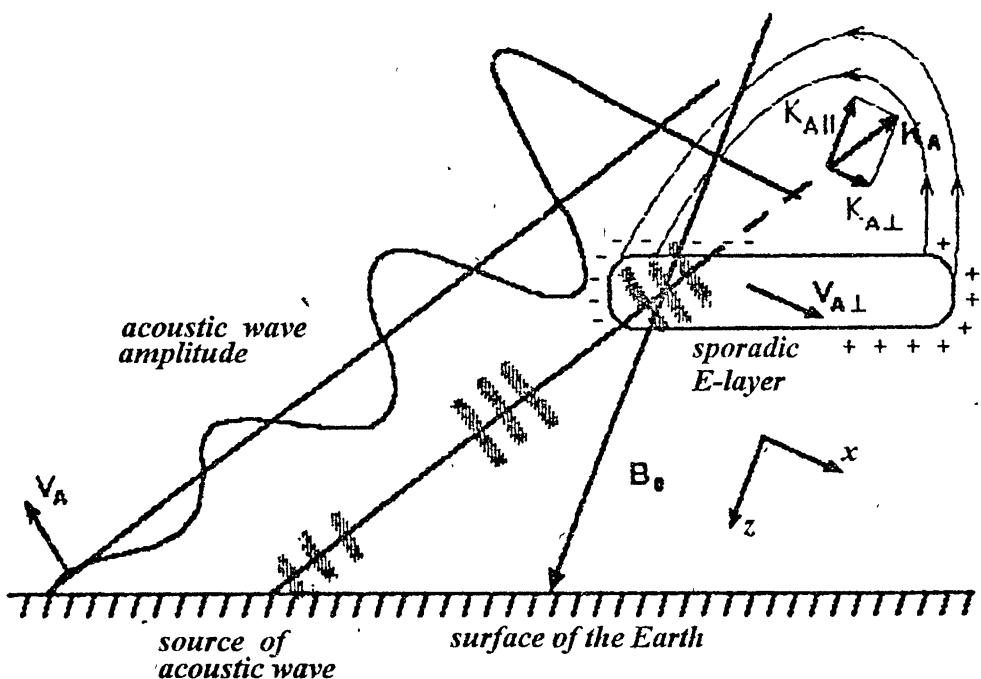


Fig. 1. Acoustic wave, propagating up from the earth's surface into the E-region and causing spikes of neutral wind. The velocity \vec{V}_\perp^A is the component of the neutral wind velocity, perpendicular to the geomagnetic field \vec{B}_0 . The neutral wind generates electrical currents in the E_s -layer, which are closed in the environmental plasma of the E-region. Under special conditions the external circuit can contain a second E_s -layer. The system of generated field-aligned and perpendicular to \vec{B}_0 currents is three-dimensional. Currents perpendicular to the drawing plane of Fig. 1 are not shown.

been observed in the ionosphere e.g. during seismic and strong anthropogenic activity [2, 8]. Besides, acoustic waves can be generated under special meteorological conditions as severe weather. According to ionospheric filter effects waves with frequencies of $5 \times 10^{-3} - 0.1$ Hz should propagate up to E-layer altitudes of 90 – 140 km. Thus it is assumed, that an acoustic wave with a period larger than 10 s and below the Brünt-Väissälä period of 500 s directly transfers its momentum to the neutral particles of a sporadic layer, and only slightly influences the environment of the sporadic layer. That means a situation is considered, when the half-length of the wave is of the order of the dimension of the sporadic layer in the direction of wave propagation, and the layer interacts with the positive wave-phase. Observed neutral wind velocities V_n^o in the lower thermosphere at mid-latitudes in summer are of the order of 20 – 40 m/s [2] but occasionally higher values of up to 80 m/s and more seem to occur.

In order to understand the main features of phenomena which take place when the acoustic wave propagates through a finite sporadic layer here two simplified models will be considered: first a quasi-two-dimensional and then a quasi-three-dimensional.

2. QUASI-TWO-DIMENSIONAL CURRENT GENERATOR MODEL OF E-LAYER

For simplicity, first a quasi-two dimensional model of the E-layer is considered, assuming that electrical currents in neutral wind direction are quickly compensated by strong electric currents above the sporadic layer.

The main feature of the phenomenon of current generation by sporadic E-layers can be studied with the help of the following easy model (Fig. 2).

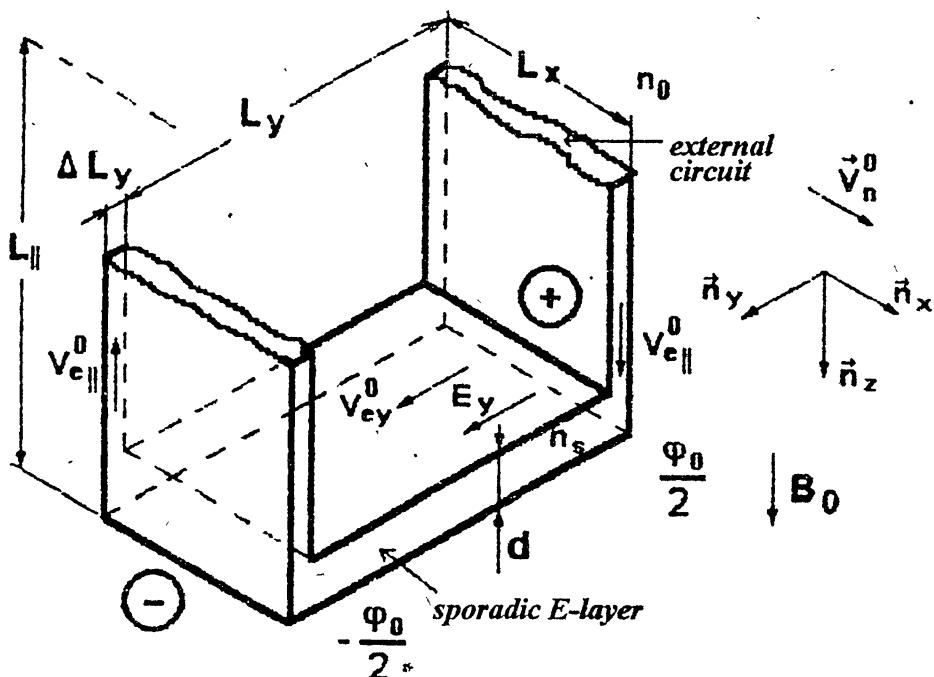


Fig. 2. Schematic picture of a plasma cloud (sporadic E-layer) as current generator. In the cloud the neutral particles initially move with velocity $V_{n_0}^0$. + + + and - - - represent positively and negatively charged layers forming at the horizontal edges of the cloud.

An homogeneous in density n_s and temperature plasma cloud has the form of a parallelepiped, which is placed in a plasma of much lower density n_0 perpendicular to an homogeneous magnetic field \vec{B}_0 directed along the z -axis. Under the action of an acoustic wave the neutral particles of the cloud move in z -direction, $\vec{V}_n^0 \parallel \vec{n}_x$. As a result of the Lorentz force at the edges of the cloud

charged layers form and a polarization field E_y occurs, which decelerates the electron motion in the y -direction. The electron current in the cloud is closed by Pedersen and field-aligned currents in the plasma layers above the sporadic E-layer. Thus in this model effects of the external circuit have to be taken into account. Studies of the influence of external circuits using models for the electrical conductivity were already partially done by Völk and Haerendel [9] for ionospheric plasma clouds above the E-layer, and by Jacobson and Bernhardt [10], who also considered electrostatic effects during acoustic influences. In the E-layer the Pedersen conductivity

$$\sigma_P(z) = \sum_{a=e,i} \frac{q_a^2 n_a}{m_a} \frac{\nu_{an}}{\omega_{Ba}^2 + \nu_{an}^2}, \quad (1)$$

has an altitude profile

$$\sigma_P(z) = \sigma_P^o \exp \left\{ -\frac{z}{L_P} \right\} \quad (2)$$

with scale length $L_P \approx 70$ km. The altitude profile of the field-aligned electrical conductivity

$$\sigma_{||}(z) = \sum_a \frac{n_a q_a^2}{m_a \nu_{an}} \quad (3)$$

is

$$\sigma_{||} = \sigma_{||}^o \exp \left\{ -\frac{z}{L_{||}} \right\} \quad (4)$$

with $L_{||} \approx 10$ km. $\sigma_P^o \approx 1.4 \times 10^{-7} (\Omega m)^{-1}$ and $\sigma_{||}^o \approx 3 \times 10^{-4} (\Omega m)^{-1}$ are found using the expressions for the electron-neutral ν_{en} and ion-neutral ν_{in} collision frequencies given in [11, 12, 13]. One has $\sigma_P^o / \sigma_{||}^o \approx 5.4 \times 10^{-4}$ at $z \approx 110$ km. $\omega_{Ba} = |q_a|B_0/m_a$ is the Larmor frequency. m_a , n_a , q_a , and V_a^o represent the mass, density, charge, and mean velocity of particles of type a , $a = e$ — electron, $a = i$ — ion.

Taking the formation of charged layers and the polarization field E_y into account the system of equations of motion for the plasma particles reads

$$0 = q_e n_e E_x - m_e n_e \nu_{en} (V_x^o - V_{nx}) - m_e n_e \omega_{Be} V_{ey}^o \quad (5)$$

$$0 = q_e n_e E_y - m_e n_e \nu_{en} V_{ey}^o + m_e n_e \omega_{Be} V_x^o$$

$$0 = q_i n_i E_x - m_i n_i \nu_{in} (V_x^o - V_{nx})$$

\vec{E} is the mean electric field. It is suggested that no y -dependence appears in (5). As relative electron-ion velocity-drifts in x -direction are assumed to be compensated one has $V_x^o = V_{ex}^o = V_{ix}^o$. At the considered atmospheric altitudes the ions are nearly unmagnetized, $\nu_{in} > \omega_{Bi}$. Besides, possible processes of current generation seem to appear with time scales below the time scales of the

formation of sporadic layers, for which the influence of ion magnetization has to be taken into account. The particle temperatures are assumed almost space-independent. As a first approximation also the space dependence of the densities is neglected, which is certainly not correct for the edges of the sporadic layer and for the transition layer to the environmental plasma of lower density.

To solve the system of equations (5) first the polarization field $E_y = -\text{grad}\varphi(z)$ has to be found separately. From (5) we find for the electron bulk velocity of the Hall current suggesting

$$E_y = \kappa V_{ey}^o \quad (6)$$

the relation

$$V_{ey}^o = \frac{\omega_{Be} V_{nx}^o}{\nu_{en}[1 + \mu + 1/R]}, \quad (7)$$

where the parameter $\mu = -q_e \kappa / (m_e \nu_{en})$ characterizes the influence of the external circuit. In the case $\mu \gg 1 + 1/R$, $R = \nu_{en} \nu_{in} / (\omega_{Be} \omega_{Bi})$ the polarization field determines the dynamics of the sporadic E-layer essentially. $\mu = 0$ corresponds to infinite conductivity of the external circuit, i.e. $E_y = 0$. The coefficient κ in (6) can be found considering the external circuit. Thus it is necessary to make electrotechnical estimates or to solve the current continuity equation $\text{div} \vec{j} = 0$ within magnetohydrodynamics.

2.1. Electrotechnical description of the external circuit

Taking into account Pedersen currents and field-aligned currents in the thin current layers in and above the horizontal boundaries of the sporadic layer, that means in the ΔL_y -surroundings of $y = \pm L_y/2$, and neglecting field-aligned currents along geomagnetic field lines through the inner part of the sporadic layer (which increase the electrical conductivity of the external circuit) (Fig. 3), the Pedersen currents $dJ_{iP}(z)$ at different altitude intervals dz can be expressed by field-aligned currents $J_{||}$ of the current layers,

$$\begin{aligned} dJ_{iP}(z) &= -\frac{dz \Delta L_x}{L_y} \sigma_P(z, m_i^o) \left[\varphi(y = \frac{L_y}{2}, z) - \varphi(y = -\frac{L_y}{2}, z) \right] = \\ &= -\frac{\partial J_{||}(y = -L_y/2, z)}{\partial z} dz = \\ &= \Delta L_x \Delta L_y \frac{\partial}{\partial z} \left[\sigma_{||}(y = -\frac{L_y}{2}, z) \frac{\partial \varphi(y = -L_y/2, z)}{\partial z} \right] dz. \end{aligned} \quad (8)$$

φ is the scalar potential of the electrical field,

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi. \quad (9)$$

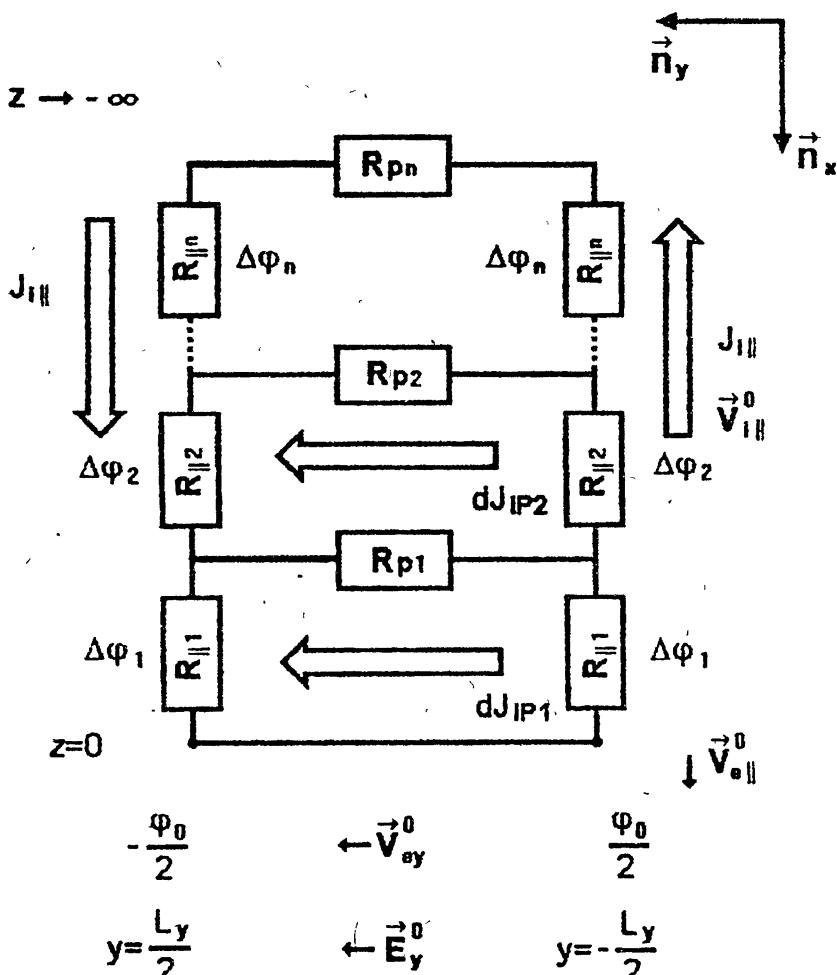


Fig. 3. Electrotechnical scheme of the external circuit. R_{p_n} and $R_{||n}$ designate the Pedersen and field-aligned resistivities in the altitude intervals dz_n .

The Pedersen conductivity in (8) depends on the mean ion mass $m_i^o \approx 31$ AMU of the environment of the sporadic layer. Introducing in $\varphi(y = L_y/2, z) - \varphi(y = -L_y/2, z)$ the potential difference $\Delta\varphi(z)$ along the magnetic field lines regarding the symmetry of the system

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(z) &= \varphi(y = \frac{L_y}{2}, z) - \varphi(y = \frac{L_y}{2}, z = 0) = \\ &= \varphi(y = -\frac{L_y}{2}, z = 0) - \varphi(y = -\frac{L_y}{2}, z), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\varphi(y = \frac{L_y}{2}, z) - \varphi(y = -\frac{L_y}{2}, z) = 2\Delta\varphi(z) - \varphi_o \quad (11)$$

from (8) follows the relation

$$\frac{L_y \Delta L_y}{\sigma_P(z, m_i^o)} \frac{\partial}{\partial z} \left[\sigma_{||}(y = -\frac{L_y}{2}, z) \frac{\partial \varphi(y = -L_y/2, z)}{\partial z} \right] = \quad (12)$$

$$= \varphi_o + 2\varphi(y = -\frac{L_y}{2}, z) - 2\varphi(y = -\frac{L_y}{2}, z = 0).$$

Substituting the altitude profiles of the electrical conductivity components (2), (4) into (12), neglecting terms of first order with respect to the small parameter $\xi_1 \approx 0.01$ ($L_y \approx 50 \div 100$ km, $\Delta L_y \approx 1$ km) and taking the boundary condition $\varphi(-L_y/2, z = 0) = \varphi_o/2$ into account one finds

$$\varphi(y = -\frac{L_y}{2}, z) = \frac{\varphi_o}{(1 + \xi_1)} \left(1 + \xi_1 \exp \left\{ \frac{z}{L_{||}} + \frac{z}{L_P} \right\} \right) - \frac{\varphi_o}{2}, \quad (13)$$

$$\xi_1 \approx \frac{L_P L_{||} \sigma_P^o}{L_y \Delta L_y \sigma_{||}^o (1 + L_{||}/L_P)}.$$

From (13) follows, that the characteristic length scale of the field-aligned electrical field \vec{E}_z is determined by $L_{||}$, but the length scales of the field-aligned electrical currents $j_{||} = -\sigma_{||}(\partial \varphi / \partial z)$ as well as the Pedersen currents $j_P = 2\sigma_P \varphi / L_y$ are given by L_P . Then the current continuity equation of the form

$$J_{\text{cloud}} = q_e a V_{ey}^o n, L_x = J_{e||} = -\sigma_{||}(z) (\partial \varphi(z) / \partial z) L_x \Delta L_y. \quad (14)$$

gives a polarization potential E_y^* in the sporadic layer ($z = 0$) proportional to V_{ey}^o ,

$$E_y^* = -\frac{q_e n_s a}{\sigma_{||}^o L_P} V_{ey}^o. \quad (15)$$

Thus κ equals $-q_e a n_s / 2 L_p \sigma_P^o$ and under mean conditions with $a \approx 200$ m and $n_s/n_o \approx 50$ the coefficient μ describing the influence of the external circuit is almost 140.

2.2. Hydrodynamic description of the external circuit

Now the electrostatic potential of the external circuit will be recalculated using a more realistic model, which has its basis in the current continuity equation

$$\sigma_P(z) \frac{\partial^2 \varphi(y, z)}{\partial y^2} + \sigma_{||} \frac{\partial^2 \varphi(y, z)}{\partial^2 z} = 0 \quad (16)$$

giving the possibility to determine the y -dependence of the scalar potential. Using the altitude dependence of the conductivity components (2) and (4) from equation (16) follows

$$\beta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 y} \exp \left(-\frac{z}{L_P} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \exp \left(-\frac{z}{L_{||}} \right) \right) = 0 \quad (17)$$

with $\beta = \sigma_P^o / \sigma_{||}^o = 3 \times 10^{-4}$. For the small parameter

$$\xi = -\frac{\beta L_P L_{||}}{L_y^2 (1 + L_{||}/L_P)} \quad (18)$$

one obtains from (17)

$$\varphi = \varphi_o \exp\left(-\frac{y}{L_y}\right) \left\{ 1 + \xi \exp\left[-z\left(\frac{1}{L_P} + \frac{1}{L_{||}}\right)\right] \right\}. \quad (19)$$

Taking the E_z-generator geometry into account for the electrostatic potential in the different y-intervals follows

I. $y < -L_y/2$:

$$\varphi = A(z) \eta \varphi_o \left[\exp\left(\frac{y - L_y/2}{L_y}\right) - \exp\left(\frac{y + L_y/2}{L_y}\right) \right], \quad (20)$$

II. $-L_y/2 < y < L_y/2$:

$$\varphi = A(z) \eta \varphi_o \left[\exp\left(\frac{y - L_y/2}{L_y}\right) - \exp\left(-\frac{y + L_y/2}{L_y}\right) \right], \quad (21)$$

III. $y > L_y/2$:

$$\varphi = A(z) \eta \varphi_o \left[\exp\left(-\frac{y - L_y/2}{L_y}\right) - \exp\left(-\frac{y + L_y/2}{L_y}\right) \right]. \quad (22)$$

$A(z)$ is the altitude profile of the electrostatic potential. Thus the electric field at $y = 0$ is given by

$$E_y|_{y=0} = -\frac{d\varphi}{dy} = \frac{A(z)}{L_y} \varphi_o 2\eta e^{-1/2} \quad (23)$$

and from the continuity conditions at $z = 0$ follows $\eta = \sqrt{e}$. Taking into account that $\xi \ll 1$ is satisfied the density of the Pedersen current can be expressed by

$$j_P = \sigma_P^o e^{-z/4L_P} \frac{2\varphi}{L_y}. \quad (24)$$

Further, according to the current continuity equation (16) it can be shown, that the total current in the cloud $J_{\text{cloud}} = qaL_x V_{ex}^o n_s$ equals to the Pedersen current,

$$J_P = L_x \int_0^\infty \sigma_P^o \frac{2\varphi}{L_y} \exp\left(-\frac{z}{L_P}\right) dz = \frac{2\varphi_o}{L_y} \sigma_P^o L_x L_P. \quad (25)$$

Then one finds for the electrical polarization field the same result as obtained within the frame of the electrotechnical model

$$E_y = V_{ey}^o \frac{qan_s}{\sigma_p^o L_p} \equiv \kappa V_{ey}^o. \quad (26)$$

3. QUASI-THREE-DIMENSIONAL CURRENT GENERATOR MODEL

Now the more realistic three-dimensional model will be considered. That means relative electron-ion drifts in the direction of the neutral wind are taken into account.

It is assumed that in the E-layer two horizontal sporadic layers occur and are placed at different altitudes. The sporadic layers have finite dimensions and are connected by the geomagnetic field lines. One layer is an "E_s-generator" and the other is an "E_s-load".

The main features of the plasma system can be studied with the help of the following easy model illustrated in (Fig. 4). A homogeneous plasma cloud of the form of a parallelepiped extends perpendicular to the earth's magnetic field $\vec{B}_o \parallel \vec{n}_z$ which is directed along the z-axis (the z-axis points to the earth's surface). Under the action of the acoustic wave the neutral particles in the upper sporadic layer move in the x-direction with velocity $V^A \parallel \vec{n}_x$. As a consequence of collisional effects also electron and ion currents and a polarization field (E_x) in x-direction are generated in the upper layer. Besides as a result of the Lorentz forces a polarization field E_y forms. The electron currents inside the E_s-layer are closed by Pedersen, Hall and field-aligned currents through the near horizontal plasma layers or through the lower second sporadic E_s-layer, which is the "E_s-load". The thickness of the "E_s-generator" is described by a^* . Its density is n_s . The "E_s-load" has a thickness of a' and a density n' . L_x and L_y are the horizontal dimensions of the current generator and the load, and ΔL_x , ΔL_y are the horizontal thicknesses of the current sheets near the edges of the sporadic layers.

Taking the formation of charged layers and the polarization fields E_y and E_x into account the system of equations of motion for the plasma particles of both E_s-layers reads:

upper floor ("E_s-generator") ($h = 120$ km, $V^A \leq 300$ m/s)

$$\begin{aligned} 0 &= q_e E_x^* - m_e \omega_{Be} V_{ey}^*, \\ 0 &= q_e E_y^* + m_e \omega_{Be} V_{ex}^*, \\ 0 &= q_i E_x^* - m_i \nu_{in}^* (V_{ix}^* - V^A) + m_i \omega_{Bi}^* V_{iy}^*, \\ 0 &= q_i E_y^* - m_i \nu_{in}^* V_{iy}^* - m_i \omega_{Bi}^* V_{ix}^*, \end{aligned} \quad (27)$$

lower layer — “ E_s -load” (in particular case it is the plasma of the night-time E_s -layer):

$$\begin{aligned} 0 &= q_e \kappa_x E_x^s - m_e \omega_{Be} V_{ey}', \\ 0 &= q_e \kappa_y E_y^s + m_e \omega_{Be} V_{ex}', \\ 0 &= q_i \kappa_x E_x^s - m_i \nu_{in}' V_{ix}', \\ 0 &= q_i \kappa_y E_y^s - m_i \nu_{in}' V_{iy}'. \end{aligned} \quad (28)$$

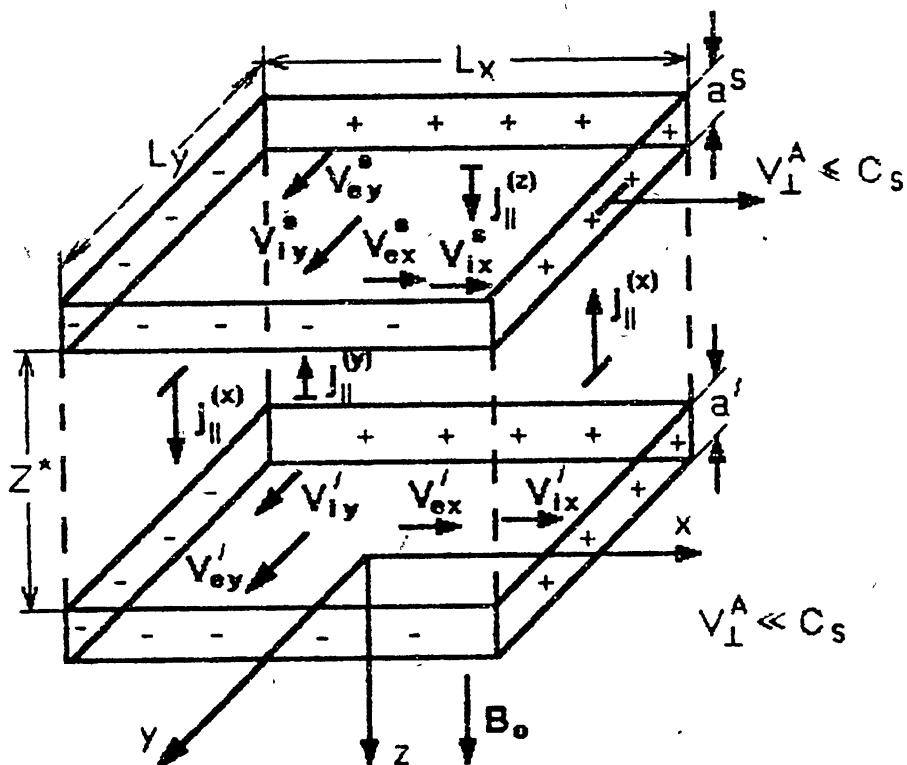


Fig. 4. Schematic picture of the model “ E_s -generator” — “ E_s -load”. The neutral wind acts on the upper layer (“ E_s -generator”) and does not influence the lower layer (“ E_s -load”). Then in the lower layer an electron drift velocity V_{ex} can occur.

The index “ s ” designates the E_s -layer — “load”, “ e ” — denotes the “ E_s -generator”-layer. At the considered altitudes of the “ E_s -load” the ions are unmagnetized, $\nu_{in} \gg \omega_{Bi}$. The continuity equations for the electrical currents in x - and y -direction give

$$V_{iy}' + \xi V_{iy}^s = V_{ey}' + \xi V_{ey}^s \quad (29)$$

$$V_{ix}' + \xi V_{ix}^s = V_{ex}' + \xi V_{ex}^s \quad (30)$$

with

$$\xi = \frac{a' n'}{a^s n_s}. \quad (31)$$

The condition necessary to neglect electrical currents in the surrounding plasma of lower density n_o is $\xi_o^s = n_s a_s / n_o L_p \gg 1$, where L_v is the vertical scale of the ambient plasma of lower density ($L_v \approx 50$ km). Further a linear dependence between the electric fields in the lower (\vec{E}') and upper (\vec{E}^s) layers is assumed,

$$E'_x = \kappa_x E_x^s, \quad (32)$$

$$E'_y = \kappa_y E_y^s.$$

The value of the coefficients $\kappa_x \leq 1$ and $\kappa_y \leq 1$ depends on the geometry and altitude of the considered plasma layers. Really the coefficients κ_x and κ_y have to be calculated solving the current continuity equation for the two-floor-system taking the voltage drop along the field-aligned currents into account. In this work assumed values of κ_x and κ_y are used.

Solving the system of equations (27)–(30), (32) one finds for the dependence of the electron bulk velocity components in the sporadic layer on the neutral wind velocity the relation

$$V_{ex}^s = \xi V^A \left\{ (\xi + \kappa_y) + \kappa_y \frac{\omega_{Bi}^s}{\nu_{in}^s \nu_{in}^s} + \frac{\kappa_x \kappa_y}{(\xi + \kappa_x)} \frac{\omega_{Bi}^s}{\nu_{in}^s} \right\}^{-1},$$

$$V_{ey}^s = -\xi \kappa_x V^A \left\{ (\xi + \kappa_y)(\xi + \kappa_x) \frac{\nu_{in}^s}{\omega_{Bi}^s} + \kappa_y (\xi + \kappa_x) \frac{\omega_{Bi}^s}{\nu_{in}^s} + \kappa_x \kappa_y \frac{\omega_{Bi}^s}{\nu_{in}^s} \right\}^{-1}. \quad (33)$$

Taking the conditions $\nu_{in}^s / \omega_{Bi}^s \gg 1$, $\nu_{in}^s / \omega_{Bi}^s > 1$ into account one approximately finds the relations

$$V_{ex}^s \approx \frac{V^A \xi}{\kappa_y + \xi},$$

$$V_{ey}^s = -\frac{\kappa_x \omega_{Bi}^s}{(\xi + \kappa_x) \nu_{in}^s} V_{ex}^s,$$

$$V_{ix}^s = V^A - \frac{\xi^2 V^A}{(\xi + \kappa_x)(\xi + \kappa_y)} \frac{\omega_{Bi}^s}{\nu_{in}^s}, \quad (34)$$

$$V_{iy}^s = \frac{\xi V^A}{\xi + \kappa_y} \frac{\omega_{Bi}^s}{\nu_{in}^s},$$

$$E_x^s = -\frac{\xi^2 m_i V^A}{q(\xi + \kappa_x)(\xi + \kappa_y)} \frac{\omega_{Bi}^s}{\nu_{in}^s},$$

$$E_y^s = \frac{\xi m_i \omega_{Bi}^s V^A}{q(\xi + \kappa_y)}$$

for $\kappa_x \leq 1$, $\kappa_y \leq 1$, $\xi \geq 1$. The electron velocity in the "E_s-load" can be expressed by

$$V'_{ex} \approx \frac{V^A \kappa_y \xi}{\kappa_y + \xi}. \quad (33)$$

Thus one has $V'_{ex} \leq V^A \sim c_s$. Here it can be assumed that $\kappa_x \approx 1$ and $\kappa_y \approx 1$ according to the infinite conductivity along the geomagnetic field lines.

4. DISCUSSION AND CONCLUDING REMARKS

A possible model of the generation of atmospheric current systems by the action of strong neutral winds on sporadic E-layers is considered. The neutral winds can be caused by acoustic waves of seismic, anthropogenic or meteorological nature [14].

The presented three-dimensional model is evidently more real, but very complicated. Up to now the altitude and coordinate dependence of the current density components are only found within the two-dimensional model. The two-dimensional modelling shows that electrotechnic description and hydrodynamic approximations give almost the same results. These results were then used to solve the three-dimensional problem.

Estimates of the electrostatic potentials, polarization fields and current components are obtained within the two-dimensional model. For the considered E-layer altitudes of about 85÷120 km it is shown, that the scalar potential of the electric field caused by the neutral winds only slightly depends on the altitude. In a system with one sporadic E-layer playing the role of the current generator the scales of the electric fields and the potential variations are equal to the characteristic scale of the altitude variation of the Pedersen conductivity of about 50 km. If the current system contains a further sporadic-layer-load in the external circuit then the scales of the current system will change.

The presented current generator models can also be applied to small period gravity waves, but then the influence of the wave on the sporadic layer and its surrounding plasma has to be considered.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was done within the frame of the contracts between Moscow United Institute of Physics of the Earth and Potsdam University concerning the project, "Nonstationary and turbulent processes in the ionospheric plasma". The authors gratefully thank the organization Deutsche Forschungsgemeinschaft for financial support. Besides additional financial support was given by the joint grant JAO100 of the International George Soros Science Foundation and the Russian Fundamental Science Foundation.

REFERENCES

1. Fatkullin M. N., Zelenova T. I., Kozlov V. K., Legen'ka A. L., and Soboleva T. N. Empirical models of the mid-latitude ionosphere. — Moscow: Nauka, 1981.
2. Gershman B. N., Ignat'ev Ju. A., and Kamenetskaya G. Ch. Formation mechanism of the ionospheric sporadic E-layer at different altitudes. — Moscow: Nauka, 1976.
3. Tshavdarov S. S., Tshasovitin Ju. K., Tshernysheva Ju. K., and Sheftel V. M. Mid-latitude ionospheric sporadic E-layer. — Moscow: Nauka, 1975.
4. Whitehead J. D. // *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1989. V. 51. N 5. P. 401.
5. Liperovskaya E. V., Pochotelov O. A., Oleynik M. A., Alimov O. A., Pavlova S. S., and Khakimova M. // *Izvestija RAN. Fizika Zemli*, 1994. V. 11. P. 86.
6. Liperovsky V. A., Pokhotelov O. A., and Shalimov S. L. Ionospheric Precursors of Earthquakes. — Moscow: Nauka, 1992.
7. Popov K. V., Liperovsky V. A., Liperovskaya E. V., and Meister C. V. // Weekly anthropogenic phenomena in the E- and F-layers of the ionosphere, this volume.
8. Najita K., Weaver P. F., and Yuen P. C. // *IEEE Proc.*, 1974. V. 62. N 5. P. 563.
9. Völk H. J. and Haerendel G. // *J. Geophys. Res.*, 1971. V. 76. N 19. P. 4541.
10. Jacobson A. R. and Bernhardt P. A. // *J. Geophys. Res.*, 1985. V. 90. N A7. P. 6533.
11. Schunk R. W. and Nagy A. F. // *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1978. N 16. P. 355.
12. Schunk R. W. and Walker J. C. G. // *Planet. Space Sci.*, 1973. N 21. P. 1875.
13. Suchy K. Transport coefficients and collision frequencies for aeronomical plasmas. — In: *Encyclopedia of Physics*. V. 49(7). — Berlin: Springer, 1984. P. 57.
14. Blanc E. // *Ann. Geophys.*, 1985. V. 3. N 6. P. 673.

United Institute for Physics of the
Earth, Moscow, Russia; Potsdam
University, Germany

Поступила в редакцию
15 декабря 1995 г.

УДК 533.951

**СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
РАМОЧНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ
В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ
В СВИСТОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ**

*T. M. Заборонкова, A. B. Костров, A. B. Кудрин,
A. I. Смирнов, A. A. Шайкин*

Экспериментально и теоретически изучен вклад различных участков пространственного спектра в формирование поля излучаемого рамочной антенной в свистовом диапазоне частот. Основное внимание уделено исследованию структуры полей в "промежуточной" области расстояний от источника до точки наблюдения.

В В Е Д Е Н И Е

Экспериментальному и теоретическому исследованию полей электромагнитных излучателей в магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот посвящено большое число работ (см., например [1-16]). В экспериментальных работах изучалась главным образом структура поля дипольных антенн электрического типа [1-6]. Повышенное внимание при этом уделялось вопросам возбуждения и распространения квазиэлектростатических (плазменных) волн [1-4]. Осуждались также возможности использования квазиэлектростатических волн для диагностики лабораторной [4] и космической [5] плазмы. Теоретические расчеты полей, возбуждаемых электрическими диполями в магнитоактивной плазме проводились применительно к свистовому диапазону в работах [7-10].

В последнее время в связи с постановкой космических экспериментов по генерации низкочастотных излучений в ионосфере и магнитосфере [11] значительный интерес вызывают рамочные антенны, с которыми связывают определенные надежды на возможность более эффективного возбуждения длинноволновой части пространственного спектра свистовых волн.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому изучению роли различных участков пространственного спектра возбуждаемых рамочной антенной волн свистового диапазона в формировании структуры электромагнитного поля. Заметим, что теоретические расчеты полей таких антенн в основном выполнялись либо для непосредственной окрестности источника [12, 13], либо для дальней зоны [13-15].

В нашей работе основное внимание уделяется "промежуточной" области расстояний от источника до точки наблюдения, поскольку поведение поля в этой области не получило ранее достаточно подробного рассмотрения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились в вакуумной камере длиной 150 см и диаметром 80 см. Аргоновая плазма создавалась при давлении $p = 5 \cdot 10^{-3}$ Торр высокочастотным импульсным разрядом длительностью $\tau_i = 2$ мс в однородном магнитном поле с величиной напряженности $H_0 = 200 \div 500$ Э и имела форму квазиоднородного столба длиной 100 см и диаметром 40 см. В условиях эксперимента температуры электронов T_e и ионов T_i в плазменном столбе совпадали и составляли $T_e \approx T_i = 0,4$ еВ. При таких значениях температуры плазму можно считать слабостолкновительной.

Антenna, представляющая собой виток радиусом $a = 1 \div 2,5$ см, располагалась на оси столба; плоскость витка была перпендикулярна внешнему магнитному полю. После выключения источника, создающего плазму, к антenne подводился импульс высокочастотного напряжения с фиксированной частотой $\omega = 3 \cdot 10^8 \div 10^9$ с⁻¹. Эксперименты проводились при сравнительно небольших значениях подводимой к антenne мощности (амплитуда напряжения выбиралась $U < 5$ В), так что в плазме не возникало заметных возмущений плотности.

Измерения поперечного и продольного (по отношению к внешнему магнитному полю) распределения компонент поля производились в распадающейся плазме, что позволяло исследовать структуру поля в широком диапазоне значений плотности плазмы ($N_e = 10^{11} \div 10^{13}$ см⁻³), которая контролировалась СВЧ интерферометром. Пространственное распределение электромагнитных полей исследовалось при помощи подвижной рамочной антенны с радиусом $a_1 = 0,5$ см. Для исключения влияния двойного слоя на импедансы излучающей и приемной антенн, их поверхности были покрыты слоем диэлектрика.

Измерение пространственного распределения различных компонент электромагнитного поля показало, что при достаточно низких значениях концентрации плазмы $\left(\frac{\omega_p}{c} a \ll 1\right)$ антenna возбуждает в основном квазиэлектростатические волны с волновыми числами $k \gg \frac{\omega_p}{c}$. Это иллюстрируется представленными на рис. 1 распределениями продольной компоненты магнитного поля H_z в плоскости, перпендикулярной к внешнему магнитному полю H_0 , при различных расстояниях от источника $z = 5 \div 35$ см ($N_e = 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³). На рисунке отчетливо видны резонансные направления, идущие из центра антены под углом $\theta = \arctg \left(\frac{\omega^2(\omega_H^2 + \omega_p^2 - \omega^2)}{(\omega_H^2 - \omega^2)(\omega_p^2 - \omega^2)} \right)^{\frac{1}{2}}$.

$\left(\frac{\omega^2(\omega_H^2 + \omega_p^2 - \omega^2)}{(\omega_H^2 - \omega^2)(\omega_p^2 - \omega^2)} \right)^{\frac{1}{2}}$

к \vec{H}_0 , что свидетельствует о преобладающем вкладе в данную компоненту квазиэлектростатических волн.

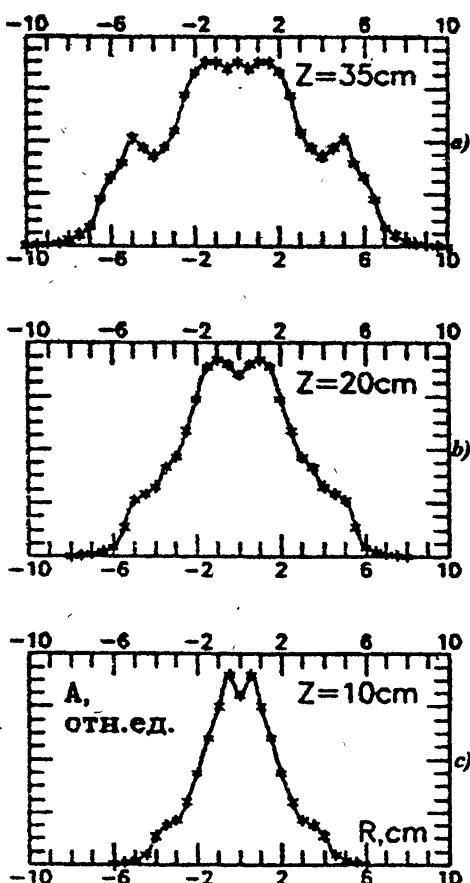


Рис. 1.

резонансного конуса с осью антенны, в отличие от рис. 5в, соответствующего больших значениям плотности ($N_e = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), при которых главную роль в формировании поля играют волны конической рефракции.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

Напомним, что в свистовом диапазоне частот $\omega_{ЛН} \ll \omega < \omega_H < \omega_p$ ($\Omega_{ЛН}$ — нижнегибридная частота, ω_H и ω_p — гирочастота и плазменная частота электронов соответственно) тензор диэлектрической проницаемости холодной бесстолкновительной замагниченной ($\vec{H}_0 \parallel 0\vec{Z}$) плазмы имеет вид:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & -ig & 0 \\ ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

При больших значениях плотности плазмы ($N_e = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$), для которых выполняются условия $1 < \frac{a\omega_p}{c} \lesssim \sqrt{\frac{\omega_H}{\omega}}$, усиление поля в окрестности резонансного конуса перестает быть заметным (см. рис. 3). В этом случае главную роль в формировании поля играют пространственные гармоники с волновыми числами $k \sim \frac{\omega_p}{c}$, называемые волнами конической рефракции. Различие в структуре поля при изменении плотности плазмы можно проследить и в зависимостях продольной компоненты магнитного поля H_z от координаты z снятые на оси установки (рис. 5). На рис. 5а ($\frac{\omega}{\omega_H} = 0,1$) и рис. 5б ($\frac{\omega}{\omega_H} = 0,05$), отвечающих сравнительно низким значениям электронной концентрации ($N_e = 3,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$), хорошо заметно существенное увеличение амплитуды поля в области пересечения сходящегося ре-

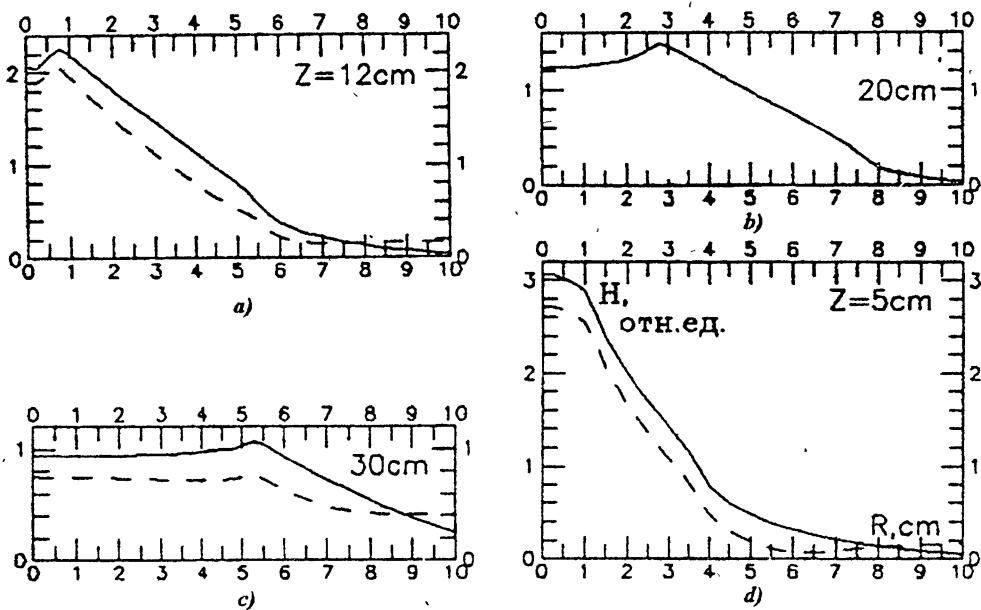


Рис. 2.

где

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad g = -\frac{\omega_p^2 \omega_H}{\omega(\omega_H^2 - \omega^2)}, \quad \eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

(зависимость от времени предполагается выбранной в виде $e^{+i\omega t}$). Поверхности показателя преломления нормальных волн в такой плазме описываются, как известно, выражением:

$$n_{||e,o}(n_{\perp}) = \left[\varepsilon - \frac{n_{\perp}^2}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\eta} \right) + \chi_{e,o} \sqrt{\frac{n_{\perp}^4}{4} \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^2 - n_{\perp}^2 \frac{g^2}{\eta} + g^2} \right]^{1/2} \quad (2)$$

Индексы o и e отвечают здесь обычновенной и необыкновенной волнам соответственно ($\chi_o = -1$, $\chi_e = 1$). Значки \parallel и \perp отмечают направления вдоль и поперек внешнего магнитного поля, а сами составляющие волнового вектора \vec{k} нормированы на волновое число в свободном пространстве k_o : $n_{\parallel} = \frac{k_{\parallel}}{k_0}$, $n_{\perp} = \frac{k_{\perp}}{k_0}$. В рассматриваемом диапазоне частот распространяющейся является лишь необыкновенная волна, поверхность показателя преломления которой изображена на рис. 6 для двух характерных отвечающим условиям эксперимента значений плазменной частоты ω_p ($\omega_{p1} = 8,0 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$; $\omega_{p2} = 5,0 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$) при $\omega_H = 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$,

$\omega = 9,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Значение n_{\perp} , на рис. 6 отвечает углу Стори, а значение $n_{\perp c}$ отвечает конической рефракции.

Для теоретических расчетов выберем в качестве источника электромагнитных полей кольцевой электрический ток с однородным распределением вдоль кольца¹:

$$\mathbf{j}^e(\vec{r}) = \vec{\varphi}^0 I_0 \delta(\rho - a) \delta(z) \quad (3)$$

(ρ, φ, z — цилиндрические координаты).

Компоненты волнового поля, возбуждаемого током (3), могут быть записаны в следующем виде [16]:

$$\mathcal{F}_m(r) = \sum_{\ell=e,o} \chi_{\ell} \int_0^{\infty} F_{\ell m}(n_{\perp}) J_n(k_0 \rho n_{\perp}) \exp(-ik_0|z|n_{\ell||}) dn_{\perp}, \quad (4)$$

где

$$\mathcal{F}_m = (E_{\rho}, E_{\varphi}, E_z, H_{\rho}, H_{\varphi}, H_z), \quad n = 0(m=3,6), \quad n = 1(m=1,2,4,5),$$

$$F_{\ell m}(n_{\perp}) = I_0 \frac{2\pi}{c} k_0^2 a \frac{g}{\eta} \frac{n_{\perp} f_{\ell m}(n_{\perp}) J_1(k_0 a n_{\perp})}{[n_{\perp}^4 (1 - \varepsilon/\eta)^2 - 4n_{\perp}^2 g^2/\eta + 4g^2]^{1/2}},$$

$$f_{\ell 1} = -i \frac{n_{\perp}^2 - \eta}{n_{\ell||}}, \quad f_{\ell 2} = g \frac{n_{\perp} - \eta}{n_{\ell||}(n_{\ell}^2 - \varepsilon)}, \quad f_{\ell 3} = n_{\perp} \operatorname{sign} z,$$

$$f_{\ell 4} = -g \frac{n_{\perp}^2 - \eta}{n_{\ell}^2 - \varepsilon} \operatorname{sign} z, \quad f_{\ell 5} = i\eta \operatorname{sign} z,$$

$$f_{\ell 6} = ig \frac{n_{\perp}(n_{\perp}^2 - \eta)}{n_{\ell||}(n_{\ell}^2 - \varepsilon)}, \quad n_{\ell}^2 = n_{\perp}^2 + n_{\ell||}^2(n_{\perp}),$$

$J_n(\xi)$ — функция Бесселя.

При условиях $\varepsilon \ll |g| \ll |\eta|$ выражения для компонент поля могут быть существенно упрощены. В частности, для продольной компоненты магнитного поля H_z имеем:

$$H_z \approx I_0 \frac{2\pi}{c} k_0^2 a \int_0^{\infty} \frac{n_{\perp}^2}{(n_{\perp}^4 + 4g^2)^{1/2}} J_1(k_0 n_{\perp} a) J_0(k_0 n_{\perp} \rho) \times \\ \times \left[-\frac{ig\Lambda_e}{n_{\perp}^2 - g} e^{-ik_0 \Lambda_e z} + \Lambda_o e^{-k_0 \Lambda_o z} \right] dn_{\perp}, \quad (5)$$

¹Реальное распределение тока по проводнику покрытому слоем диэлектрика слабо зависит от концентрации плазмы и, как мы убедимся далее, в условиях эксперимента действительно может считаться однородным.

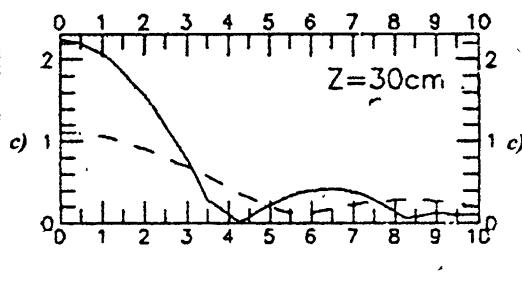
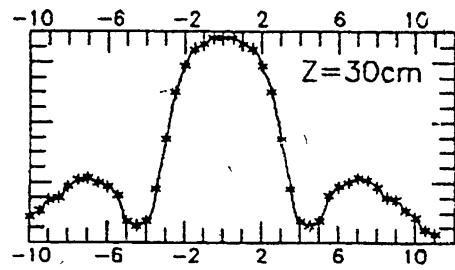
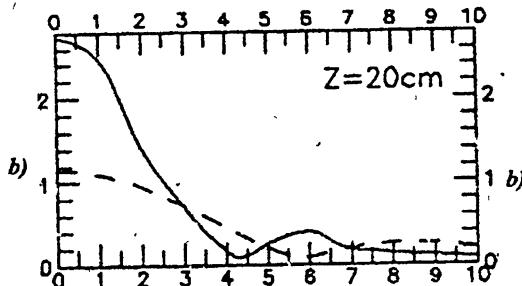
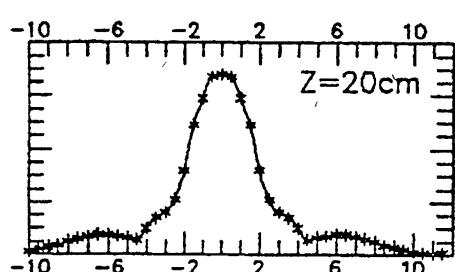
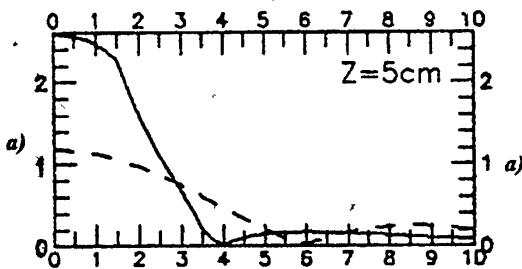
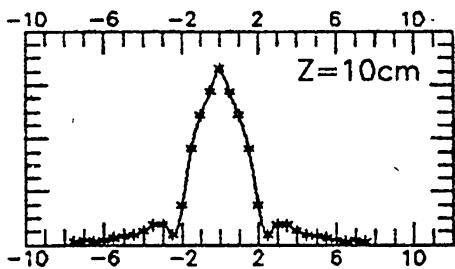


Рис. 3.

Рис. 4.

где

$$\Lambda_e = \left(\left(\frac{n_\perp^4}{4} + g^2 \right)^{1/2} + \frac{n_\perp}{2} + \varepsilon + \frac{n_\perp^2}{u} \right)^{1/2},$$

$$\Lambda_o = \left(\left(\frac{n_\perp^4}{4} + g^2 \right)^{1/2} + \frac{n_\perp^2}{2} \right)^{1/2}, \quad u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2}.$$

Формула (5) позволяет в некоторых частных случаях получить простые выражения для описания поля. Так, например, при выполнении условия $\left(\frac{\omega_p}{c} a \ll 1 \right)$, когда основной вклад в формирование поля вносят квазиэлектростатические волны, компонента H_z на оси источника ($r = 0$) может быть представлена в виде:

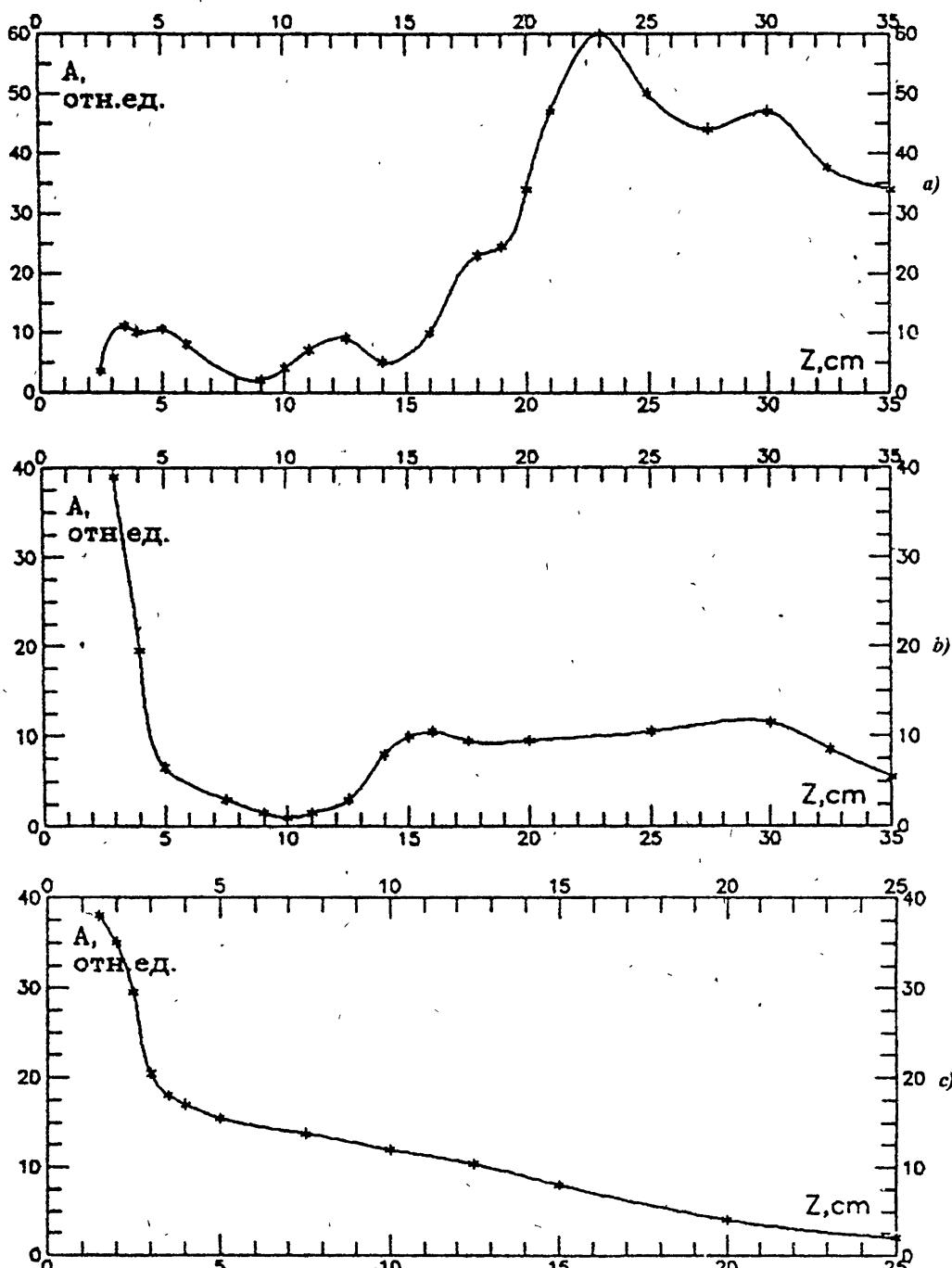


Рис. 5..

$$H_z(z, 0) \approx I_0 \frac{2\pi}{c} k_0^2 ag \left(\frac{z}{a\sqrt{u}} + i \sqrt{1 - \left(\frac{z}{a\sqrt{u}} \right)^2} \right), \quad z \leq a\sqrt{u}, \quad (6)$$

$$H_z(z, 0) \approx I_0 \frac{2\pi}{c} k_0^2 ag \left(\frac{z}{a\sqrt{u}} - \sqrt{\left(\frac{z}{a\sqrt{u}} \right)^2 - 1} \right), \quad z \geq a\sqrt{u},$$

С помощью формулы (6) легко оценить амплитуду поля в точке пересечения резонансного конуса с осью источника — $z_p^* = a\sqrt{u}$. (см. рис. 3).

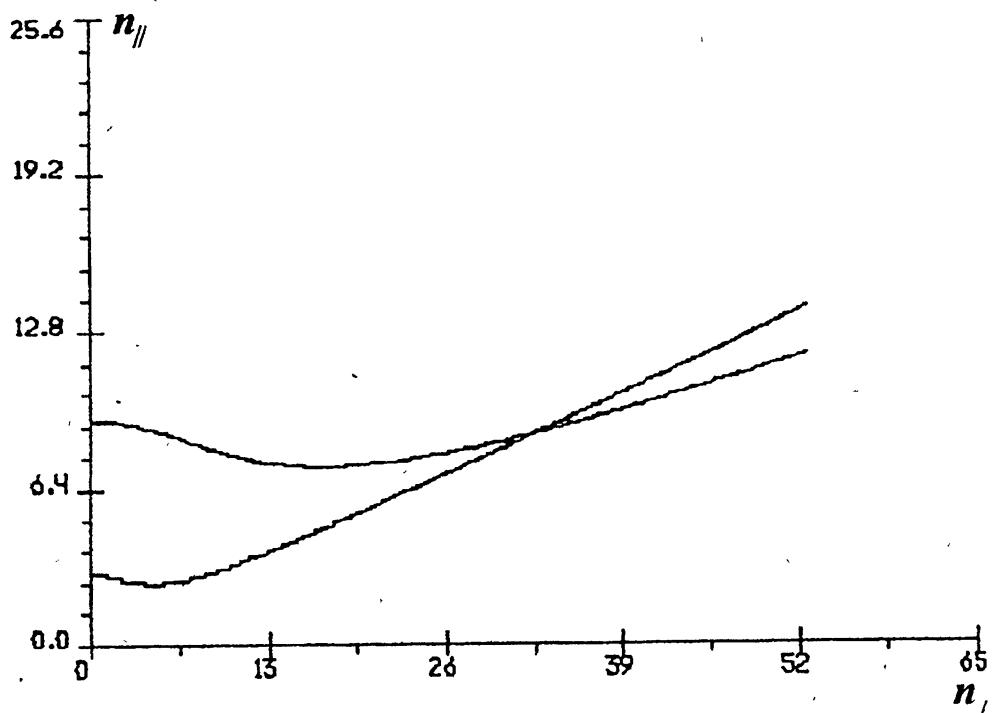


Рис. 6.

Численные расчеты компоненты магнитного поля H_z выполненные по формулам (4) показали, что поле с большой степенью точности описывается интегралом, отвечающим необыкновенной волне. Результаты численных расчетов при соответствующих эксперименту значениях параметров приведены на рис. 2, 4, а также на рис. 7. Пунктирные линии изображенные на рис. 2, 4 отвечают следующим областям интегрирования по переменной n_{\perp} в формуле (4): $n_{\perp c} + \frac{n_{\perp e}}{2} \leq n_{\perp} < \infty$ (рис. 2),

$n_{\perp c} - \frac{n_{\perp s}}{2} \leq n_{\perp} \leq n_{\perp c} + \frac{n_{\perp s}}{2}$ (рис. 4) и демонстрируют, что главный вклад в значение поля, в зависимости от величины плотности плазмы, вносит соответствующий участок пространственного спектра. Из представленных на рисунках экспериментальных данных и результатов численных расчетов нетрудно убедиться, что структура компоненты поля H_z формируется в основном либо квазиэлектростатическими волнами, в области параметров $\frac{a\omega_p}{c} \ll 1$ (см. рис. 1, 2); либо волнами конической рефракции ($\frac{a\omega_p}{c} \sim 1$, см. рис. 3, 4).

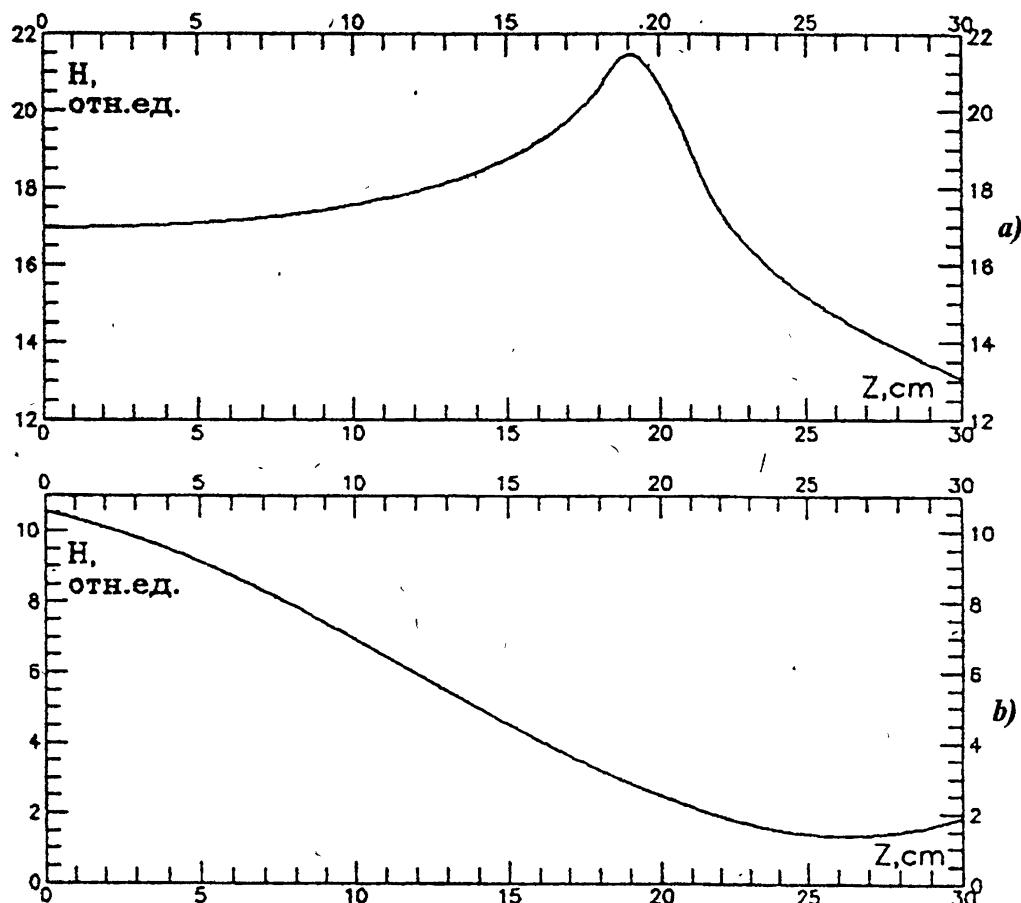


Рис. 7.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что относительный вклад различных участков пространственного спектра в формирование структуры поля рамочной антенны существенно зависит от плотности плазмы. При низких значениях плотности основной вклад вносят квазиэлектростатические волны, о чем свидетельствуют данные эксперимента и результаты численных расчетов, представленные на рис. 1, 2. С увеличением плотности плазмы все большую роль в формировании излучаемых антенной полей начинают играть волны конической рефракции (см. рис. 3, 4). В целом, полученные экспериментальные результаты находятся в достаточно хорошо согласии с теоретическими расчетами, выполненными в приближении слабостолкновительной однородной магнитоактивной плазмы. Некоторое несовпадение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами объясняется, во-первых, погрешностью эксперимента, обусловленной ограниченностью пространственного и амплитудного разрешения приемной антенны; во-вторых, имеющим место в эксперименте затуханием квазиэлектростатических волн.

Из сопоставления экспериментальных данных и результатов теоретических расчетов можно также сделать вывод, что для рамочных антенн с диэлектрическим покрытием, имеющих радиус $a \leq \frac{c}{\omega_p}$, довольно хорошо работает приближение однородного распределения тока вдоль провода.

Т. М. Заборонкова, А. В. Костров, А. И. Смирнов, А. А. Шайкин признательны Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 94-02-05447-а) и Международному фонду Сороса (грант № NOP 300) за финансовую поддержку. А. В. Кудрин признательен Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 96-02-18666) за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fisher R. K., Gould R. W. // The physics of fluids. 1971. V. 14. № 4.
2. Koons H. C., Pridmore-Brown D. C., McPherson D. A. // Radio Science. 1974. V. 9. № 5. P. 541.
3. Lucks K., Kramer M. // Plasma physics. 1975. V. 22. P. 879.
4. Derra G., Piel A. // Plasma physics. 1978. V. 25. № 4. P. 435.
5. Piel A. // XIX International conference on phenomena in ionized Gases. Belgrade. 1989. P. 487.
6. Stenzel R. L. // The physics of fluids. 1976. V. 19. № 6. P. 857.
7. Мареев Е. А., Чугунов Ю. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 8. С. 961.

8. Wang T. N., Bell T. F. // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. P. 1174.
9. Беллюстин Н. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. С. 22.
10. Моисеев Б. С. // Магнитосферные исследования. — М., 1986. С. 54.
11. Арманд Н. А., Семенов Ю. П., Черток Г. Е. и др. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. № 11. С. 2225.
12. Карпман В. И. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 836.
13. Мошков А. В. // Космические исследования. 1986. Т. 24. № 5. С. 735.
14. Лукин Д. С., Пресняков В. Б., Савченко П. П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1988. Т. 28. № 2. С. 262.
15. Волкомирская Л. Б., Горбунов С. А., Резников А. Е. Магнитосферные исследования. — М., 1986. С. 72.
16. Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г., Кудрин А. В. // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 38. № 8. С. 1451.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Нижний Новгород,
Институт прикладной физики
РАН, г. Нижний Новгород

Поступила в редакцию
12 декабря 1995 г.

**THE STRUCTURE OF ELECTROMAGNETIC FIELDS OF LOOP
RADIATORS IN MAGNETOACTIVE PLASMAS IN THE WHISTLER
FREQUENCY RANGE**

*T. M. Zaboronkova, A. V. Kostrov, A. V. Kudrin,
A. I. Smirnov, A. A. Shaykin*

This work deals with the experimental and theoretical study of the role of different sections of the spatial spectrum of the whistler waves excited by a loop antenna in formation of the structure of the electromagnetic field. The main attention is given to the intermediate region of distances between the source and the observation point.

THE INVESTIGATION OF THE ARTIFICIAL IONOSPHERIC TURBULENCE BY THE METHOD OF PROBING RADIO WAVE PULSES

G. I. Terina

The experimental investigation results of the artificial ionospheric turbulence by the method of its sounding by short powerful pulses are presented. The characteristics of three types of signals scattered by the artificial ionospheric turbulence are considered: time dependences, dependences on the heating power, on the probing frequency, on the virtual height of scattering.

INTRODUCTION

This paper is the continuation of investigation of signals scattered by artificial ionospheric turbulence in its sounding by short radio pulses [1-4]. When the heating transmitter is turned on two types of the scattered signals appeared: "caviton" signal (CS) and "plasma" signal (PS) [2]. In experiments carried out in winter 1991-92 by the facility "Zimenki" it was discovered the third signal which was appeared after turning off the heating transmitter. This signal has the same character (wide-band) as "plasma" signal. Therefore we shall call it "plasma" signal of "aftereffect" or AEPS.

In this work the characteristics of these three signals depending on the heating power, on the probing frequency, on the virtual height of scattering are considered.

MEASUREMENTS AND RESULTS

Measurements were carried out by the heating facility "Zimenki" during 1980-94 years at day time. The heating transmitter radiated ordinary polarization at frequencies 4.785 MHz, 5.455 MHz, 5.75 MHz, 5.828 MHz and was switched on periodically for time T and off for the same duration ($T = 0.1$ s - 3 min). The effective radiated power was changed from 1 to 20 MW. The probing transmitter was operated in the frequency range 5.5-5.9 MHz (also ordinary polarization) and radiated pulses of duration 25, 50 and 100 μ s with the effective power of about 100 MW.

We made registration of amplitude and phase of observed scattered signals from a number (5-10) of fixed virtual heights simultaneously by the self-recorder ($V = 1$ cm/s) and the photo-registration of the height-amplitude scanning ($V = 1$ frame in a second).

CS appears with switching on the heating transmitter mainly before the fundamental signal of the probing transmitter. When the probing frequency is larger than the heating one CS occurring before and behind main signal is changed by PS in some seconds. The time of CS occurrence is changed from milliseconds up to several second, the relaxation time is some tens of milliseconds.

PS by contrast to CS increases gradually when the heating transmitter is turned on, occupying the virtual height range of width $\Delta h' \simeq 200\text{--}300$ km mainly behind the fundamental signal of the probing transmitter. The rising time of PS is changed from fraction of a second up to some tens of seconds, the relaxation time from fraction of a second up to several second.

AEPS gradually increased when the heating transmitter was turned off reaching its maximum value and then slowly decreased. It is located at the virtual heights, exceeding the reflection height of probing radio pulse on 100 km or more and occupying the height range of width 300–600 km. The time of its maximum amplitude appearance (τ_m) is several seconds. The relaxation time is changed from several seconds up to tens minutes.

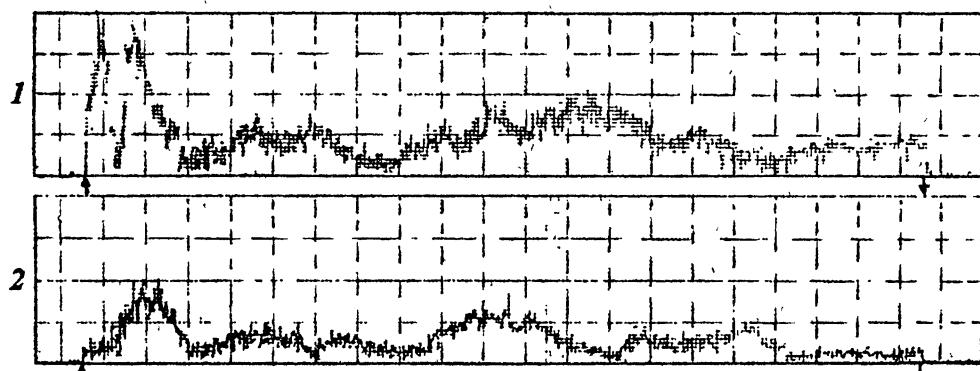


Fig. 1 a. The examples of time dependences of scattered signal: CS 22.01.92, 9.50 LT, $f_{pr}=5.6$ MHz, $f_h=5.75$ MHz, 1 — $h'=219$ km, 2 — $h'=216$ km. Arrows mark the moments of turning on (\uparrow) and off (\downarrow) the heating transmitter.

Fig. 1 a, b, c gives the examples of the records of time dependences of CS, PS and AEPS, obtained from two virtual heights simultaneously.

The character of time dependences of observed scattered signals often was more complex. It should be noted that AEPS was observed mainly as PS had amplitude fluctuations [4]. The character of scattered signals is due to both the parameters of transmitters (heating and probing) and the ionospheric conditions. We shall consider the dependences of amplitude, increase time and relaxation time of these signals on the heating power, the probing frequency and the virtual height of the ionospheric scattering.

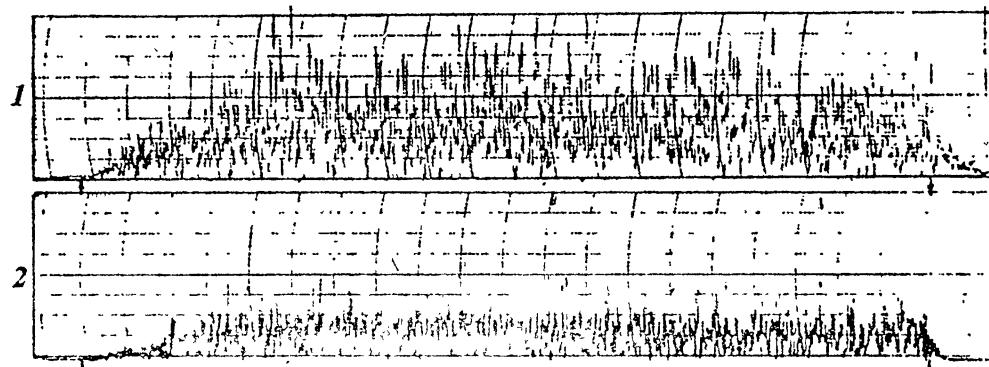


Fig. 1 b. The examples of time dependences of scattered signal: PS 28.12.93, 12.42 LT, $f_{pr}=5.55$ MHz, $f_h=5.75$ MHz, 1 — $h'=270$ km, 2 — $h'=290$ km. Arrows mark the moments of turning on (\uparrow) and off (\downarrow) the heating transmitter.

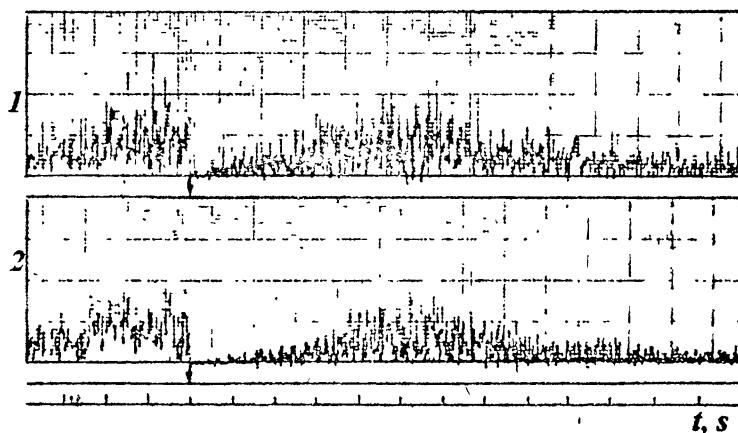


Fig. 1 c. The examples of time dependences of scattered signal: AEPS 29.01.92, 15.01 LT, $f_{pr}=5.6$ MHz, $f_h=5.455$ MHz, 1 — $h'=435$ km, 2 — $h'=335$ km. Arrows mark the moments of turning on (\uparrow) and off (\downarrow) the heating transmitter.

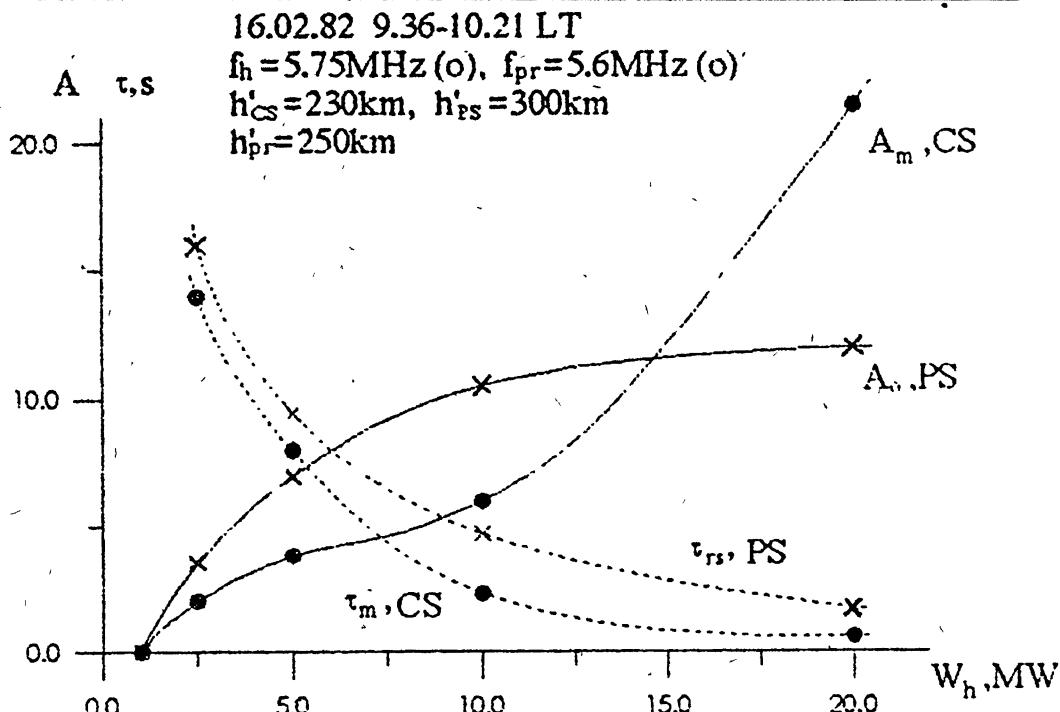


Fig. 2. The dependences of amplitude and increase time of CS and PS on the heating power. 16.02.82, 9.36-10.21 LT, $f_{pr} = 5.6\text{ MHz}$, $f_h = 5.75\text{ MHz}$, $h'_{CS} = 230\text{ km}$, $h'_{PS} = 300\text{ km}$.

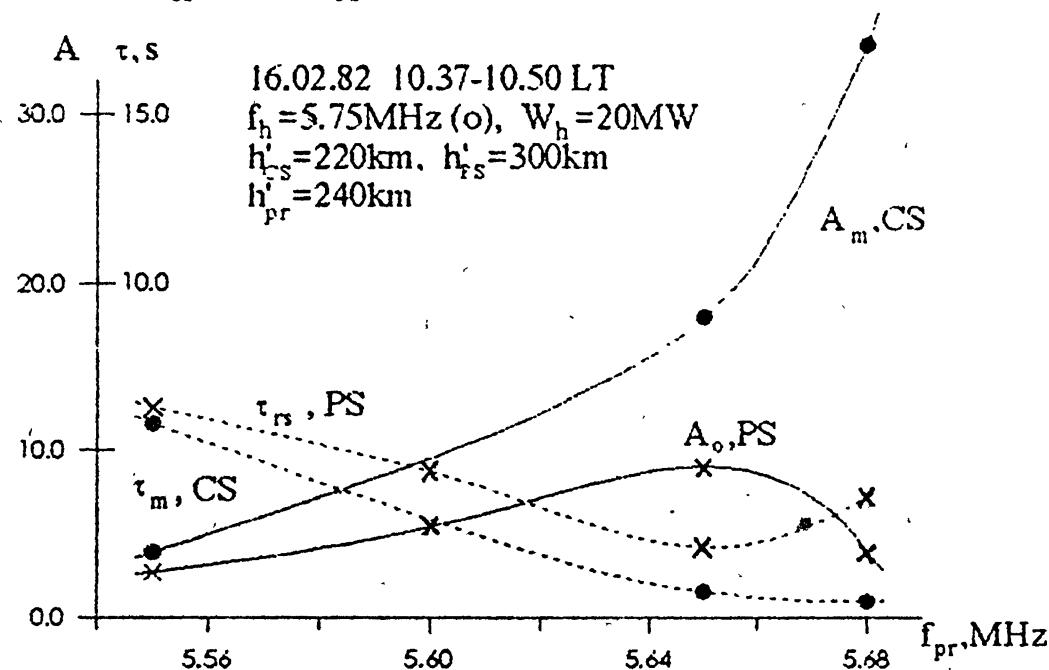


Fig. 3. The dependences of amplitude and increase time of CS and PS on the probing frequency. 16.02.82, 10.37-10.54 LT, $f_h = 5.75\text{ MHz}$, $W_h = 20\text{ MW}$, $h'_{CS} = 220\text{ km}$, $h'_{PS} = 300\text{ km}$.

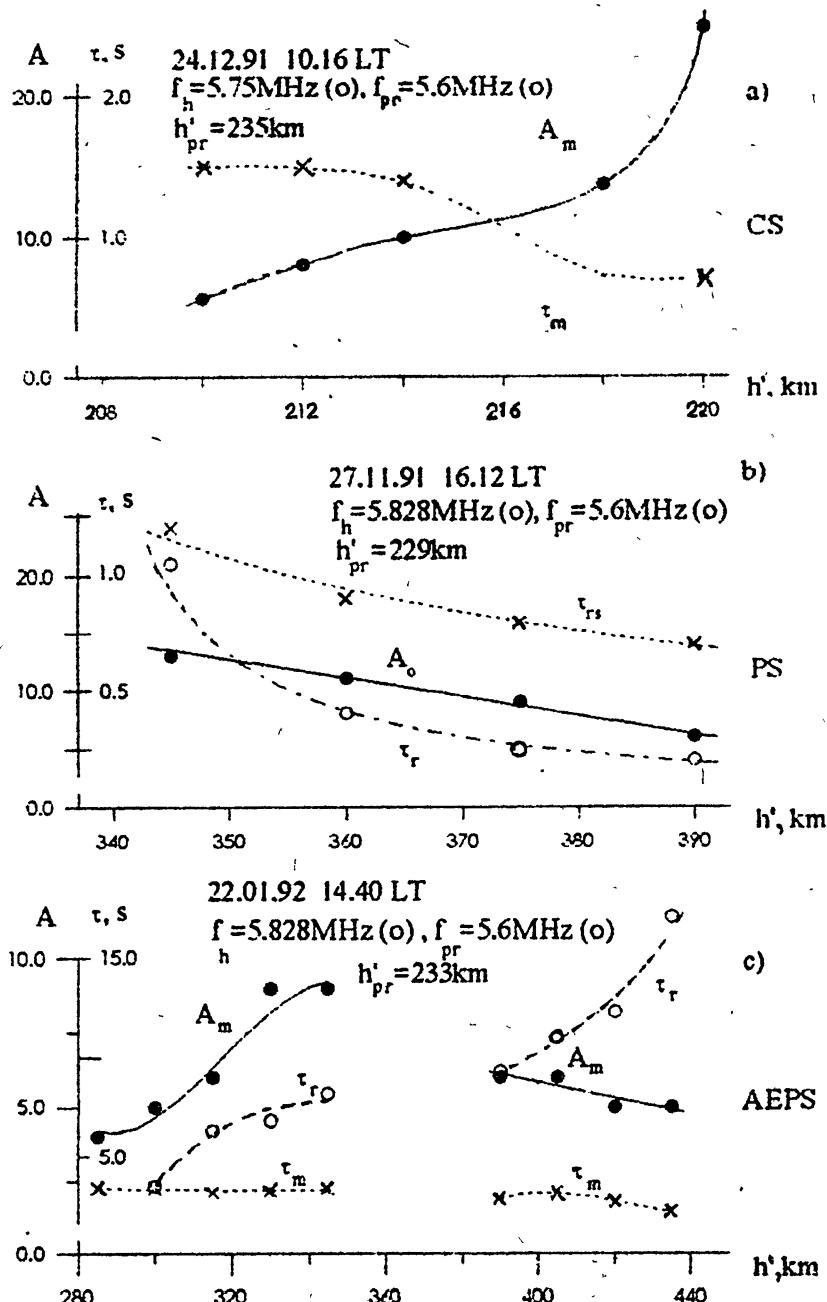


Fig. 4. The dependences of amplitude, increase and relaxation time of CS, PS, AEPS on virtual height of scattering.

a) CS 24.12.91, 10.16 LT, $f_{pr}=5.6 \text{ MHz}$, $f_h=5.75 \text{ MHz}$.

b) PS 27.11.91, 16.12 LT, $f_{pr}=5.6 \text{ MHz}$, $f_h=5.828 \text{ MHz}$.

c) AEPS 22.01.92, 14.40 LT, $f_{pr}=5.6 \text{ MHz}$, $f_h=5.828 \text{ MHz}$.

The Fig. 2 presents the dependences of amplitudes of CS, PS (A_m, A_0), the rising time of PS (τ_{rs}) determined by a level ($1 - e^{-1}$) relative to PS stationary amplitude (A_0) and the appearance time of maximum amplitude (τ_m) of CS (τ_m) on the heating power. One can see the infinite increase of CS amplitude and satiation of PS amplitude with an increase of the heating power. The times τ_{rs} and τ_m decreased with increase of the heating power.

Fig. 3 shows the dependences of amplitudes of CS, PS, values τ_{rs} and τ_m on probing frequency. One can see the increase of CS amplitude with the increase of the probing frequency (just with its approach to the heating frequency) and the decrease of time τ_m . The PS amplitude has maximum on the frequency 5.55 MHz and the rising time has minimum on the same frequency.

Fig. 4 shows the dependences of amplitudes of CS, PS, AEPS, increase times (τ_{rs}, τ_m) and relaxation times (τ_r) on virtual height of scattering. From figure one can see that the amplitude of CS and PS increases with the approach of the virtual height of scattering to the reflection height of the probing wave and AEPS amplitude has maximum at the virtual height exceeding above height on 100 km. The increase times little decrease with the increase of the virtual height for CS, PS, AEPS. The relaxation time of PS decreases and the relaxation one of AEPS essentially increase with the increase of the virtual height of scattering.

CONCLUSIONS

The investigation results of characteristics of observed signals allow us to assume that CS is due to scattering of radio pulses by caviton formations [5, 6] excited by strong Langmuir turbulence in the reflection region of a powerfull radio wave; PS is due to multiple scattering of probing radio wave (with their transformation into slow z-mode and inversely) by small-scale irregularities excited by the thermal parametric instability in the region of the upper-hybrid resonance of the powerful wave [1, 7]. The obtained height dependencies of amplitude and relaxation time of AEPS suggest the excitation of artificial turbulence in the upper ionosphere which probably is produced by the accelerated electrons, escaping from plasma resonance region to the upper ionosphere layers with turning off the heating transmitter.

It should be noted that as it follows from frequency dependences (Fig. 3) CS has the same nature as "narrow continuum" and PS as "broad continuum" in the stimulated electromagnetic emission (SEE).

The obtained height and time characteristics for PS, CS, AEPS permit us to approach to a creation of the physical model of artificial ionospheric turbulence, however many questions still have not been solved.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author thanks E. A. Benediktov, V. V. Belikovich, N. A. Mityakov and A. V. Rakhlin for the provision of time for the operation of the probing and heating transmitters, S. A. Dmitriev, L. M. Elkhina and N. S. Tagunova for the help in the performance of experiments and the processing of their results, S. M. Grach, V. V. Vas'kov, E. A. Gromov, V. I. Talanov and A. N. Karashtin for helpful discussions.

This work was fulfilled with the financial support of Russian foundation of fundamental researchs (grant 93-02-3361).

ЛИТЕРАТУРА

1. Belikovich V. V., Benediktov E. A., Grach S. M., Terina G. I. // XIII All Union Conference of radio wave propagation, Gorkiy, 1981. Theses of reports, 1981. P. 107.
2. Terina G. I. // J. Atm. Terr. Phys. 1995 V. 57. P. 273.
3. Terina G. I. // Izv. VUZov. "Radiofizika". 1994. V. 37. № 6.
4. Dmitriev S. A., Terina G. I., Tushentsova I. A. // Geomagnetism and aeronomia. 1995. V. 35. № 6.
5. Petviashvili V. I. // Fizika plasma. 1976. V. 3. № 2. P. 450.
6. DuBois D. F., Rose H. A., Russell D. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. № 21. P. 221.
7. Grach S. M. // Izv. VUZov. "Radiofizika". 1985. V. 18. P. 1273.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Нижний Новгород

Поступила в редакцию
12 сентября 1995 г.

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ПЛАЗМЕННО-ВОЛНОВОДНЫХ АНТЕННЫХ СИСТЕМ ОНЧ ДИАПАЗОНА В ИОНОСФЕРНЫХ УСЛОВИЯХ

Т. М. Заборонкова, И. Г. Кондратьев, А. В. Кудрин

Исследуется плазменно-волноводная антennaя система ОНЧ диапазона, представляющая собой вытянутое вдоль внешнего магнитного поля цилиндрическое плазменное образование с повышенной плотностью, плавно спадающей к фоновому значению при удалении от заданного излучателя. Предложена адекватная модель позволяющая рассчитывать как полную мощность излучения этой системы, так и распределение мощности по пространственному спектру излучаемых волн. Показана, в частности, принципиальная возможность использования подобных плазменных антенн для повышения уровня мощности, идущей в длинноволновую часть пространственного спектра возбуждаемых в окружающей плазме свистовых волн. Проведены конкретные оценки, отвечающие условиям земной ионосферы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа, являющаяся непосредственным продолжением работ [1–4], посвящена исследованию особенностей возбуждения ОНЧ волн искусственными плазменно-волноводными излучающими системами в ионосфере. С использованием таких систем, формирующихся в магнитоактивной плазменной среде вблизи излучателей самосогласованным образом [5–8], связывают в настоящее время определённые надежды на возможность оперативного управления характеристиками излучения в ОНЧ диапазоне. В данной работе мы ограничимся рассмотрением принадлежащего к ОНЧ диапазону интервала частот

$$\omega_{LH} < \omega \ll \omega_H \ll \omega_p \quad (1)$$

(ω_{LH} — нижняя гибридная частота, ω_H и ω_p — гирочастота и плазменная частота электронов соответственно), отвечающего свистовым волнам, способы эффективного возбуждения которых в плазме ионосферного типа широко обсуждаются в последние годы.

Как известно, в области частот (1) распространяющейся является только одна из двух нормальных волн холодной магнитоактивной плазмы. Поверхность показателя преломления этой волны показана на рис. 1 в виде зависимости $p = p(q)$, где p и q — соответственно продольная и поперечная компоненты волнового вектора, нормированные на волновое число в

свободном пространстве $k_0 = \omega/c$. Повышенный интерес для многочисленных приложений (см. [9]) вызывает вопрос об увеличении эффективности возбуждения длинноволновой части пространственного спектра излучаемых свистовых волн, которую условно можно выделить следующим образом: $0 \leq q \leq q_s$ (здесь q_s — значение, отвечающее конусу Стори: $p''(q_s) = 0$). Этот интерес объясняется, с одной стороны, тем, что волны только этого участка пространственного спектра могут высовчиваться в волновод Земля-ионосфера и достигать поверхности Земли в случае размещения излучателя в среднеширотной или полярной ионосфере [10], с другой стороны — тем, что волны этого участка испытывают в ионосфере значительно меньшее стокновительное затухание, чем волны, принадлежащие промежуточному интервалу $q_s \leq q \leq q_c$, и особенно мелкомасштабные квазиэлектростатические волны, отвечающие области $q > q_c$ (q_c — поперечное волновое число, соответствующее конической рефракции: $p'(q_c) = 0$). Поэтому возбуждение длинноволновых свистов представляет интерес для транспортировки ОНЧ излучений на большие расстояния в околоземном пространстве.

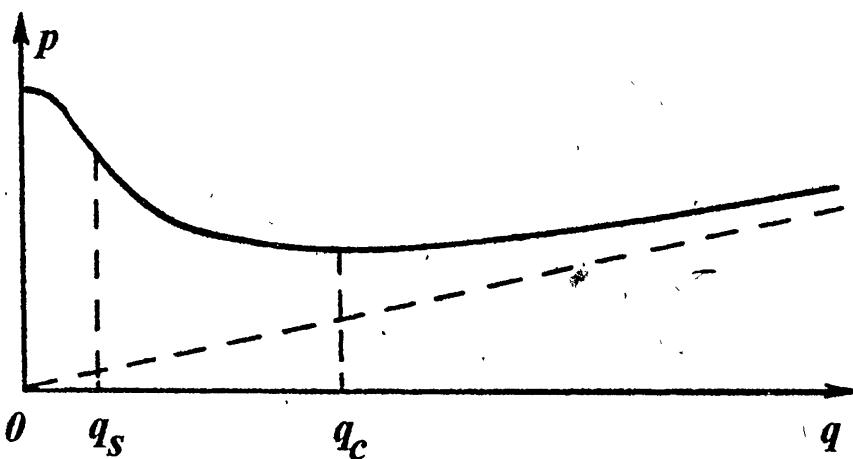


Рис. 1. Поверхность показателя преломления в свистовом диапазоне частот (1).

Вполне понятно, что повышение полной мощности излучения, а также ее относительной доли, идущей в длинноволновую часть пространственного спектра, может быть достигнуто путем увеличения либо размеров самого излучателя [1], либо плотности плазмы в его окрестности [2]. В частности, как показали экспериментальные и теоретические исследования [2, 11], формирование вблизи излучателя плазменного канала с повышенной плотностью приводит в диапазоне (1) к заметному увеличению полной мощности излучения. При использовании в качестве излучателя рамочной антенны с кольцевым электрическим током основная часть этой мощности идет в поддерживающие каналом квазилокализованные (несоб-

ственные) моды, которые далее переизлучаются с его концов в окружающую плазменную среду [2, 3]. Естественно, что структура поля излучения в окружающей среде существенно зависит от состава мод, а также амплитудных и фазовых соотношений между ними на выходе из канала [4]. Сами же эти факторы определяются, очевидно, условиями возбуждения и характером транспортировки мод в канале. Исследование влияния данных основных факторов на распределение излучаемой мощности по пространственному спектру волн, возбуждаемых в плазме ионосферного типа соответствующей плазменно-волноводной антенной системой, и является главной целью настоящей работы.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим излучающую систему, состоящую из ориентированного вдоль внешнего магнитного поля $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$ цилиндрического плазменного канала и находящегося внутри него электромагнитного источника с заданным гармоническим во времени ($\sim \exp(i\omega t)$) кольцевым электрическим током

$$\vec{j}(\vec{r}) = \vec{\varphi}_0 I_0 \delta(\rho - b) \delta(z). \quad (2)$$

Здесь ρ, φ, z — цилиндрические координаты, $\delta(\xi)$ — дельта-функция Дирака. Плотность плазмы $\hat{N}(\rho, z)$ в канале предполагается плавно спадающей к фоновому значению N с удалением от источника (см. рис. 2).

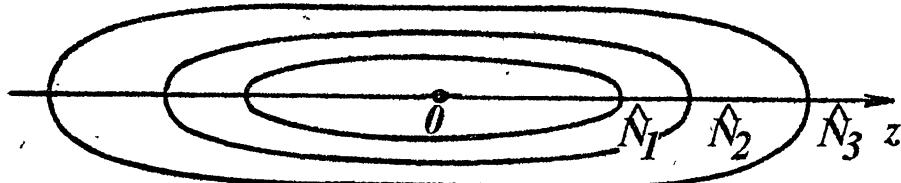


Рис. 2. Структура линий постоянной плотности: $\hat{N}_1 > \hat{N}_2 > \hat{N}_3$.

Поскольку дальнейшее рассмотрение опирается, как уже отмечалось, на результаты предыдущих работ [2–4], мы воспроизведем здесь некоторые необходимые сведения, взятые из этих работ.

Прежде всего напомним, что для описания поля в указанном плазменном канале можно воспользоваться известным методом поперечных сечений, разработанным для экранированных и открытых изотропных диэлектрических волноводов [12, 13]. Обобщение этого метода на случай открытых направляющих систем с гиротропным заполнением выполнено в [3]. Согласно [3], комплексные амплитуды поля $\hat{E}(\rho, z), \hat{H}(\rho, z)$ в канале с повышенной плотностью плазмы ($\hat{N} > N$), допускающем в диапазоне (1)

существование только квазилокализованных мод [14], могут быть представлены в виде¹

$$\hat{\vec{E}}(\rho, z) = \sum_{\pm\nu} d_{\nu}(z) \vec{E}_{\nu} + \sum_{s,\alpha} \int_{\Gamma_{\gamma}} d_{s,\alpha}(z, q) \vec{E}_{s,\alpha}(q) dq, \quad (3)$$

$$\hat{\vec{H}}(\rho, z) = \sum_{\pm\nu} d_{\nu}(z) \vec{H}_{\nu} + \sum_{s,\alpha} \int_{\Gamma_{\gamma}} d_{s,\alpha}(z, q) \vec{H}_{s,\alpha}(q) dq.$$

Величины $\vec{E}_{s,\alpha}$, $\vec{H}_{s,\alpha}$ и \vec{E}_{ν} , \vec{H}_{ν} , стоящие в (3), описывают применительно к волноводу сравнения, отвечающему некоторому сечению $z = \text{const}$, попеченные распределения соответственно полей волн непрерывного спектра, не удерживающихя в канале изначально, и полей квазилокализованных мод, поддерживаемых каналом. Поскольку эти моды являются вытекающими, их постоянные распространения $p = p_{\nu}$ ($p_{-\nu} = -p_{\nu}$) оказываются комплексными даже в случае отсутствия потерь в среде: $p_{\nu} = p'_{\nu} - ip''_{\nu}$. Символы $\sum_{\pm\nu}$ и $\sum_{s,\alpha}$ имеют следующий смысл:

$$\sum_{\pm\nu}(\dots) = \sum_{\nu=-M}^{-1}(\dots) + \sum_{\nu=1}^M(\dots), \quad \sum_{s,\alpha}(\dots) = \sum_{s=(-)}^{(+)} \sum_{\alpha=0}^e(\dots).$$

Здесь M — полное число мод, знаки \pm указывают на направление распространения относительно оси OZ — положительное ($\nu > 0$, $s = (+)$) или отрицательное ($\nu < 0$, $s = (-)$). Индексы α отмечают “обыкновенную” ($\alpha = o$) или “необыкновенную” ($\alpha = e$) волну. Как хорошо известно [15], в однородной фоновой плазме, описываемой тензором диэлектрической проницаемости общего вида

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & -ig & 0 \\ ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix} \quad (4)$$

связь продольной и поперечной составляющих волнового вектора этих волн дается формулами

$$p_{\alpha}(q) = \left[\epsilon - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon}{\eta} \right) q^2 + \chi_{\alpha} R(q) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$R(q) = \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{\epsilon}{\eta} \right)^2 q^4 - \frac{g^2}{\eta} q^2 + g^2 \right]^{1/2},$$

¹Здесь и далее приводятся выражения, относящиеся к полупространству $z > 0$, поскольку возбуждаемое током (2) поле симметрично относительно плоскости источника ($z = 0$).

где $\chi_e = -\chi_o = 1$, $p_\alpha \equiv p_{+,\alpha} = -p_{-,\alpha}$, $\operatorname{Im} p_\alpha < 0$, $\operatorname{Re} R > 0$ ². Контур Γ_γ , по которому проводится интегрирование в выражениях (3), идет в комплексной плоскости q от точки $q = 0$ до бесконечности вдоль линии, определяемой соотношением $\operatorname{Im} q = -\operatorname{Re} q \operatorname{tg} \gamma$. При этом угол γ должен удовлетворять условиям [2, 3]

$$\max_\nu \left\{ \operatorname{arctg} \left(p_\nu'' / p_\nu' \right) \right\} < \gamma < \pi/4. \quad (6)$$

Процедура отыскания полей, входящих в правые части выражений (3), применительно к случаю произвольного распределения плазмы в поперечном сечении, изложена в [3]. Представление этих полей в аналитической форме возможно только для однородного распределения плазмы в канале. Соответствующие выражения могут быть взяты из работы [2].

Заметим, что поскольку в диапазоне частот (1) утечка энергии мод через боковые стенки канала весьма мала — $p_\nu'' \ll p_\nu'$ [14, 16], для практически реализуемых в ионосфере каналов (см. [8]) можно считать выполненным условие

$$k_0 p_\nu'' L \ll 1 \quad (7)$$

(L — характерная длина канала), которое позволяет ограничиться рассмотрением излучения лишь с торца.

Коэффициенты $d_{\pm\nu}$, $d_{s,\alpha}$, стоящие в (3), являются решениями системы сингулярных интегро-дифференциальных уравнений, полученных и проанализированных в [3]. Для канала, параметры которого изменяются в продольном направлении достаточно медленно, эти уравнения допускают решение методом возмущений. При выполнении условий

$$k_0 p_\nu' L \gg \left[p_\nu' / (p_{\nu+1}' - p_\nu') \right]^2, \quad (8)$$

$$k_0 p_1' L \gg \left[p_1' / (p_1' - \mathcal{P}) \right]^2,$$

где $\mathcal{P} = \max \left\{ \sqrt{\epsilon + |g|}, 2\tilde{\epsilon}^{1/2} \right\}$, $\mathcal{P} < p_1' < \dots < p_\nu' < \dots < p_M' < \sqrt{\tilde{\epsilon} + |\tilde{g}|}$, можно ограничиться нулевым порядком теории возмущений, отвечающим адиабатическому (ВКБ) приближению [3]:

$$d_\nu(z) = d_\nu(z_0) \left(\frac{N_\nu(z_0)}{N_\nu(z)} \right)^{1/2} \exp \left(-ik_0 \int_{z_0}^z p_\nu(\zeta) d\zeta \right), \quad (9)$$

$$d_{s,\alpha}(z, q) = d_{s,\alpha}(z_0, q) \exp \left[-ik_0 p_{s,\alpha}(q)(z - z_0) \right].$$

²Заметим, что изображенная на рис. 1 поверхность показателя преломления, с учетом принятой терминологии, отвечает "необыкновенной" волне.

Здесь компоненты тензора $\tilde{\epsilon}, \tilde{g}$ и ϵ, g отвечают значениям плотности плазмы $\hat{N}(0, z)$ и N соответственно, N_ν — норма ν -й квазилокализованной моды:

$$N_\nu = \frac{c}{2} \int_{L_\gamma} \left\{ \left[\vec{E}_\nu, \vec{H}_{-\nu}^{(T)} \right] - \left[\vec{E}_{-\nu}^{(T)}, \vec{H}_\nu \right] \right\} \tilde{z}_0 \rho d\rho, \quad (10)$$

индекс (T) указывает на то, что соответствующая величина относится к так называемой "транспонированной" среде, т. е. к среде с транспонированным тензором диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}^{(T)}$ (переход к такой среде достигается путем замены $\vec{H}_0 \rightarrow -\vec{H}_0$); контур L_γ идет по вещественной оси $\rho = \operatorname{Re} \rho$ при $0 \leq \rho \leq \rho_0 = \max\{a, b\}$ и далее — до бесконечности ($\rho = \infty$) по линии $\rho = \operatorname{Re} \rho + i(\operatorname{Re} \rho - \rho_0) \operatorname{tg} \gamma$ в комплексной плоскости ρ (a — локальный радиус канала).

При удалении от источника, начиная с некоторого сечения $z = z_{cr} \lesssim L$, адиабатическое приближение (9) перестает выполняться. Если плотность плазмы в канале в окрестности сечения $z = z_{cr}$ достаточно близка к фоновой, то амплитуды отраженных волн, очевидно, невелики, так что в первом приближении их можно просто не учитывать, т. е. положить приближенно в (3) $d_{-\nu} \approx 0$, $d_{-\alpha} \approx 0$. Принимая также во внимание, что при имеющем обычно место условии $\hat{N}(0, 0) \gg N$ [7, 8] основная часть мощности, излучаемой током (1), идет в направляемые каналом моды, окончательно получаем

$$\hat{\vec{E}}(\rho, z) \approx \sum_{\nu=1}^M d_\nu(0) \left(\frac{N_\nu(0)}{N_\nu(z)} \right)^{1/2} \vec{E}_\nu \exp \left(-ik_0 \int_0^z p_\nu(\zeta) d\zeta \right), \quad (11)$$

$$\hat{\vec{H}}(\rho, z) \approx \sum_{\nu=1}^M d_\nu(0) \left(\frac{N_\nu(0)}{N_\nu(z)} \right)^{1/2} \vec{H}_\nu \exp \left(-ik_0 \int_0^z p_\nu(\zeta) d\zeta \right),$$

где коэффициенты $d_\nu(0)$ находятся с помощью метода, опирающегося на лемму Лоренца, и, согласно [2, 3], равны

$$d_\nu(0) = \frac{1}{N_\nu(z)} 2\pi b E_{-\nu, \varphi}^{(T)}(b, z) \Big|_{z=0}. \quad (12)$$

В целях упрощения описания поля $\hat{\vec{E}}(\rho, z)$, $\hat{\vec{H}}(\rho, z)$ (без ущерба для физического содержания) профиль плотности плазмы в каждом сечении $z = \text{const}$ удобно аппроксимировать модельным законом

$$\hat{N}(\rho, z) = N + (\hat{N} - N) [1 - U(\rho - a)] \quad (13)$$

с соответствующими локальными параметрами $\tilde{N} = \tilde{N}(z)$ и $a = a(z)$ ($U(\xi) \rightarrow$ функция Хевисайда). Такая аппроксимация, как уже оговаривалось, позволяет представить входящие в (11) величины $\tilde{E}_\nu, \tilde{H}_\nu$ в аналитическом виде. Причем при выполнении расчётов в области $\rho < a$ целесообразно использовать следующие строгие выражения

$$\begin{aligned} E_{\nu,\rho} &= - \sum_{m=1}^2 \frac{p\tilde{n}_m + \tilde{g}}{\tilde{\varepsilon}} B_m^{(\nu)} J_1 \left(Q_m \frac{\rho}{a} \right), \\ E_{\nu,\varphi} &= \sum_{m=1}^2 i B_m^{(\nu)} J_1 \left(Q_m \frac{\rho}{a} \right), \\ H_{\nu,\rho} &= - \sum_{m=1}^2 ip B_m^{(\nu)} J_1 \left(Q_m \frac{\rho}{a} \right), \\ H_{\nu,\varphi} &= - \sum_{m=1}^2 \tilde{n}_m B_m^{(\nu)} J_1 \left(Q_m \frac{\rho}{a} \right), \end{aligned} \quad (14)$$

а в области $\rho > a$ — следующие приближенные выражения

$$\begin{aligned} E_{\nu,\rho} &\approx - \frac{pn_1 + g}{\varepsilon} C^{(\nu)} K_1 \left(S \frac{\rho}{a} \right), \\ E_{\nu,\varphi} &\approx i C^{(\nu)} K_1 \left(S \frac{\rho}{a} \right), \\ H_{\nu,\rho} &\approx -ip C^{(\nu)} K_1 \left(S \frac{\rho}{a} \right), \\ H_{\nu,\varphi} &\approx -n_1 C^{(\nu)} K_1 \left(S \frac{\rho}{a} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$Q_m = k_0 a q_m(p, \tilde{N}), \quad S = k_0 a s, \quad s^2 = -q_1^2(p, N),$$

$$\tilde{n}_m = n_m(p, \tilde{N}), \quad n_m = n_m(p, N), \quad (16)$$

$$n_m(p, N) = -\varepsilon \left(p^2 + q_m^2(p, N) + \frac{g^2}{\varepsilon} - \varepsilon \right) / pg,$$

$J_n(\xi)$ и $K_n(\xi)$ — функции Бесселя и Макдональда соответственно (за всеми подробностями мы отсылаем читателя к работе [4]). Соотношения для $q_m(p, N)$ получаются из (5), если выразить q через p :

$$q_m^2(p, N) = [\varepsilon^2 - g^2 + \varepsilon\eta - (\eta + \varepsilon)p^2 + (-1)^m Q(p, N)]/2\varepsilon, \quad (17)$$

$$Q(p, N) = \left\{ (\eta - \varepsilon)^2 p^4 + 2[g^2(\eta + \varepsilon) - \varepsilon(\eta - \varepsilon)^2]p^2 + (\varepsilon^2 - g^2 - \varepsilon\eta)^2 \right\}^{1/2}.$$

Формулы для $n_m(p, \tilde{N})$ и $q_m(p, \tilde{N})$ получаются из соответствующих выражений (16), (17) заменой величин ε , g , η на величины $\tilde{\varepsilon}$, \tilde{g} , $\tilde{\eta}$, отвечающие однородной плазме с плотностью \tilde{N} . Заметим, что мы привели выражения лишь для поперечных компонент полей, поскольку именно они потребуются при дальнейших расчётах. Подчеркнем, что данные компоненты берутся при $p = p_\nu$, причем сами постоянные распространения p_ν находятся путем решения следующего приближенного дисперсионного уравнения, справедливого в диапазоне частот (1):

$$\left[J(Q_1) + \frac{\tilde{n}_2 - n_1}{\tilde{n}_2 - \tilde{n}_1} K(S) \right] J(Q_2) = \frac{\tilde{n}_1 - n_1}{\tilde{n}_2 - \tilde{n}_1} J(Q_1) K(S), \quad (18)$$

где

$$J(Q_m) = \frac{J_1(Q_m)}{Q_m J_0(Q_m)}, \quad K(S) = \frac{K_1(S)}{S K_0(S)}$$

(см. [4, 16]). В рамках используемых приближений коэффициенты $B_m^{(\nu)}$, $C^{(\nu)}$ даются формулами

$$\begin{aligned} B_1^{(\nu)} &= (\tilde{n}_2 - n_1) J_1(Q_2) K_1(S) \Big|_{p=p_\nu}, \\ B_2^{(\nu)} &= (n_1 - \tilde{n}_1) J_1(Q_1) K_1(S) \Big|_{p=p_\nu}, \\ C^{(\nu)} &= (\tilde{n}_2 - \tilde{n}_1) J_1(Q_1) J_1(Q_2) \Big|_{p=p_\nu}. \end{aligned} \quad (19)$$

Приведенные выше формулы для поля в канале позволяют рассчитывать характеристики излучения, идущего с торца в окружающую среду. К их обсуждению мы и переходим.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧАЕМОЙ МОЩНОСТИ ПО ПРОСТРАНСТВЕННОМУ СПЕКТРУ

Полная (интегральная) мощность излучения P_Σ кольцевого тока (2) при наличии описанного плазменно-волноводного канала подсчитывается с помощью общих формул, полученных в работах [2, 3] применительно к случаю бесконечного плазменного стабла. Для этого следует лишь подставить в соответствующие формулы параметры плазменного канала, отвечающие непосредственной окрестности излучателя. Отыскание же дифференциальных излучательных характеристик таких систем, в частности, распределения излучаемой мощности по пространственному спектру

волн, возбуждаемых в окружающей плазменной среде, требует, очевидно, рассмотрения отдельной задачи — задачи о переизлучении мод с торцов плазменного канала.

С этой целью мы воспользуемся электродинамическим принципом Гюйгенса и зададим в некотором сечении $z = z_s \lesssim z_{cr}$, для которого еще справедливо представление поля $\hat{\vec{E}}, \hat{\vec{H}}$ в форме (11), фиктивные электрические и магнитные токи вида

$$\vec{j}_s^e = \frac{c}{4\pi} \left[\vec{z}_0, \hat{\vec{H}} \right] \delta(z - z_s), \quad \vec{j}_s^m = -\frac{c}{4\pi} \left[\vec{z}_0, \hat{\vec{E}} \right] \delta(z - z_s). \quad (20)$$

Используя затем некоторые общие соотношения, приведенные в работе [1], приходим к следующему выражению для мощности излучения заданных токов в однородной плазме с плотностью N :

$$P = -\frac{\omega^2}{4\pi c^3 \eta} \int \frac{(q^2 - \eta)(q^2 + p_e^2(q) - \varepsilon) \left[|F^e(\vec{q}_e)|^2 + |F^m(\vec{q}_e)|^2 \right]}{q^2 p_e(q) \left[q^4 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^2 - 4q^2 \frac{g^2}{\eta} + 4g^2 \right]^{1/2}} d\vec{q}, \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} F^e(\vec{q}_e) &= \left(q_x + \frac{igq_y}{q^2 + p_e^2(q) - \varepsilon} \right) j_{sx}^e(\vec{q}_e) + \left(q_y - \frac{igq_x}{q^2 + p_e^2(q) - \varepsilon} \right) j_{sy}^e(\vec{q}_e), \\ F^m(\vec{q}_e) &= \left[\left(\frac{\eta q_y}{q^2 - \eta} + \frac{igq_x}{q^2 + p_e^2(q) - \varepsilon} \right) j_{sx}^m(\vec{q}_e) + \right. \\ &\quad \left. + \left(-\frac{\eta q_x}{q^2 - \eta} + \frac{igq_y}{q^2 + p_e^2(q) - \varepsilon} \right) j_{sy}^m(\vec{q}_e) \right] p_e(q), \\ \vec{j}_s^{e,m}(\vec{q}_e) &= \int \vec{j}_s^{e,m}(\vec{r}) \exp(i k_0 \vec{q}_e \cdot \vec{r}) d\vec{r}, \\ \vec{q}_e &= \vec{x}_0 q_x + \vec{y}_0 q_y + \vec{z}_0 p_e(q), \quad q = (q_x^2 + q_y^2)^{1/2}, \quad d\vec{q} = dq_x dq_y. \end{aligned} \quad (22)$$

Выражение (21), являющееся представлением в спектральном виде мощности излучения P с торца, весьма удобно для дальнейших расчётов. Полная мощность излучения P_Σ , в силу отмечавшейся уже симметрии задачи, равна удвоенной мощности P , отвечающей токам (20).

Для проведения численных расчётов необходимо, очевидно, опираясь на соотношения, приведенные в предыдущем разделе, найти предварительно функции (22), входящие в подынтегральное выражение (21), а затем выполнить само интегрирование. При этом нетрудно убедиться, что интеграл (21) будет сходящимся. Всю область интегрирования мы, следуя

работе [1], разобъем на три части, определяемые неравенствами

$$\underline{\text{I}}. \quad 0 \leq q \leq q_s,$$

$$\underline{\text{II}}. \quad q_s \leq q \leq q_c, \quad (23)$$

$$\underline{\text{III}}. \quad q_c \leq q < \infty.$$

Вычисление отдельных интегралов в указанных пределах дает значения парциальных мощностей излучения P_W , P_I , P_Q , идущих в длинноволновую часть пространственного спектра (I), промежуточную часть (II) и коротковолновую часть (III), отвечающую квазиэлектростатическим волнам, соответственно. Наряду с парциальными мощностями P_W , P_I , P_Q мы будем также использовать нормированные величины $\xi_W = P_W/P$, $\xi_I = P_I/P$, $\xi_Q = P_Q/P$. Очевидно, что $\xi_W + \xi_I + \xi_Q = 1$. Хотя разбиение (23) является достаточно условным, оно оказывается адекватным физическому существу рассматриваемой задачи.

Ниже приводятся некоторые выборочные результаты численных расчётов, демонстрирующие влияние плазменного канала на характер распределения излучаемой мощности по пространственному спектру. Соответствующие расчёты проводились для изображенного на рис. 3 модельного распределения плазмы в канале и следующих заданных параметрах окружающей плазменной среды, отвечающих условиям земной ионосферы: $N = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ($\omega_p = 5,64 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$), $H_0 = 0,5 \text{ Э}$ ($\omega_H = 8,78 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$); радиус излучателя и частота излучаемого сигнала были выбраны равными $b = 2,5 \text{ м}$ и $\omega = 1,88 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Для облегчения расчётов использовалась аппроксимация вида (13) плотности плазмы в канале $\hat{N}(\rho, z)$. При этом вначале для ряда специальным образом подобранных сечений $z = z_i$ определялись локальные значения величин $a(z)$, $\hat{N}(z)$ (см. (13)), обеспечивающие близость распределения поля в канале с упрощенным профилем (13) к распределению поля, отвечающему более реальному профилю $\hat{N}(\rho, z)$, изображенному на рис. 3. Далее по полученным таким путем значениям $a(z_i)$, $\hat{N}(z_i)$ строилась аппроксимация функций $a(z)$, $\hat{N}(z)$ для всех точек z из интервала $[0, z_s]$.

Основное внимание было уделено анализу поведения величин ξ_W , ξ_I , ξ_Q при последовательной релаксации — “растягивании” показанного на рис. 3 распределения $\hat{N}(\rho, z)$ в продольном направлении. В расчётах это нашло отражение в изменении величины z_s в пределах $3,5 \text{ км} < z_s < 6 \text{ км}$. Как оказалось, в рамках принятой модели при выбранных значениях параметров полная мощность излучения P_Σ слабо зависит от протяженности канала. Соответствующее полное сопротивление излучения $R_\Sigma = 2P_\Sigma/|I_0|^2$ при плотности плазмы в центре канала $\hat{N}(0, 0) = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 3) составляет $R_\Sigma = 0,12 \text{ Ом}$.

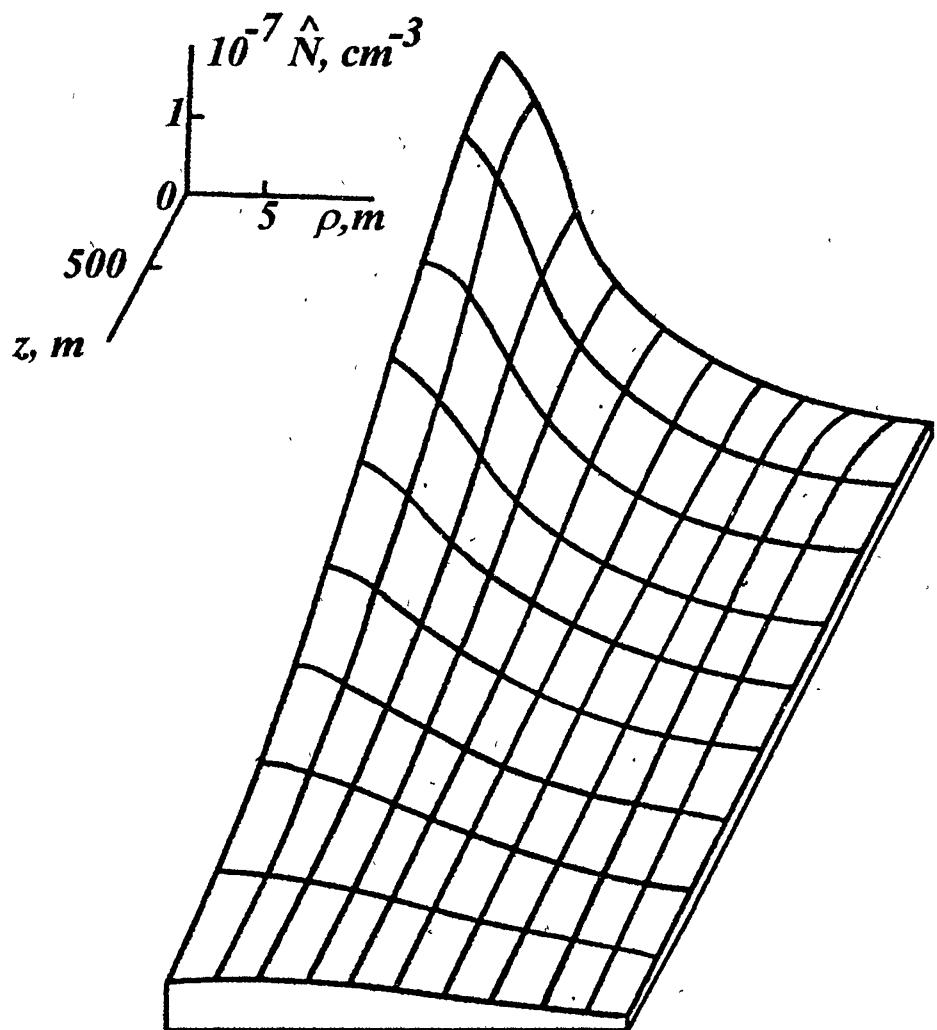


Рис. 3. Распределение плотности плазмы в канале.

Основная часть полной излучаемой мощности идет здесь в первые шесть ($\nu = 1, \dots, 6$) квазилокализованных мод, направляемых каналом: сопротивление излучения в эти моды равно $R_{1-6} = 0,10$ Ом. Поэтому далее мы ограничимся учетом только указанных шести мод и будем приближенно полагать $R_\Sigma \approx R_{1-6}$. Отметим, что величина R_Σ заметно превосходит сопротивление излучения $R_{\Sigma,\Phi}$ того же тока (2), отвечающее его размещению в окружающей фоновой среде: $R_{\Sigma,\Phi} = 3,53 \cdot 10^{-3}$ Ом. Что же касается зависимостей величин ξ_W , ξ_I , ξ_Q от протяженности канала, то они имеют ярко выраженный осциллирующий характер, причем величины ξ_W и ξ_I одновременно принимают максимальные значения, равные (в рассматриваемом интервале значений z_s) $\xi_W^{(\max)} = 7,63 \cdot 10^{-3}$ и $\xi_I^{(\max)} = 5,14 \cdot 10^{-1}$; величина ξ_Q здесь равна $\xi_Q = 4,78 \cdot 10^{-1}$. Умножая данные значения на полное сопротивление излучения, получим соответствующие парциальные сопротивления излучения $R_W^{(\max)} = 7,63 \cdot 10^{-4}$ Ом, $R_I^{(\max)} = 5,14 \cdot 10^{-2}$ Ом, $R_Q = 4,78 \cdot 10^{-2}$ Ом, отвечающие выделенным выше (см. (23)) характерным участкам пространственного спектра. Для сравнения укажем парциальные сопротивления излучения $R_{W,\Phi}$, $R_{I,\Phi}$, $R_{Q,\Phi}$ при размещении тока (2) в фоновой среде: $R_{W,\Phi} = 1,80 \cdot 10^{-5}$ Ом, $R_{I,\Phi} = 7,91 \cdot 10^{-4}$ Ом, $R_{Q,\Phi} = 2,72 \cdot 10^{-3}$ Ом. В качестве примера на рис. 4 показана зависимость парциального сопротивления излучения R_W , нормированного на $R_{W,\Phi}$, от протяженности канала (величины z_s). Аналогичная зависимость для отношения $R_I/R_{I,\Phi}$ имеет похожий вид и поэтому здесь не приводится. В точках, где величина R_W принимает минимальные значения, практически вся мощность, переизлучаемая с торцов, уходит в квазиэлектростатические волны окружающей среды, так что $\xi_Q^{(\max)} \approx 1$ и $R_Q^{(\max)} \approx R_\Sigma$.

Анализ промежуточных численных расчётов позволяет дать физическую интерпретацию полученных результатов (рис. 4). Оказывается, в рассматриваемых условиях направляемые каналом квазилокализованные моды, дающие главный вклад в полное поле на торце, имеют близкие амплитуды и довольно близкие значения поперечных волновых чисел $Q_1(p_\nu)$, отвечающих крупномасштабной части поля, описываемой функциями $J_m\left(Q_1 \frac{p}{a}\right)$ (см. (14), а также работу [4]): $Q_1(p'_\nu) - Q_1(p'_{\nu+1}) \ll \pi$, ($|Q_1| \ll |Q_2|$). В то же время поперечные волновые числа $Q_2(p_\nu)$ различных мод, отвечающие мелкомасштабной части поля, описываемой функциями $J_m\left(Q_2 \frac{p}{a}\right)$, отличаются друг от друга весьма существенно: $Q_2(p'_{\nu+1}) - Q_2(p'_\nu) \simeq \pi$. Поэтому, если при некотором значении z_s моды оказываются синфазными, то крупномасштабные составляющие их полей просто суммируются на торце, за счет чего и достигается перераспределение излучаемой мощности именно в длинноволновую часть пространственного спектра. В результате наблюдаются максимумы величин R_W и R_I . Из сказанного также ясно, что форма представленной на рис. 4 зависимости

должна приближенно описываться функцией вида

$$f = \frac{1}{\tilde{M}^2} \left| \sum_{\nu=1}^{\tilde{M}} \exp \left(-ik_0 \int_0^{z_s} p'_\nu(\zeta) d\zeta \right) \right|^2, \quad (24)$$

где \tilde{M} — количество учитываемых мод (напомним, что у нас $\tilde{M} = 6$).

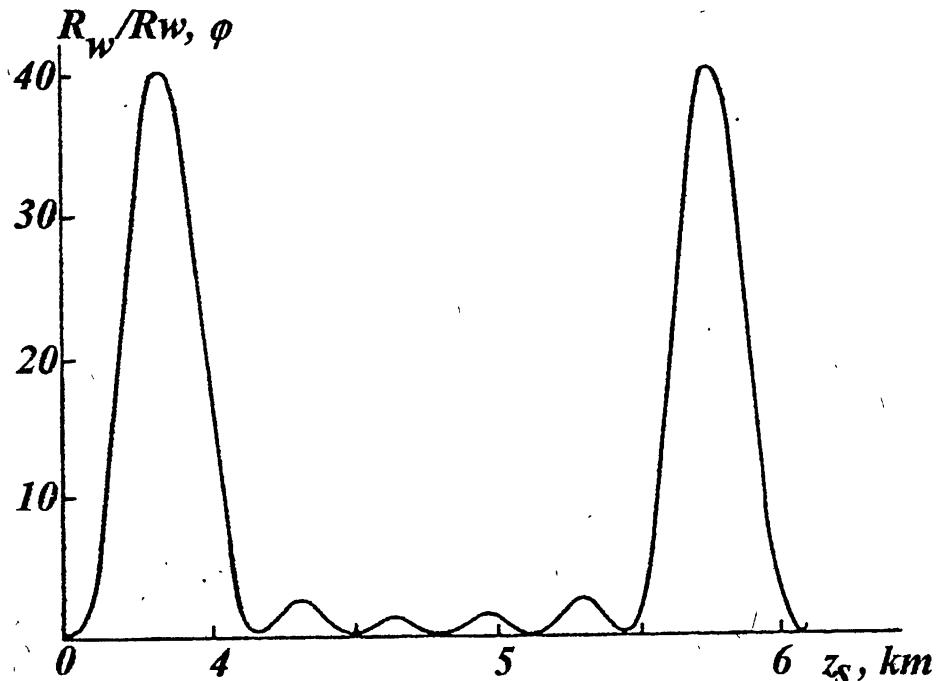


Рис. 4. Зависимость парциального сопротивления излучения R_W от протяженности канала.

Кроме того, из проведенных расчётов следует, что зависимости $p'_\nu(z)$ допускают в нашем случае следующую простую аппроксимацию: $p'_\nu(z) \simeq \simeq (1 + \nu\Delta) \mathcal{P}(z)$, где Δ — некоторая константа. С учетом данного факта из (24) получаем

$$f \simeq \frac{1}{\tilde{M}^2} \frac{\sin^2 \left(\frac{k_0 \gamma \tilde{M} \Delta}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{k_0 \gamma \Delta}{2} \right)}, \quad (25)$$

где

$$\gamma = \int_0^{z_s} \mathcal{P}(\zeta) d\zeta.$$

Нетрудно убедиться, что выражение (25) действительно описывает качественно зависимость R_W от протяженности канала (ср. с рис. 4).

Как видно из представленных данных, парциальное сопротивление излучения R_W рассмотренной плазменно-волноводной антенной системы может в отдельные моменты заметно превосходить соответствующую величину $R_{W,\Phi}$, отвечающую фоновой плазме ($R_W^{(\max)}/R_{W,\Phi} = 42$), хотя относительный вклад длинноволнового участка пространственного спектра в полную мощность излучения по прежнему оказывается весьма незначительным ($\xi_W^{(\max)} \ll 1$). Рост величины ξ_W может быть в принципе достигнут путем увеличения радиуса канала в окрестности торца $z \approx z_s$. В частности, при следующих достаточно больших значениях радиуса торца

$$a(z_s) > k_0^{-1} (\epsilon + |g|)^{-1/2}$$

вклад данного участка превысит вклад промежуточного участка пространственного спектра: $\xi_W^{(\max)} > \xi_I^{(\max)}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное рассмотрение позволяет утверждать, что описанная плазменно-волноводная антенная система ОНЧ диапазона действительно может быть использована для повышения как полной излучаемой мощности, так и мощности, идущей в длинноволновую часть пространственного спектра возбуждаемых в окружающей плазме свистовых волн. При этом полная мощность излучения определяется (в случае достаточно протяженного плазменного образования) локальными значениями параметров плазмы в непосредственной окрестности запитывающего источника. Результатирующее же распределение мощности по пространственному спектру существенно зависит от интегральных свойств плазменного образования в целом. Заметим также, что в случае искусственных образований структура суммарного излучаемого сигнала будет определяться характером формирования и последующей релаксации соответствующего образования. Все это открывает определенные возможности достаточно оперативного управления характеристиками излучения.

Вполне очевидно, что, хотя все конкретные результаты относились к искусственным плазменным образованиям, и сам подход, и полученные общие выражения применимы к плазменно-волноводным каналам, существующим в естественных условиях околоземного космического пространства, таким, например, как магнитосферные дакты плотности.

Работа первых двух авторов выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов № 95-02-05001, № 94-02-05447-а соответственно). Работа третьего автора (Кудрина А. В.) была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-18666).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kondrat'ev I. G., Kudrin A. V., Zaboronkova T. M. // Radio Sci. 1992. V. 27. № 2. P. 315–324.
2. Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г., Кудрин А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37. № 7. С. 887–908.
3. Kondrat'ev I. G., Kudrin A. V., Zaboronkova T. M. // Physica Scripta (в печати).
4. Kondrat'ev I. G., Kudrin A. V., Zaboronkova T. M. // J. Atmos. Terr. Phys. (в печати).
5. Stenzel R. L. // Phys. Fluids. 1976. V. 19. № 6. P. 865–871.
6. Голубятников Г. Ю., Егоров С. В., Костров А. В. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. Вып. 2. С. 246–252.
7. Марков Г. А., Попова Л. Л., Чугунов Ю. В. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 23. С. 1465–1470.
8. Агафонов Ю. Н., Бабаев А. П., Бажанов В. С. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 17. С. 1–5.
9. Мареев Е. А., Чугунов Ю. В. Антенны в плазме. — Н. Новгород: ИПФ РАН, 1991. 232 с.
10. Беллюстин Н. С., Поляков С. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 1. С. 87–97.
11. Марков Г. А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. Вып. 9. С. 1094–1098.
12. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. — М.: АН СССР, 1961. 216 с.
13. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах. Введение в теорию. — М.: Наука, 1969. 192 с.
14. Laird M. J., Nunn D. // Planet. Space Sci. 1975. V. 23. № 12. P. 1649–1657.
15. Беллюстин Н. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 1. С. 22–35.
16. Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Марков Г. А. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. Вып. 6. С. 769–780.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Нижний Новгород,
Нижегородский государственный
университет
им. Н. И. Лобачевского

Поступила в редакцию
12 декабря 1995 г.

**WAVE EMISSIONS FROM A VLF PLASMA-WAVEGUIDE ANTENNA
SYSTEM IN THE IONOSPHERIC CONDITIONS***T. M. Zaboronkova, I. G. Kondrat'ev, A. V. Kudrin*

VLF plasma-waveguide antenna system possessing the form of field-aligned quasi-cylindrical enhancement of plasma density smoothly relaxes to the background magnetoplasma with removal from the given source is investigated. The model allowing to calculate both the total radiated power and the distribution of the power over the spatial spectrum of radiated waves is suggested. We have shown that the described plasma antenna can be used for increasing the power going in the long wave part of the spatial spectrum of whistler-mode waves excited in the surrounding plasma. We give concrete estimations for the Earth's ionosphere conditions.

A STUDY OF QUASI 16-DAY IONOSPHERIC OSCILLATIONS

J. Y. Liu

A quasi 16-day oscillation has been found in measurements of ionospheric parameters and geomagnetic field strength in winter 1988. Data obtained from numerous magnetometers show that this oscillation is a global event. The horizontal phase velocities in the E - and F -region of the middle latitudes demonstrate that the oscillation is a westward-traveling wave. The downward phase velocity and upward group velocity indicate that the oscillation source locates in the lower atmosphere.

1. INTRODUCTION

An intrinsic property of the terrestrial atmosphere is the transient character of the various components that constitute the flow geometry. Rossby et al. [12] employed the model of nondivergent flow to interpret the existence of long period planetary waves. Madden [9] analyzed data of the equal potential surfaces between 850 and 30 mbar, and found that these planetary waves inhabit a vertical propagation. Salby [13] considered planetary waves with periods in the range of 2 days to 16 days in the troposphere and stratosphere to be resonant or Rossby normal modes of the atmosphere. He further indicated that propagations of these waves are strongly influenced by background flow condition and temperature field. Although the propagation characteristics of normal modes in the ionosphere and thermosphere about 80 km are not well understood, evidences of planetary waves penetrating to atmospheric regions above 100 km have been observed [1-4, 11, 14]. The analyses of electrodynamics signatures of the ionosphere [2, 5] suggest that the quasi 2-day wave occurs with amplitudes of order tens of meters sec^{-1} up to ca. 150 km. Forbes and Leveroni [4], studying the perturbation surface horizontal magnetic intensity and the critical plasma frequency of the ionospheric F -layer obtained from Huancayo Observatory, Peru (12.00°S , 75.30°W) during January/February 1979, also found that the neutral wind for a quasi 16-day oscillation over the 100-150 km height range is of order $\pm 10 \text{ ms}^{-1}$.

The evidences of the quasi 16-day oscillation in the ionosphere [4] and recent studies of planetary wave signatures [8, 11] prompt an investigation of the occurrence, persistence, and variability over interval of many years. In this study data of the geomagnetic H -, D -, and Z -components, ionospheric parameters f_0F2 , $h'E$, and a sequence of ionograms obtained from numerous observatories during 1979 and 1985-1990 are examined. Some analysis

techniques are introduced to detailedly investigate the vertical and horizontal velocities, and oscillation period of the quasi 16-day oscillation.

2. OBSERVATION AND DATA ANALYSIS

Forbes and Leveroni [4] found a quasi 16-day oscillation in the surface geomagnetic ΔH and the ionospheric f_0F2 at equator area during January/February 1979. They interpreted the oscillation in terms of electric field induced by the ionospheric wind dynamo. To identify the same signature, this paper also examines the daily noontime values of ionospheric f_0F2 obtained from Chung-Li Station, Taiwan (24.95° N, 121.23° E) and geomagnetic ΔH , ΔD , ΔZ recorded by Lumping Observatory, Taiwan (25.00° N, 121.16° E) for whole year of 1979. In the results, a very clear quasi 16-day signature is found in geomagnetic ΔH but no significant oscillation is detected in ionospheric f_0F2 during January–May, 1979.

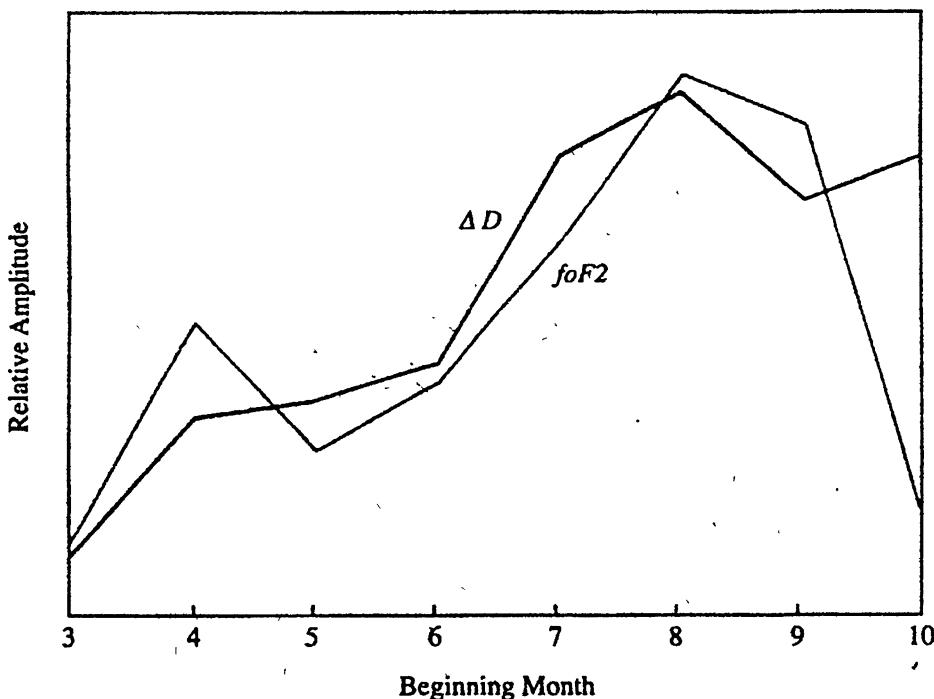


Fig. 1. Relative amplitude of quasi 16-day oscillations for ΔD and f_0F2 for the interval March to December 1988.

To find the concurrent signatures in ionospheric and geomagnetic measurements, both ionospheric and geomagnetic data recorded in Taiwan during 1985–1990 are further investigated. It is found that when the quasi 16-day oscillation appears in f_0F2 , the same signature occurs in geomagnetic data

but not vice-versa. Three simultaneous signatures of ionospheric f_0F2 and geomagnetic ΔD are clearly detected during November 1985 — February 1986 ($R_{12} Y15$), August—December 1988 ($R_{12} Y120$), and November 1989 — February 1990 ($R_{12} Y160$). In contrast to the results obtained during January and May 1979, the geomagnetic signatures occurring in these three periods are all in the D -component. The most prominent signature is found to be during August—December 1988 (see Fig. 1).

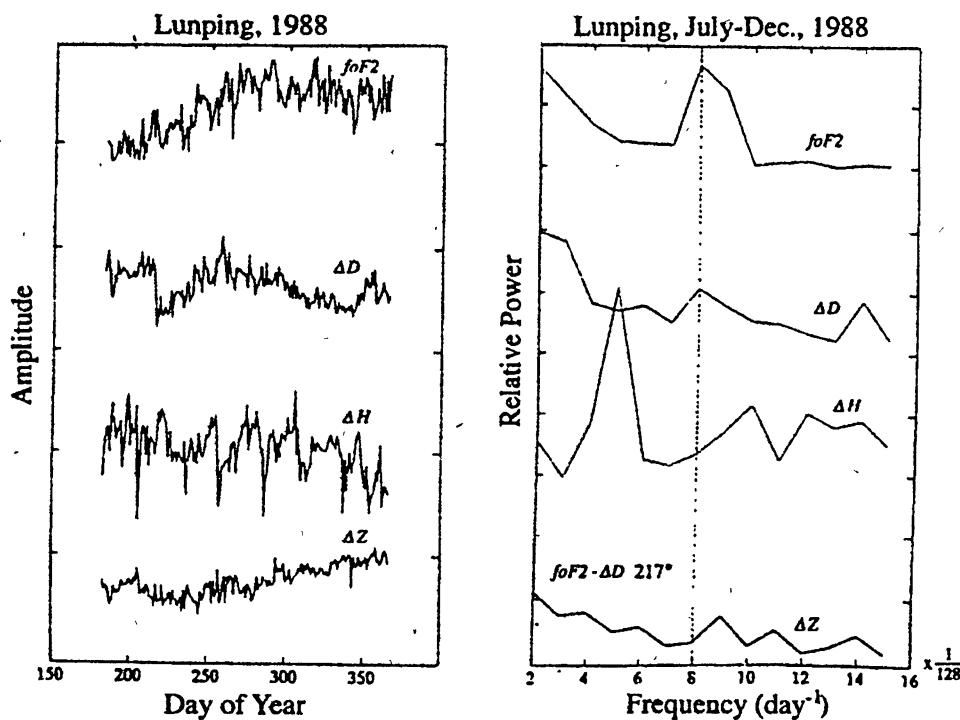


Fig. 2. The noontime values and power spectra of geomagnetic ΔH , ΔD , ΔZ and ionospheric f_0F2 observed between July 1 and December 31, 1988 at Lunping, Taiwan.

Figure 2 shows the noontime values of ionospheric f_0F2 and geomagnetic ΔH , ΔD , and ΔZ , and their associated power spectra during the period. A spectral analysis of daily value of various local times in f_0F2 and geomagnetic ΔD reveals that the quasi 16-day signature in the two quantities have two maxima, which simultaneously occur at 1200 and 2100 LT (see Fig. 3).

In addition, the daily noontime values of ionospheric f_0F2 and geomagnetic ΔH , ΔD , ΔZ recorded during August—December 1988 at Kokubunji, Japan (35.7° N, 139.5° E) are examined. It is found in Fig. 4 that the quasi 16-day signature are in ionospheric f_0F2 and geomagnetic ΔZ . A phase analysis

yields that ionospheric f_0F2 in Taiwan and that in Japan both lead their associated geomagnetic ΔD and ΔZ by 217° , which indicates that the two locations actually observed the same quasi 16-day oscillation. Notice that the magnetic signatures detected by the two locations are in different components. To further understand the quasi 16-day signature of the geomagnetic field strength, magnetometer data published by National Geophysical Data Center (Optical Disk NGDC05) are examined. Figure 5 shows that 26 magnetometers distributed all over the world all detect the same quasi 16-day oscillation but in various components.

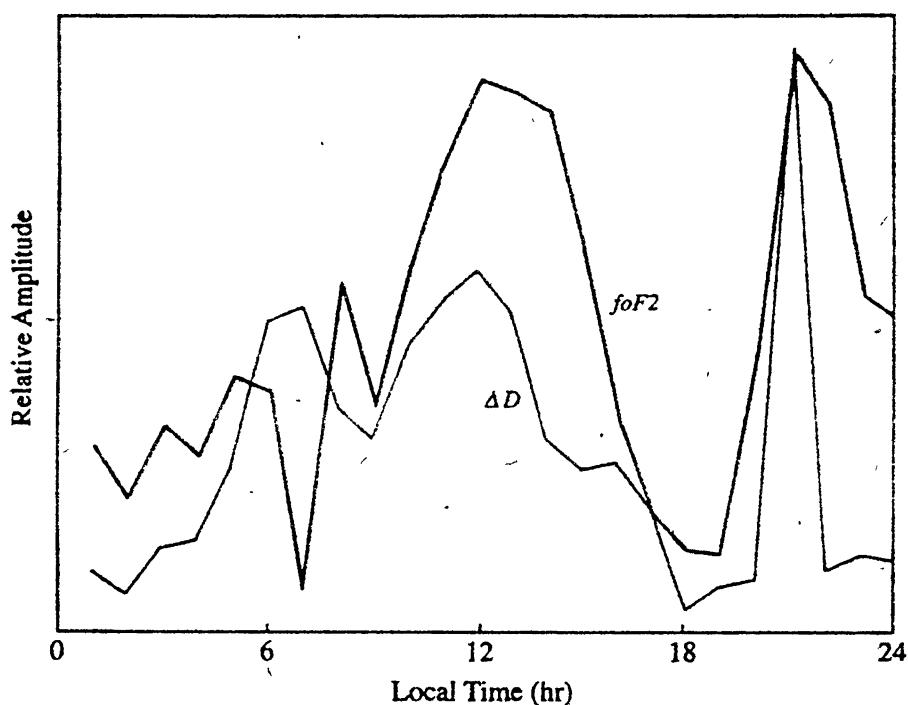


Fig. 3. Relative amplitude of quasi 16-day oscillations of ΔD and f_0F2 derived from daily values of various local times for the interval August to December 1988.

Geomagnetic data shows that the quasi 16-day oscillation during August–December 1988 is a global event. Therefore, it is possible to derive the horizontal phase velocities and the vertical phase and group velocities in the ionosphere. To evaluate the horizontal phase velocities in ionospheric E - and F -layer, data obtained from networks of three magnetometers and three ionosondes in the Asia sector are analyzed. Figure 6 shows that the triangular array of magnetometers, denoted by solid circles, Vladivostok (43.8°N , 132.0°E), Memambetsu (43.9°N , 144.2°E) and Kakiok (36.2°N , 140.2°E) nearly co-locates with the triangular array of ionosondes, denoted by solid square, Wakkai (45.4°N , 141.7°E), Kokubunji (35.7°N , 139.5°E),

Okinawa (26.3°N , 127.8°E). Clear 16-day oscillations in ionospheric f_0F2 and geomagnetic ΔZ are simultaneous detected by the two networks. A cross correlation study reveals that the horizontal phase velocity in the E -layer, derived from the geomagnetic network is 24.5 m/s in the direction 25° west of the north, and the phase velocity in the F -layer, obtained from the ionospheric network, is 141.7 m/s in the direction 36° west of the north (see Fig. 6).

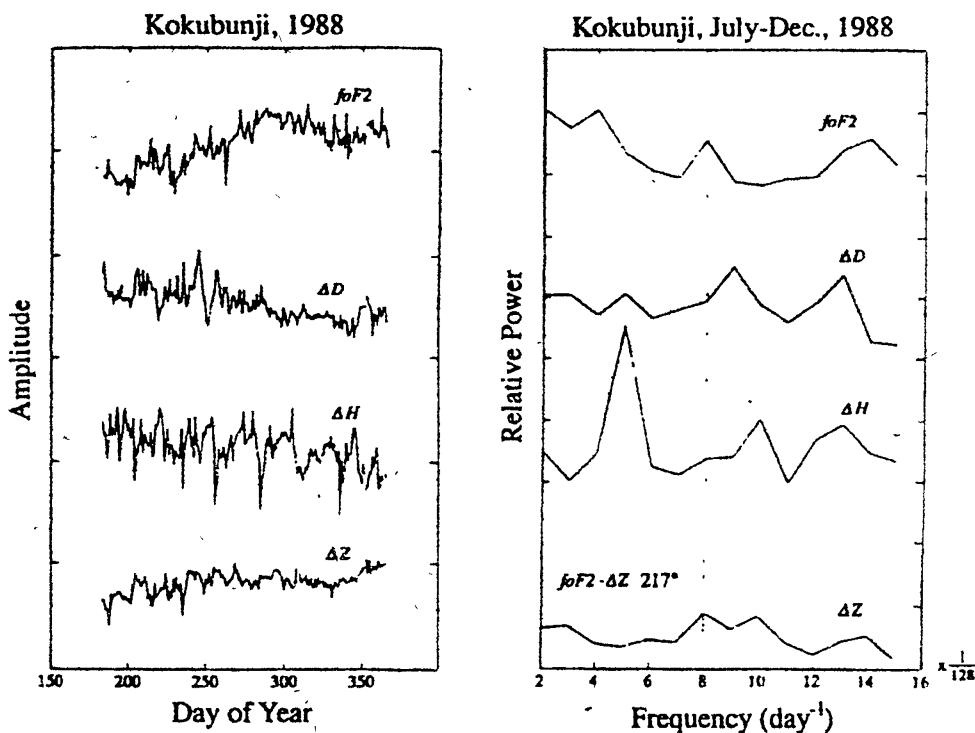


Fig. 4. The nontime values and power spectra of geomagnetic ΔH , ΔD , ΔZ and ionospheric f_0F2 observed between July 1 and December 31, 1988 at Kokubunji, Japan.

To evaluate the vertical velocities in the ionosphere, a systemic method developed by Kou et al. [7] is adopted. On the basis of their development, this study considers the Fourier analysis of the time series of the virtual height fluctuations derived from midday ionograms obtained from Chung-Li Station during August–December 1988. Virtual heights at the sounding (or plasma) frequencies 6–14 MHz, $\{h_i'\}, i = 1, 2, 3, 4, \dots, N\}$ with time solution $\Delta t = 1$ day and frequency resolution 1 MHz are given as

$$h_i' = A_0 + \sum_{j=1}^{N/2} (A_j \cos \sigma_j t_i + B_j \sin \sigma_j t_i). \quad (1)$$

Assume h_i' to be the combination of plane waves of period 2 to 45 days [10]

and then Eq. (1) can be further expressed as

$$h'_i = A_0 + \sum_{j=1}^{N/2} c_j \cos(\sigma_j t_i - k_j x - \ell_j y - n_j z) \quad (2)$$

and

$$\sigma_j = 2\pi j / N \Delta t \quad (3)$$

where σ_j represents the observed frequency of the j th harmonic, and k_j , ℓ_j , n_j are the wave numbers of the x -, y - and z -component, respectively. For routine observations of ionosondes, the ionograms are obtained by vertical sounding and, therefore, n_j is much greater than k_j , and ℓ_j , which results in the following relation being obtained

$$k_j x - \ell_j y - n_j z = \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{B_j}{A_j}\right) \approx \Phi_j(z). \quad (4)$$

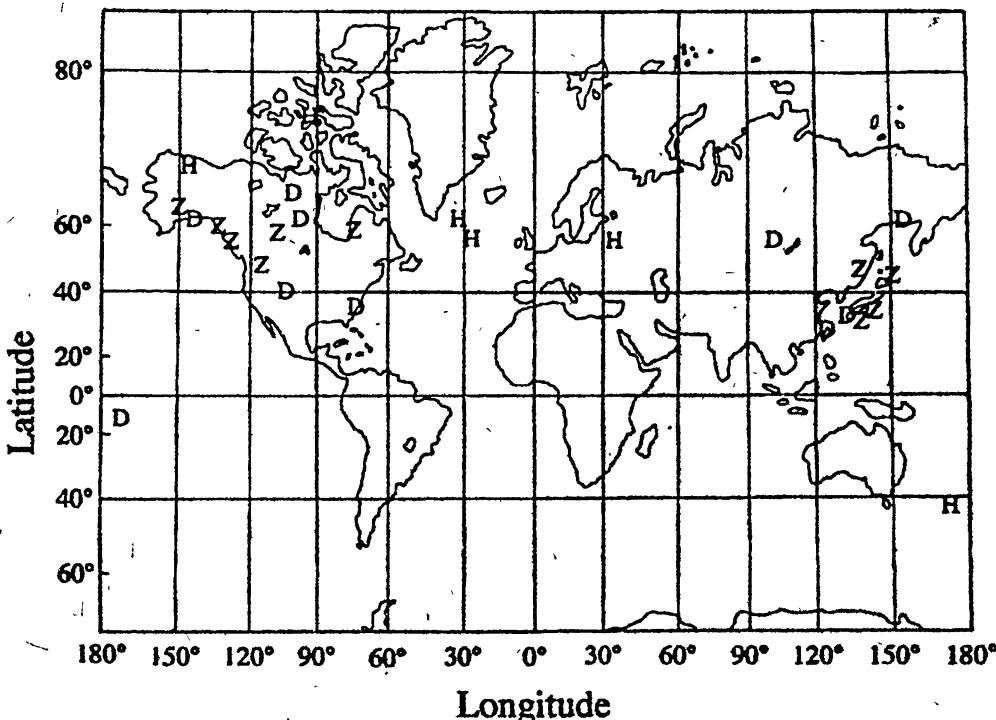


Fig. 5. Distribution of quasi 16-day geomagnetic signatures during August and December 1988.

If the j th harmonic is present in the physical quantity, then the Fourier analysis of the time series of successive height should give a smooth function $\Phi_j(z)$.

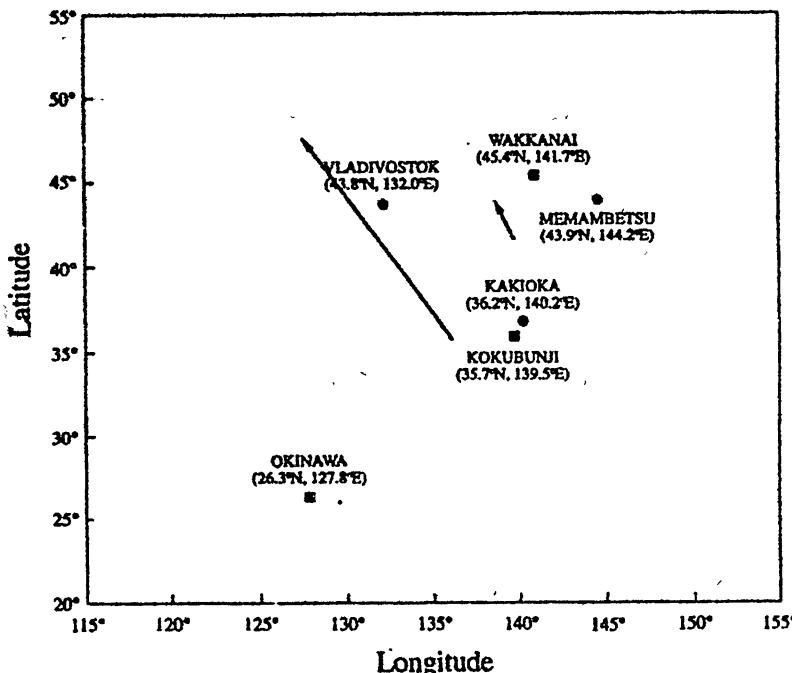


Fig. 6. Horizontal phase velocities derived from networks of three magnetometers and three ionosondes in the Asia sector.

For the j th harmonic, the vertical wave number n_j can be obtained by differentiating Φ , with respect to z , that is,

$$n_j = \frac{d\Phi_j}{dz} = \frac{d}{dz} \left[\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{B_j}{A_j} \right) \right]. \quad (5)$$

Figure 7 reveals that all 9 virtual height traces exhibit 8 great cycles which are approximate 16-day oscillations. Therefore, the vertical phase velocity is given as

$$\nu_{pz} = \frac{\sigma_j}{n_j}. \quad (6)$$

Figure 8 shows the phase velocity between the ionospheric E - and F -layer, about 340 km virtual height, to be 0.9 m/s in the downward direction.

Instead of a monochromatic wave, a wave packet centered at center frequency is usually detected in observed data. The wave packet propagates with the group velocity which is the velocity of energy transmitted. To evaluate the group velocity, the different frequencies closely distributed within the packet must be identified by successively changing the length of the data. When the data changes from $T = N\Delta t$ to $T' = (N - \Delta N)\Delta t$, both the observed frequency of the j th harmonic σ_j and the vertical wave number n_j also change.

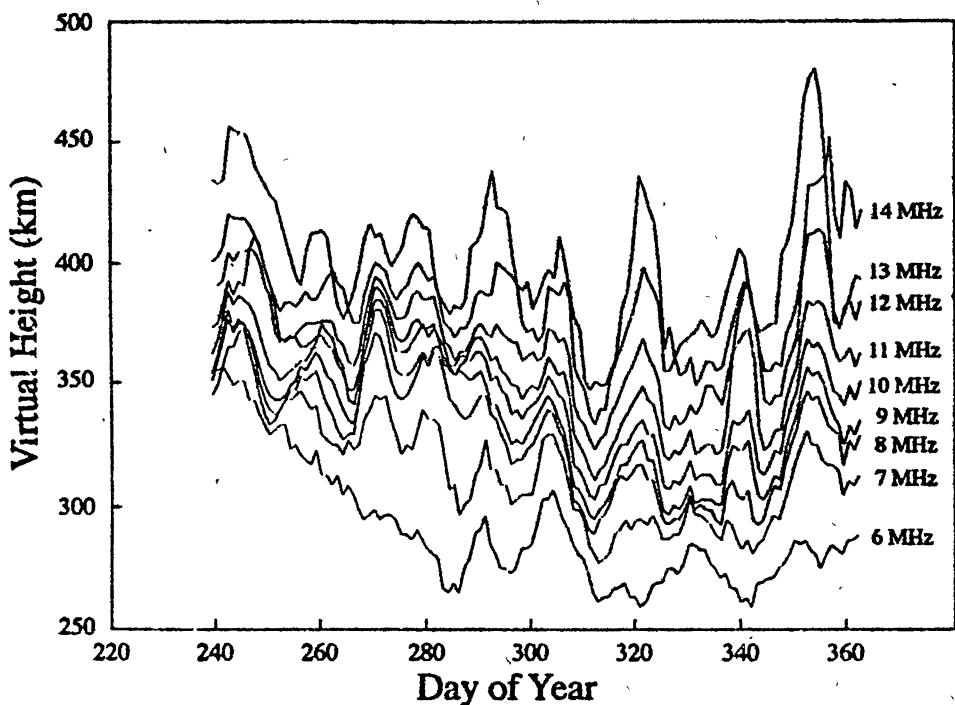


Fig. 7. Virtual height at 9 fixed sounding frequencies 6–14 MHz derived from noontime ionograms for the last 128 days of 1988.

Then, the group velocity of the wave packet is simply the derivative of σ with respect to n ,

$$\nu_{gz} = \frac{d\sigma}{dn}. \quad (7)$$

Figure 9 is the group velocities derived by continuous taking out the first 2 points from 128 to 114 observed points which shows the group velocity at the quasi 16-day period to be 0.09 mm/s in the upward direction.

3. DISCUSSION

Quasi 16-day signatures in both geomagnetic ΔH and ionospheric f_0F2 at equator area were observed during January/February 1979 [4]. However, the current study reports that during the same time period only the signature of the geomagnetic ΔH is observed in Taiwan. This indicates that this 16-day planetary wave in the F -region neither horizontally propagates from equatorial area to off equator latitudes such as Taiwan, nor directly penetrates from the ionospheric E -layer to F -layer in Taiwan. To interpret the sole signature of the geomagnetic ΔH observed in Taiwan, an electric circuit model proposed by Kelly and Heelis [6] is adopted. The model showed that during the day off-equatorial E -region wind dynamo competes the F -region dynamo at

the equator to determine the voltage differences between magnetic field lines. Note that Forbes and Leveroni [4] concluded that quasi 16-day oscillation in the ionosphere is due to electric fields induced by the ionospheric wind dynamo. On the basis of the model [6] and the conclusion [4], the interpretation is that the quasi 16-day ionospheric f_0F2 (or plasma density) oscillations near equator modulate the electric field and/or the conductive in the off-equatorial E -region (Taiwan, for example) via the magnetic field lines. The changes in the E -region further modify the ionospheric current which results in the signature of the geomagnetic ΔH . Certainly, there is a possibility that the signature of the geomagnetic ΔH in Taiwan was caused by the local penetration from the lower neutral atmosphere to the E -layer but due to the background flow and structure conditions, the signature was confined below the E -region and can not further travel into the F -region.

Although the penetration condition is still not well understood, an interesting relation between the virtual height of the E -layer, $h'E$, and measurement of geomagnetic field strength is found. Figure 10 shows a time series relative power spectra of $h'E$ and ΔD and their associated phase difference observed in Taiwan during March 1988 and January 1989. It reveals that when the clear quasi 16 day signatures appear in the spectra (for example, during June–November 1988), the phase differences between the two tend to be 180° , which shows when the altitude of the E -peak decreases, the geomagnetic field strength increases. Note that the down going of the E -peak results in the increases of the plasma density below the E -peak. Therefore, the anti-phase relation between $h'E$ and ΔD implies that the quasi 16-day ionospheric current system is suited at the bottom of the E -region.

The '16-day waves' are considered to be associated with the 12.3-days period second symmetric rotational normal mode, which is a westward-traveling wave [4]. Figure 6 shows that during August–December 1988, the phase velocities derived from geomagnetic ΔZ , which associates with the horizontal phase velocity in the E -region, and those from ionospheric f_0F2 , which represents the horizontal phase velocity at the F -peak, are $v_E = 24.5 \text{ m/s}$ and $v_F = 141.7 \text{ m/s}$ in the direction 25° and 36° west of the north, respectively. It can be seen that in both E - and F -region the phase velocities have the westward component which agrees with the consideration of Forbes and Leveroni [4]. An interesting result can be obtained by examining the magnitude ratio between the two velocities. For the quasi 16-day oscillation, let the average altitude of the F -peak be $z_F = 350 \text{ km}$ and the altitude of the ionospheric current system be z_E . Assume that the two phase velocities and their altitudes can be expressed as

$$\frac{v_F}{v_E} = \frac{z_F}{z_E}. \quad (8)$$

Then, the altitude of the 16-day current system is about 70 km. This also implies that the current system locates below the E -peak.

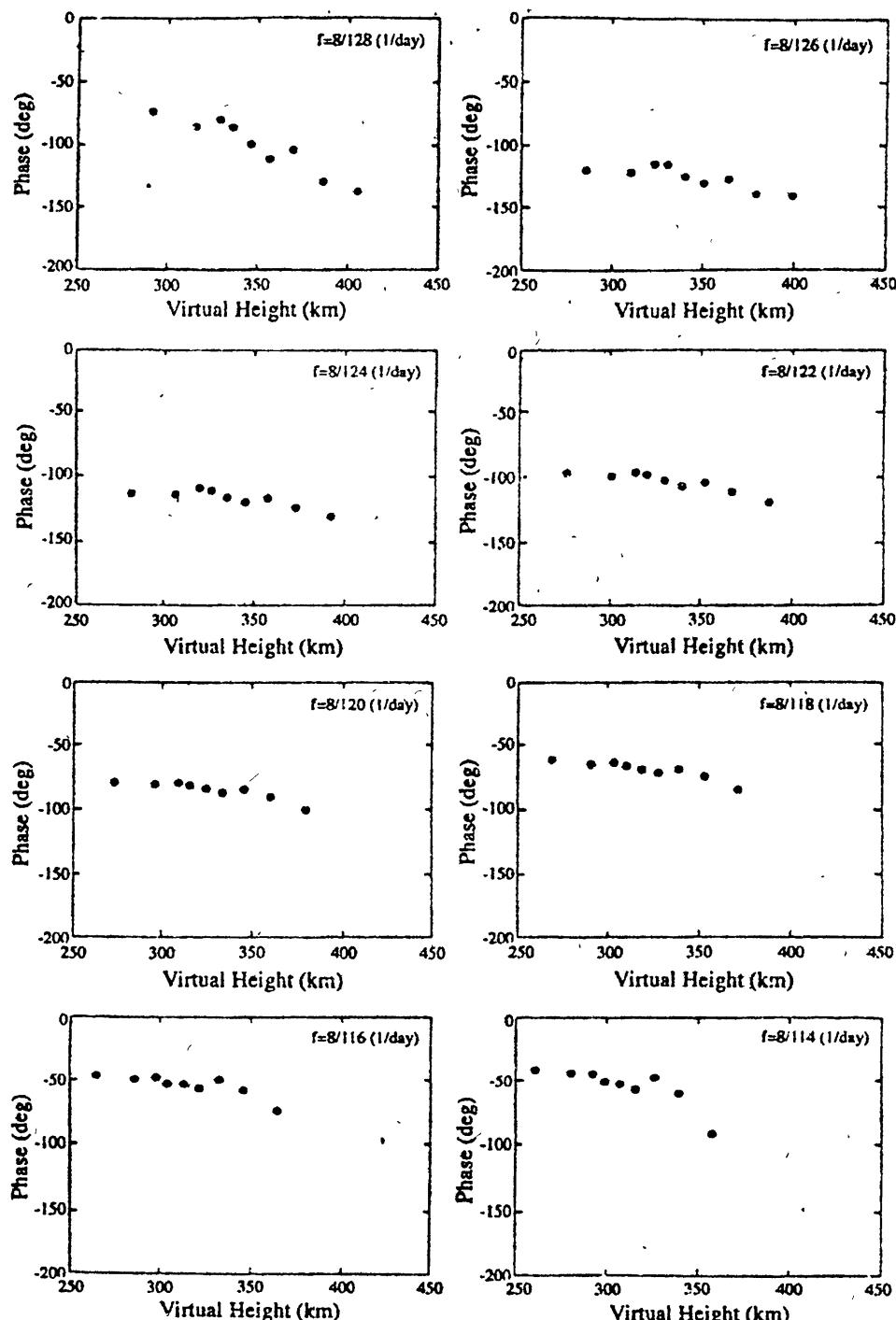


Fig. 8. Phase vs virtual height diagrams from data presented in Fig. 7.

Forbes and Leveroni [4] indicated that the near anti-phase relationship exists between the lunar oscillations in ΔH and f_0F2 during January/February 1979. A more detailed examination of their Fig. 4 shows that after the lunar contribution is removed, the quasi 16-day oscillation in f_0F2 without the lunar contribution tends to lag the one with the contribution by 10° - 90° , while there is no significant phase change in the measurements of the geomagnetic ΔH . Therefore, in 1979, f_0F2 tends to lead ΔH by 90° - 170° . This study reports in 1988 f_0F2 approximately leads ΔD (or ΔZ) by 217° . Based on these two observations, it can be assumed that the altitude of the E- and F-peak locate about 90 and 350 km, respectively, and the phase difference of the quasi 16-oscillation between the two layers approximate 4-9 days. An estimation yields the vertical phase speed in the ionosphere to be about 0.3-0.7 m/s in the downward direction. A detailed calculation by applying the Kou et al.'s [7] model shows the vertical phase velocity to be 0.9 m/s in the downward direction. Notice that this phase velocity is derived from the virtual heights instead of the true heights. If the ratio between true height and virtual height is 0.8, the phase velocity in the ionosphere obtained in this paper is approximate 0.7 m/s in the downward direction which agrees with the earlier estimation.

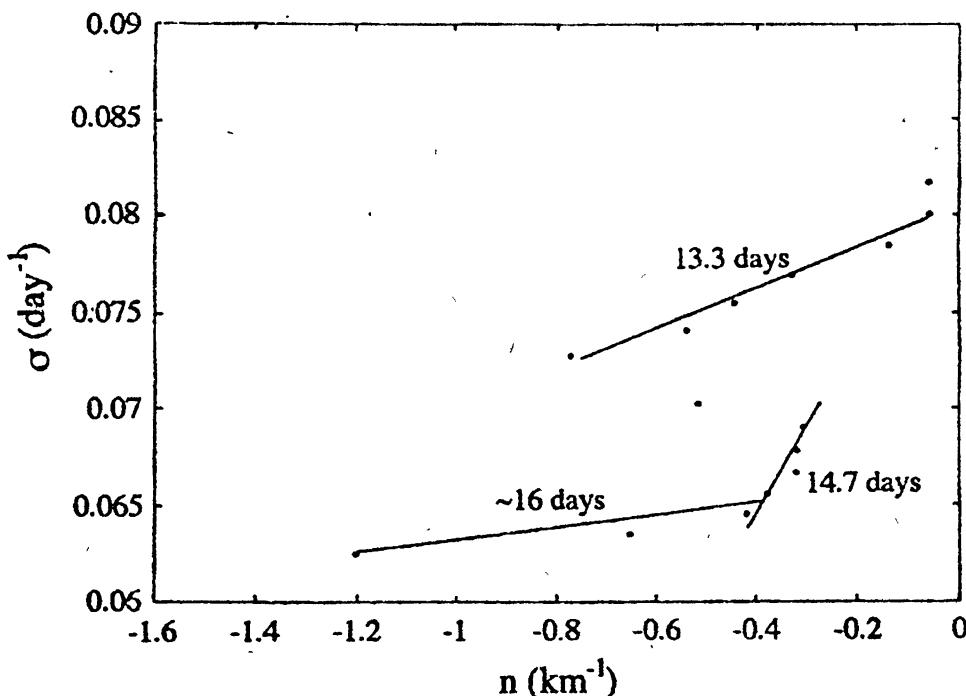


Fig. 9. Frequency vs wave number derived from diagrams of Fig. 8.

In Fig. 9 three group velocities 0.11 mm/s, 0.58 mm/s and 0.09 mm/s, all in the upward direction, are found to be associated with the solar EUV

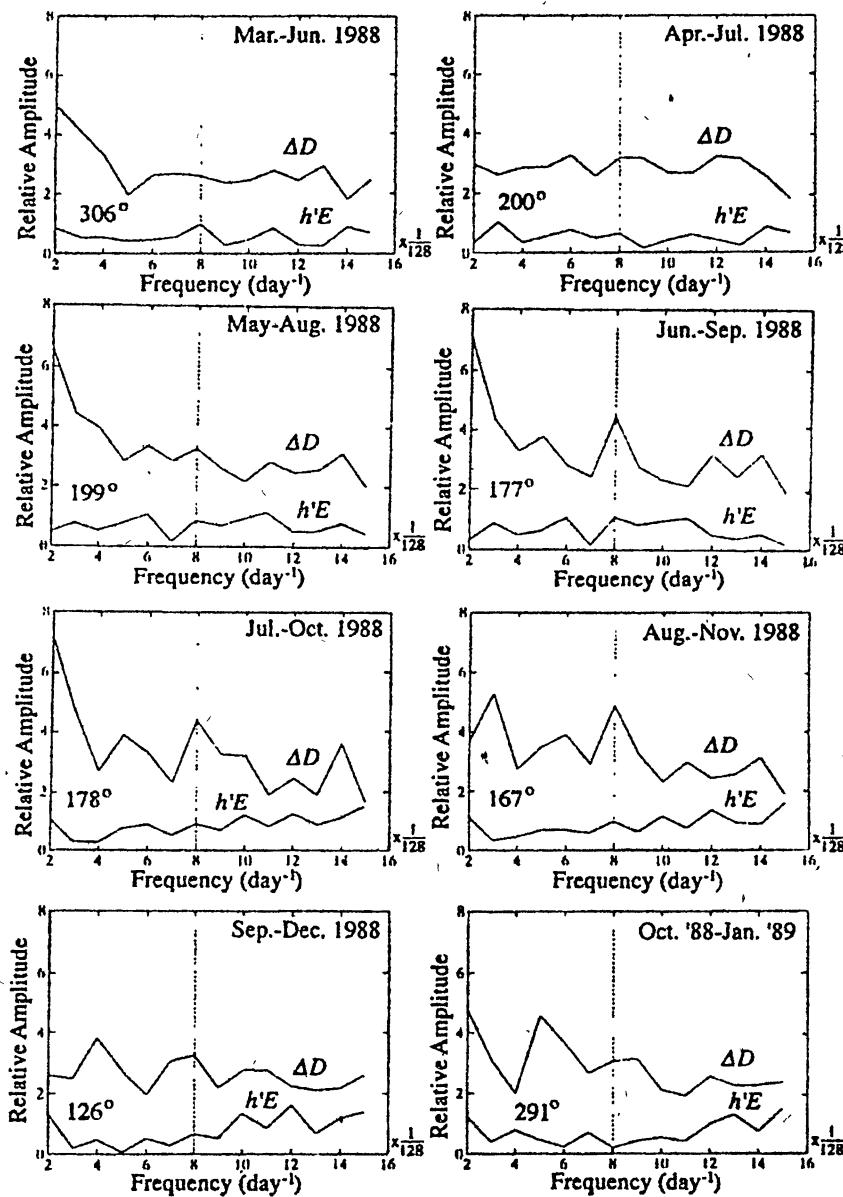


Fig. 10. Relative amplitude of quasi 16-day oscillations in ΔD and $h'E$ and the phase differences between the two during March 1988 and January 1989.

flux periodicity (13.3-day), lunar periodicity (14.7-day) and quasi 16-day periodicity, respectively. It is obvious that these group velocities are too small to penetrate into the ionosphere. A possible explanation is that the group velocities are derived when their associated oscillation fully developed. Once the oscillation fully developed, only small amount of energy is allowed to be transferred. Certainly, in the beginning stage of the penetration, the energy flow (or group velocities) must be very huge and travel very fast and, the signature at various altitudes are expected to be very different and complex from each other. Consequently, it is not possible to apply the method developed by Kou et al. [7].

The analysis of the horizontal phase velocities shows that the quasi 16-day geomagnetic signatures originate from the lower ionospheric region where is near 70 km, while the f_0F2 signatures represent the oscillations at 350–400 km. It has been found that the quasi 16-day oscillations appear in f_0F2 , the same signatures occur in geomagnetic data, but not vice-versa. This finding implies that the oscillation energy transmits from the lower to higher ionosphere, and there is a critical layer between 70 and the F -peak, which allows or blocks the energy's propagation. Since the simultaneous signatures of quasi 16-day oscillation presented by this article and Forbes and Leveroni [4] were found occurring from August to February, the background flow condition and temperature field of the layer in winter is important. Murgatroyd [10] showed that in the winter west winds have a maximum speed near or just above the stratopause, and the strongest wind shear and coldest temperature appear at 80–90 km which is near the mesopause. On the basis of his results and the observations presented in this article, the critical layer is possibly near the mesopause.

To precisely determine the period of the 16-day oscillation, the f_0F2 data recorded in Taiwan during August/December 1988 are firstly processed by a 14–18 day band pass filter. These filtered data are further examined with a series Fourier analysis by changing total data from 120 to 105 points. On the basis of the law of energy conservation, it is found that when the total data points lie between 109 and 110, the most symmetric and the strongest power spectra appear at the 7th harmonic. Therefore, the period of the quasi 16-day oscillation observed in 1988 is 15.6 day. A similar process applied on the f_0F2 data recorded in Taiwan during January–April 1979 yields the period to be 16.5 day. Since the period of f_0F2 and the geomagnetic component observed in 1979 and 1988 are different, the causal mechanisms of the two quasi 16-day oscillations are not necessarily the same.

4. CONCLUSION

Many experimental studies have been undertaken to find the signatures of quasi 16-day oscillations. This study has extended earlier work and intro-

duced new methods and models to analyze and interpret the data and results. A survey of ionospheric f_0F2 and geomagnetic ΔH , ΔD , ΔZ recorded in Taiwan during 1985–1990 shows that the oscillation in general occurs in winter of the years near the solar maximum or minimum. The most prominent signature is detected during August–December 1988. The diurnal variation of this duration appears maximum values at 1200LT and 2100LT. Data obtained from 26 magnetometers show the global pattern of the current to be rather complex. An anti-phase relation between ionospheric $h'E$ and geomagnetic ΔD implies that the current system of the oscillation is suited at the bottom of the E -region. The horizontal phase velocities near the E -peak and at the F -peak derived from the ionosonde and magnetometer networks confirm that the oscillation is a westward-traveling wave. The downward phase and the upward group velocities demonstrate that the energy of oscillations propagates from the lower ionosphere.

ACKNOWLEDGMENTS

This research has been partially supported by National Science Council of Republic of China Grants NSC-82-0202-M-008-068 and NSC-83-0202-M-008-004 to National Central University. The author thanks the Lunping Observatory for providing the midday ionograms recorded at Chung-Li Station of 1988.

REFERENCES

1. Cevolani G., Kingsley S. P. // Adv. Space Res. 1992. V. 12. P. 77.
2. Chen P. R. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 6343.
3. Faster G. J. // J. Atmos. Terr. Phys. 1977. V. 39. P. 121.
4. Forbes J. M., Leveroni S. // Geophys. Res. Lett. 1992. V. 19. P. 981.
5. Ito R., Kato S., Tsuda T. // J. Atmos. Terr. Phys. 1986. V. 48. P. 1.
6. Kelly C. M. and Hellis R. A. The Earth's Ionosphere. — Academic Press. INC., 1989.
7. Kuo F. S., Lee K. E., Lue H. Y., Liu C. H. // J. Atmo. Terr. Phys. 1993. V. 55. P. 1193.
8. Liu J. Y., Jung T. K. // COSPAR Colloquium. Taipei. Abstract. 1993. P. 155.
9. Madden R. A. // J. Atmos. Sci. 1978. V. 35. P. 1605.
10. Murgatroyd R. J. // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 1957. V. 83. P. 417.
11. Parish H. F., Forbes J. M., Kamalabadi F. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 355.
12. Rossby C. G and collaborators // J. Marine Res. 1939. V. 2. P. 38.
13. Salby M. // Rev. Geophys. Space Phys. 1984. V. 22. P. 209.

14. Vincent R. A. // Adv. Space Res. 1990. V. 10. P. 93.

Institute of Space Science, and
Center for Space and Remote
Sensing Research,
National Central University,
Taiwan

Поступила в редакцию
11 декабря 1995 г.

**QUASI-THREE-DIMENSIONAL MODEL
OF CURRENT GENERATION IN THE
IONOSPHERE CAUSED BY NEUTRAL
WIND ACTION ON E_s -CLOUDS**

*V. A. Liperovsky, C. V. Meister, S. A. Senchenkov,
K. V. Popov, M. A. Oleynik, E. V. Liperovskaya*

The paper is devoted to the questions, connected with the possible effects of excitation of local current systems in E -region of ionosphere on the basis of a quasi-three-dimensional model. A hypothesis of local current generation caused by the action of short-time intense neutral winds on sporadic E -layers of finite horizontal dimensions is accepted. Currents in two horizontal E_s -layers and field-aligned currents connecting the borders of this two layers are considered. The Hall currents in sporadic layers can be strong enough to generate Farly-Buneman turbulence. Some heating effects of local electric fields and the effects on the electron distribution function were found which causes the effective excitation of some ionosphere neutral components.

1. INTRODUCTION

In some previous works the action of the acoustic waves on the E -region of the ionosphere were discussed. In these works the assumption was that the regions of the increased ionization have the infinite extend. In this work we discuss the effects in the increased ionization plasma clouds of the finite extend and also near the borders of this clouds.

The strong impulses of the neutral wind acted on the sporadic E -layer may excite the local current systems. Acoustic waves, which produced the neutral wind may be of the seismic, meteorologic and antropogenic nature [1]. The theoretical research of the local current systems gives a chance to explain some unusual cases of the back-scattering in the mid-latitude ionosphere, which were observed in the experiment SESCAT on the isle of Crete [2] and may be used for diagnostics of the natural and artificial phenomena.

Two- and three-dimensional models of the local current systems, formed under the action of the acoustic waves were proposed in this volume. It was found, that the most intense currents across the strength lines of the geomagnetic field will appear in the system of two sporadic layers — “ E_s -generator” and “ E_s -load”. In this system the maximal electron speed may be about the sound speed. The analysis was carried out in the assumption of the strength line equipotentiality, i.e. $\sigma_{||} \rightarrow \infty$.

In this work we analyse the consequences of such local current systems formation and discuss the problem of the experimental observation of the phenomena in the night-time E -region. Let us look for the three topics:

At first the effects of the field-aligned currents, and their value in a system with not infinite value of $\sigma_{||}$, and the possibility of the heating effects in some regions and excitation of the ion-acoustic turbulence.

At the second hand the local electric fields in the E_s -layer may disturb the energy distribution function of the electrons, which can excite some neutral components of the atmosphere and in the regions of the local electron heating they may produce an anomalous optical emissions.

And at last we discuss the possibilities of the excitation of the Farley-Buneman instability by cross-field Hall currents. Let's notice that during the SESCAT experiment on the isle of Crete coherent radar backscatter from irregularities that means wave inhomogeneities, in the ionospheric E -layer were observed [3]. Thus seldom radar backscatter from irregularities with phase velocities of up to 300 m/s were found. Such irregularities are believed to be caused by spikes of Farley-Buneman turbulence in the E_s -layer. The observations were performed in a rather hilly seismoactive region. Thus winds streaming around the mountains can cause the formation of wave perturbances. Besides during the earthquake preparation an acoustic waves can be generated [4, 5].

2. ON THE FIELD-ALIGNED CURRENTS

Let's analyze the problem of field-aligned currents in the system " E_s -generator" — " E_s -load" (see [6]). We are considering the XZ -section of this system. The current in E_s -generator along x -axis is locked by the field-aligned currents on the " E_s -load". The continuity condition of the whole current is:

$$J_x^s = |q| n_s a_s L_y (V_{ix}^s - V_{ex}^s) = j_{||} L_y \Delta L_x \quad (1)$$

The Ohm law for the field-aligned current

$$j_{||} = \sigma_{||} \frac{U}{Z^*} . \quad (2)$$

U — is the potential difference along the strength line between the E_s -generator and E_s -load, $\sigma_{||} = q^2 n_0 / m_e \nu_{en}$, Z^* is the characteristic distance between the layers along the strength line of the geomagnetic field.

$$2 U = L_x |E_x^s| (1 - \kappa_x) . \quad (3)$$

Using the equations (1)–(3) and the formulas for V_{ex}^s , V_{ix}^s and E_x^s from [6] one can find:

$$\frac{1 - \kappa_x}{\xi + \kappa_x} = \frac{\kappa_y}{\xi^2} \frac{2 a_s Z^*}{\Delta L_x L_x} \frac{n_s \nu_{en}^s}{n_0 \omega_{Be}} \frac{\nu_{in}^s}{\omega_{Bi}^s} . \quad (4)$$

Let's write the continuity equation and Ohm law for the field-aligned currents in the YZ -section of the system "E_s-generator" — "E_s-load"

$$|q| n_s a_s L_x (V_{ey}^s - V_{iy}^s) = j_{\parallel} L_x \Delta L_y$$

$$j_{\parallel} = \frac{q^2 n_0}{m_e \nu_{en}} \frac{U}{Z^*}$$

$$2U = L_y |E_y^s| (1 - \kappa_y).$$

Using the expressions for V_{ey}^s , V_{iy}^s and E_y^s one can find

$$1 - \kappa_y = \frac{\kappa_x}{\xi + \kappa_x} \frac{2 a_s Z^*}{\Delta L_y L_y} \frac{n_s}{n_0} \frac{\nu_{en}^s}{\omega_{Be}} \frac{\omega_{Bi}^s}{\nu_{in}^s}. \quad (5)$$

From the system of equations (4) and (5) κ_x and κ_y may be found. Assuming $a_s = 2 \times 10^2$ m, $Z^* = 2 \times 10^4$ m, $\Delta L_x \sim \Delta L_y \sim 10^2$ m, $L_x \sim L_y \sim 10^5$ m, $n_s/n_0 \sim 50$, $\nu_{en}^s/\omega_{Be} \simeq 10^{-3}$, $\nu_{in}^s/\omega_{Bi}^s \simeq 3$, and $\xi \sim 1$ we find $\kappa_x \approx 0.99$ and $\kappa_y \approx 0.8$. And at last we estimate the maximal value of speed in the field-aligned current j_{\parallel}

$$V_{\parallel} = \frac{j_{\parallel}}{n_0 q} = \frac{a_s}{\Delta L_x} \frac{n_s}{n_0} \frac{\kappa_y}{\xi + \kappa_y} V^A. \quad (6)$$

Taking into account that the critical value $V_{e\parallel}^{\text{crit}}$ for the excitation of ion-acoustic waves

$$V_{e\parallel}^{\text{crit}} \approx \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \left(1 + \sqrt{\frac{T_e m_i}{T_i m_e}} \exp \left[-\frac{3}{2} - \frac{T_e}{2 T_i} \right] \right). \quad (7)$$

at $T_e \approx 250$ K one has estimation $V_{e\parallel}^{\text{crit}} \approx 8600$ m/s, if $T_e \approx T_i$ and in the case of additional electron heating up to $T_e \approx 3 T_i \approx 750$ K one has $V_{e\parallel}^{\text{crit}} \approx 9640$ m/s. Taking the accepted parameters and $a^s \approx \Delta L_x$ one can find $V_{\parallel}^e \simeq 7500$ m/s and the ion-acoustic waves will not be excited.

But a geometric factor gives a chance for V_{\parallel} to be bigger if $a^s/\Delta L_x$ is equal $1.5 \sim 2$ and n_s/n_0 can equal 10^2 . Thus $V_{\parallel} \sim 30000$ m/s and occasionally ion-acoustic waves seem to appear also.

3. THE EFFECTS OF THE LOCAL ELECTRIC FIELD

One further effect should be mentioned when a local current system is generated by the action of acoustic waves and neutral winds. First hints at the possibility of such processes were given in [7].

But it should be mentioned, that the here presented model takes into account the finite dimension of the sporadic layer in the neutral wind direction

and the three-dimensionality of the external circuit, gives smaller field-aligned currents and heating effects.

Nevertheless, let us consider the problem of local night-time variations of the radiation of the mid-latitude ionosphere caused by the electron heating in the sporadic E -layers local current system. By the action of the local electric fields in the E_s -layer the distribution function of electrons can be modified. As defined in [8] the approximation for such modificate function may be the quasi-maxwellian exponential function with increased middle energy. There were defined that in the local field-aligned electric field approximation for the middle energy of the electron will be

$$\bar{\varepsilon} \cong k_b T_N + \frac{e^2 E^2}{\delta m_e \nu^2}, \quad (8)$$

where ν — is the frequency of elastic collisions of electrons with neutrals and $\delta \cong 2m_e/m_n$. So, one can suggest that in the region near the borders of the E_s -layer, dumped by the neutral wind in a quasi-three-dimensional model, the local heating of the electrons takes place and using the approximations for the electric field from [7] and part 2 of this work we will find that the middle electron energy increases up to about 0.4–0.5 eV. Normally one obtains 0.02–0.03 eV. Then we consider the problem of neutral ionospheric components excitation by the low energy electrons excited in the local field-aligned electric field. The speed of excited component arising in the collisions with electrons can be find as the integral:

$$R_{ek}^{ex} = n_e [K] \int \int f_e (\mathbf{V}_e) f_k (\mathbf{V}_k) \times \\ \times |\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_k| \sigma_{ek}^{ex} (|\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_k|) d^3 V_e d^3 V_k \quad (9)$$

(where K means the component which is get excited). Here $f_a (\mathbf{V}_a)$ — is the energy distribution function of electrons or neutral component K , σ_{ek}^{ex} is the cross-section for the excitation of molecules K in collisions with electrons. Assuming that f_k is the Maxwellian distribution, i.e. $f_K (v_k) = (M_k / 2\pi k T_N)^{3/2} \cdot \exp(-M_k v_k^2 / 2kT)$ and $f_c v_e \gg v_k$ and the electron distribution function is isotropic in any point i.e. $f_e (\mathbf{V}_e) = f_e (v_e)$ we find for R_{ek}^{ex} that

$$R_{ek}^{ex} \approx 4\pi n_e [K] \int_0^\infty v^3 f_e (v) \sigma_{ek}^{ex} (v) dv. \quad (10)$$

In the case when the distribution of the electrons is also Maxwellian we find:

$$R_{ek}^{ex} \approx n_e [K] \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \int_0^\infty u e^{-u} \sigma_{ek}^{ex} \left(\sqrt{u \frac{2kT_e}{m_e}} \right) du$$

$$u = v^2 \frac{m_e}{2kT_e} . \quad (11)$$

For the volume intensity of optical emissions of electron excited components in the lower ionosphere we find:

$$I_{vk} = \frac{1}{\Delta_k} R_{ek}^{ex} , \quad (12)$$

where the extinguishing divisor for the excited states K^* is

$$\Delta_k = 1 + \frac{1}{A_k} \sum_i k_i [G_i] . \quad (13)$$

Here A_k is the Einstein coefficient for the excited state, $[G_i]$ are the concentrations of the extinguishing components G_i , and k_i are the constants of speed for the extinguishing reactions, such as $\{K^* + G_i \rightarrow K + G_i\}$ or $\{K^* + G_i \rightarrow K + G_i^*\}$. The excited states of O , O_2 and N_2 in the lower ionosphere may be extinguished in the reactions with not excited molecules of O , O_2 , N_2 , N and NO . The cross-sections σ_{ek}^{ex} for the electron excitation of O_2 and O were have been taken from [9]. The values of k_i , $[G_i]$ and $[K]$ were have been taken from [10]. Then the intensities of this emissions in rayleighs can be approximately found as $I_{Rk} = 10^{-6}(z_1 - z_2)I_{vk}(z)$ phot./cm² s.

Assuming that in the region of local electron excitation in the E_s -torches I_v is approximately constant we find the intensity of the emissions $O(S^1)$ and $O_2(a^1\Delta_g)$ (IR -atmospheric lines). For the thickness of the E_s -layer $h_s = 1$ km and the case of maxewellian distribution with a temperature $T_e = 0.4$ eV we find for the intensity of emission $O(S^1)$ $I_R^{5577} \cong 3$ rayleigh, for the intensity of the emission $O_2(a^1\Delta_g)$ we find $I_R(a^1\Delta_g) \cong 50$ rayleigh and for the total intensity of optical emission in the IR field by electron exited vibrational states of N_2 we define $I_R(N_2^{*v}) \cong 10$ rayleigh.

4. DISPERSION EQUATION OF FARLEY-BUNEMAN WAVES

Above it was shown, that only under rather seldom conditions the electron bulk velocity V_{ey}^o in the Hall currents is larger than the threshold of the Farley-Buneman instability $V_{ey}^{cr} - V_{iy}^{cr} \approx V_{ey}^{cr} \approx c_s(1 + \nu_{en}\nu_{in}/(\omega_{Be}\omega_{Bi})) > 330$ m/s ($c_s^2 = k_B T_e/m_i$). Nevertheless, in this section first results of the linear plasma theory of electrostatic waves, which can indeed be described within the here presented three-dimensional two-liquid hydrodynamic E -layer model if strong enough neutral winds appear, will be given. Note, that neutral wind velocities V^A in the ower thermosphere at mid-latitudes in summer are of the order of 20–40 m/s (e.g. [9]), but occasionally higher values of up to 80 m/s or more may occur.

In so far the sources of electric currents generation are the neutral wings, it is obvious that maximal speed of ions under the action of neutral wings could

be reached on such altitudes, where is yet $\nu_{in} < \omega_{Be}$ and V^A is maximum, i.e. on the altitudes $h \sim 120$ km. Higher, ions are carried away more weakly. Taking into account, that the amplitude of acoustic waves, which are propagating up to the neutral ionosphere, grows exponentially and in the E -region on the altitude $h \cong 100$ km the amplitude of the acoustic wave speed oscillations may be 80 m/s, so this waves propagating to the $h = 120$ km will have the amplitude on $\sqrt{n(h=100)/n(h=120)}$ times more, which is approximately equal c_s (on the altitude $h = 120$ km the frequency of metallic ions collisions is yet $\nu_{in} > \omega_{Bi}$).

Therefore the maximal effect of FB-waves generation in the " E_s -load" will be if the " E_s -generator" is placed on the altitude $h = 120 - 130$ km. Certainly, the existing of such sporadic layers on this altitudes is not usual.

Let's notice that on the E -region altitudes the background electric field \vec{E}_0 is not so large to produce the Farley-Buneman turbulence but in particular case if \vec{E}_0 is westward, then background field added with the E'_y -field of " E_s -load" and the whole field may become enough for electron drift velocity in spread would be $V_{e\perp} \geq c_s$ which will provide the Farley-Buneman instability.

From the particle density and momentum balsances of the electrons and ions in the sporadic E -layer:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_a + \operatorname{div} (n_a \vec{V}_a^o) = 0 \quad (14)$$

$$m_a n_a \frac{\partial}{\partial t} \vec{V}_a^o + m_a n_a (\vec{V}_a \operatorname{grad}) \vec{V}_a =$$

$$= -k_B \operatorname{grad}(n_a T_a) + q_a n_a (\vec{E} + \vec{V}_a^o \times \vec{B}) - n_a m_a n_n (\vec{V}_a^o - \vec{V}_n^o) \nu_{an} \quad (15)$$

one finds the following dispersion equation for waves with complex frequency ω propagating in Hall direction

$$1 + \omega_{pi}^2 / (A_i(\omega - k_y V_{iy}^o) + k_y^2 v_i^2 / 2) + \\ + \omega_{pe}^2 / ((A_e - \omega_{Be}^2 / A_e)(\omega - k_y V_{ey}^o) + k_y^2 v_e^2 / 2) = 0 \quad (16)$$

$$A_e = k_y V_{ey}^o - \omega - i\nu_{en}$$

$$A_i = k_y V_{iy}^o - \omega - i m_n \nu_{in} / (m_i + m_n), \quad (17)$$

$$v_a^2 = 2k_B T_a / m_a, \omega_{pa}^2 = q_a^2 n_a / (\epsilon_0 m_a).$$

The numerical solution of the equation (18) for the case, that the mean relative electron-ion drift velocity $V_{iy}^o - V_{ey}^o$ amounts to 400 m/s and is thus larger than the ion sound velocity of about 335 m/s, is giveh in (Fig. 1). The parameters $T_e \approx T_i \approx 250$ K, $n_e = n_i \approx 10^4$ cm⁻³, $\nu_{en} \approx 4 \cdot 10^4$ 1/s, $\nu_{in} \approx 1.4 \cdot 10^3$ 1/s, and $\omega_{Be} \approx 5.3 \times 10^6$ Hz were chosen. It is shown, that the dispersion equation

has three solutions $\omega_j = \omega_j^* + k_y V_{ey} + j\gamma_j$. The solution with $j = 3$ describes an unstable electrostatic wave with wavelength $1/m \geq k \geq 70/m$, which is excited by electron-neutral collisions. In agreement with experimental data the maximum growth rate $\gamma_3 \approx 400$ Hz appears at wave numbers $k \approx 27/m$, that means below the inverse electron Debye radius $100/m$. The solution ω_3 does not exist in the limit $k \rightarrow 0$. The phase velocity of the wave is about $v_{ph} \approx 500$ m/s and the group velocity is somewhat larger than 530 m/s.

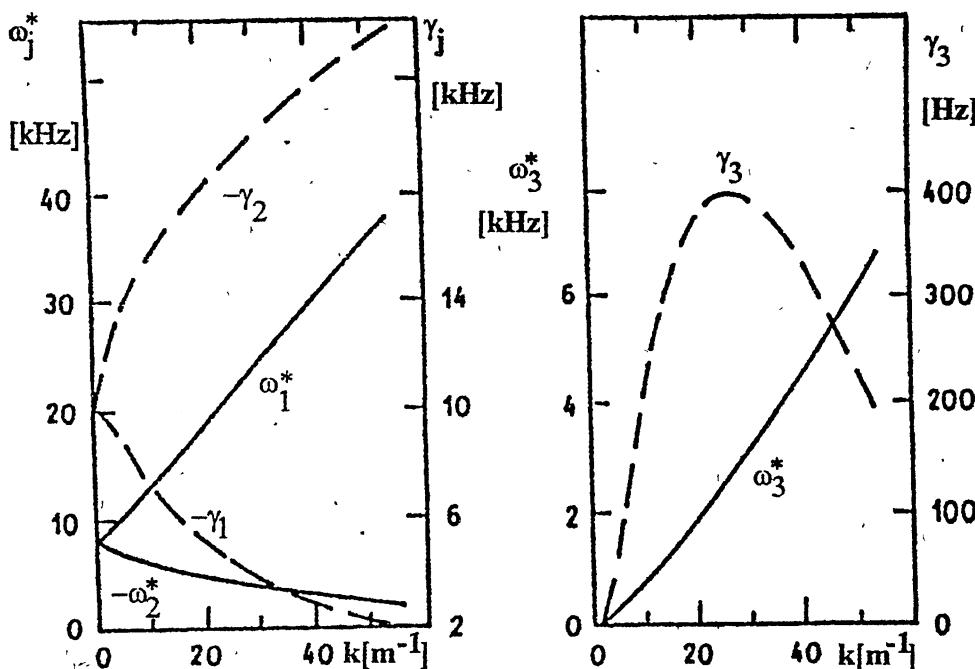


Fig. 1. Solution of the dispersion equation (18) for electrostatic waves driven in the plasma of a night-time sporadic layer by collisions of neutral particles with charges. A relative electron-ion drift velocity of 400 m/s is assumed.

5. DISCUSSION AND CONCLUDING REMARKS

The generation of electron Hall and field-aligned currents and possible effects followed in and the vicinity of ionospheric " E_s -layers" by strong acoustic impulses, propagating from the surface of the earth into the ionosphere, was considered: The acoustic waves can be of seismic, anthropogenic or meteorological nature. The estimates within a quasi-three-dimensional model " E_s -generator" — " E_s -load" show, that under certain conditions in the E_s -layer and its surrounding plasma, a sufficiently large velocity V_{1x}^A of an

acoustic wave is capable of sustaining large electron drift instability which might be sufficient to excite the Farley-Buneman instability resulting into quasi-stationary turbulence.

Experimental evidence exists that large velocity electrostatic waves to be generated in the mid-latitude nighttime E region of the ionosphere. Indeed, in the midlatitude backscatter data obtained with SESCAT, more than a dozen of pure Farley-Buneman waves with phase velocities near 300 m/s were found within the summer period of 1993 [2]. In this regard, the excitation of mid-latitude Farley-Buneman waves can be regarded as a rather rare phenomenon, caused possibly by current-generator mechanism presented in this paper.

Further, under different extreme conditions, especially at large altitudes, field-aligned currents in the external circuit seems to generate ion-acoustic waves too. Besides, outside the sporadic E -layer the velocity V_{\parallel}^o has also strong gradients along the magnetic field lines, above all perpendicular to them. Thus, also the exitation of drift waves should occur.

The field-aligned currents appearing in the system cause a collisional heating, especially above the borders of the sporadic layer at altitudes of the transition region. The heating results into a decrease of the polarization potential and the Hall current. But, occasionally the Hall current can be nevertheless strong enough to generate Farley-Buneman turbulence [7].

In addition, according to estimates by [7] the closure field-aligned currents in the external circuit can cause collisional heating, and probably turbulent heating as well, of the electrons, especially in the torches above the edges of the sporadic layer. Also experiments on wave propagation in E_s -layers, as discussed in [4, 5, 11], show that at times the E_s -layer becomes transparent and breaks into parts during strong seismic activity. This could be understand in the framework of the proposed current generation mechanism, if heating effects are also to be taken into account. The model " E_s -generator" — local current system can be applied to small period gravity waves, but then the influence of the wave on the sporadic layer and its surrounding plasma has also to be considered.

Optical effects, which are discussed in this work are interesting because of the possibility of satellite registration of disturbances in the noise atmospheric acoustic field in the infrasonic part of the whole spectra. It is well known [11], that this disturbances may be produced by the processes of earthquake preparation and of course with the earthquakes themselves. From the another hand such effects were found due to the anthropogenic and meteorological activity, and the researches of this appearances may be used for the diagnostics of the ecological problems.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was done within the frame of the contracts between Moscow

United Institute of Physics of the Earth and Potsdam University concerning the project "Nonstationary and turbulent processes in the ionospheric plasma". The authors gratefully thank the organization Deutsche Forschungsgemeinschaft for financial support. The researches were done by the joint grant JAO100 of the International George Soros Science Foundation and Russian Fundamental Science Foundation.

REFERENCES

1. Blanc E. // Ann. Geophys. 1995. V. 3. № 6. P. 673.
2. Haldoupis C., Schlegel K. // Radio Sci. 1993. V. 28. № 6. P. 959.
3. Schlegel K., Haldoupis C. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. № A4. P. 6219.
4. Liperovsky V. A., Meister C.-V. // in this volume.
5. Liperovskaya E. V., Pochotelov O. A., Oleynik M. A. et al. // Izvestija RAN. Fizika Zemli. 1994. № 11. P. 86.
6. Alimov O. A., Gokhberg M. B., Liperovskaya E. V. et al. // Phys. Earth and Planet. Interior. 1989. V. 57. № 1/2. P. 76.
7. Liperovsky V. A., Meister C. V. // 30th COSPAR Assembly, July 1994 Hamburg, to appear in Adv. Space Res.
8. Rozhansky V. A. and Cendin L. D. Collisional transfer in partly-ionized plasma. — Moscow: Energoatomisdat, 1988.
9. Krinberg I. A. Electron kinetics in the Earth's ionosphere and plasmosphere. — Moscow: Nauka, 1978.
10. Mac-Iven C. The chemistry of ionosphere. — Moscow: Mir, 1978.
11. Liperovsky V. A., Pochotelov O. A. and Shalimov S. L. Ionospheric Precursors of Earthquakes. — Moscow: Nauka, 1992.
12. Manson A. H., Meek C. E., Vincent R. A. et al. // Adv. Space Res. 1990. V. 10. № 12. P. 233.

United Institute of Physics of the
Earth Moscow, Russia
Potsdam University, Germany

Поступила в редакцию
18 декабря 1995 г.

УДК 550.3

АНТРОПОГЕННЫЕ ЭФФЕКТЫ НЕДЕЛЬНОЙ ПЕРИОДИЧНОСТИ В F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

*K. B. Попов, B. A. Липеровский,
K. B. Мейстер, E. B. Липеровская*

Проведён статистический анализ хода характерной ионосферной частоты f_0F2 по семи дням недели за 1987 г. Использовались данные итальянских станций Рим, находящихся в промышленной зоне и станции Гильмана, находящейся в сельской местности. Промышленное производство европейских стран значительно уменьшается на *week-end*, поэтому в поведении плотности $F2$ слоя наблюдается недельная периодичность. При разложении в ряд Фурье интенсивность гармоники с периодом $T = 12$ час увеличивается к концу рабочей недели, коэффициент корреляции между различными парами соседних дней недели монотонно увеличивается в течение недели. Поскольку этот коэффициент корреляции прямо связан с фазовым сдвигом гармоник по разным дням относительно друг друга, можно сделать вывод, что работа промышленных предприятий оказывает систематическое воздействие на суточный ход плотности ионосферы, находящейся над промышленным регионом. Можно предположить, что эффект обусловлен локальными эпизодическими нагревами при воздействии инфразвуковых волн антропогенной природы на ионосферу.

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде работ [1–5] рассматривались ионосферные эффекты, вызванные мощным антропогенным воздействием — взрывами, запусками космических кораблей, работой мощных линий электропередач.

Было установлено, что значительное воздействие на ионосферу оказывают практически все известные крупномасштабные события, как то землетрясения, метеорологические возмущения в атмосфере, интенсивные возмущения на поверхности Земли и в нижней атмосфере связанные с деятельностью человека (например войны) [6–8]. Однако менее мощные возмущающие факторы, такие как, например, повседневная индустриальная активность, обнаружить не удавалось. В данной работе предпринята попытка обнаружить подобные эффекты в достаточно развитом промышленном районе.

Так как интенсивность промышленного производства европейских стран существенно уменьшается на *week-end*, то можно думать, что поведение ионосферы над крупным промышленным центром различается в

течение рабочих дней недели и в *week-end*. Представлялось интересным выявить такого рода эффекты, проведя статистический анализ ряда ионосферных параметров. Из многих параметров, характеризующих ионосферу, было бы естественно, в первую очередь, выбрать характерную частоту слоя $F2$ ионосферы — f_0F2 .

Для анализа в работе использовались данные итальянской станции вертикального зондирования (ВЗ) Рим и станции Гибильмана за 1987 г, причём использовались данные, представленные в виде стандартных значений f_0F2 с интервалом в один час. Римская станция находится в промышленной зоне, большая часть промышленных объектов в этом районе работает пять дней в неделю, что даёт возможность выделять семидневный цикл. Станция Гибильмана находится в сельской местности на расстоянии 400 км от г. Рим. Таким образом, в данной работе ставится целью выявление воздействия промышленной деятельности человека на величину плотности ионизации слоя $F2$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Для выявления техногенных эффектов был проведен статистический анализ хода f_0F2 по семи дням недели. Задача выявления эффектов недельной периодичности оказалась не очень простой, поскольку визуально было практически невозможно обнаружить различия между усредненными суточными ходами частоты f_0F2 в различные дни недели. Так на рис. 1 представлено изменение суточного хода частоты f_0F2 , усредненной по каждому часу за соответствующий день недели в течение года для каждой из двух станций.

Попытка выделить эффект, усредняя частоту f_0F2 за сутки в течение года также оказалась неудачной, хотя было выяснено, что частота f_0F2 имеет тенденцию к росту в *week-end*.

Так на рис. 2 а, б представлена усредненная за сутки характерная частота f_0F2 по дням недели (вертикальная ось), неделя начинается понедельником (первый день) и заканчивается воскресеньем (седьмой день) (горизонтальная ось). Для удобства рассмотрения данные нормированы на среднегодовую частоту f_0F2 . Из графика видно, что происходит увеличение среднего значения f_0F2 в течение недели, но недостаточная статистика не позволяет сделать обоснованный вывод о влиянии промышленной деятельности на плотность $F2$ слоя.

2. Итак, для статистически убедительного выявления недельных эффектов оказалось необходимым использовать более тонкие методы. Из-за наличия суточной периодичности величину f_0F2 можно представить в виде ряда Фурье

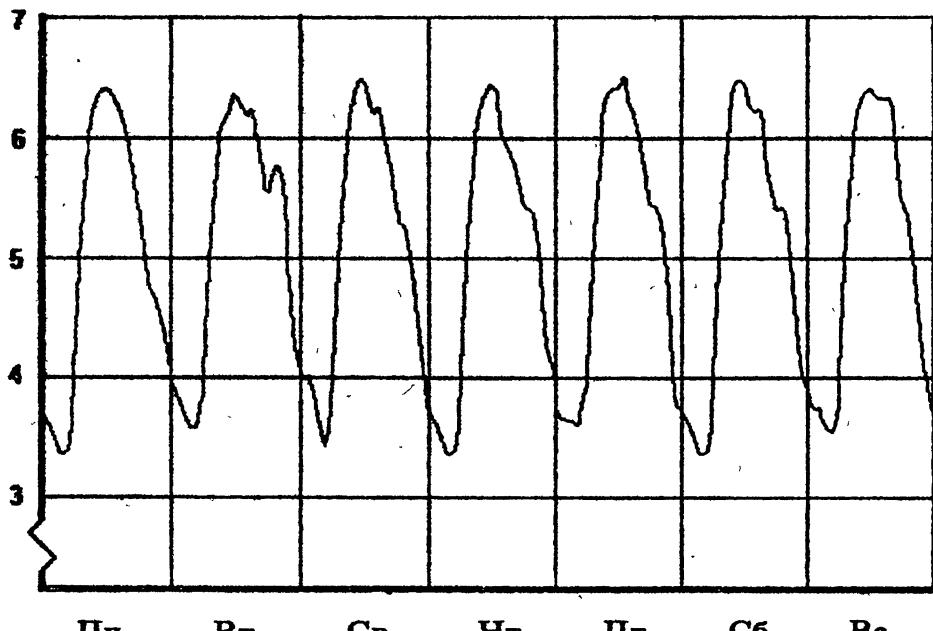


Рис. 1. Среднегодовое изменение суточного хода частоты f_0F2 в течение недели.

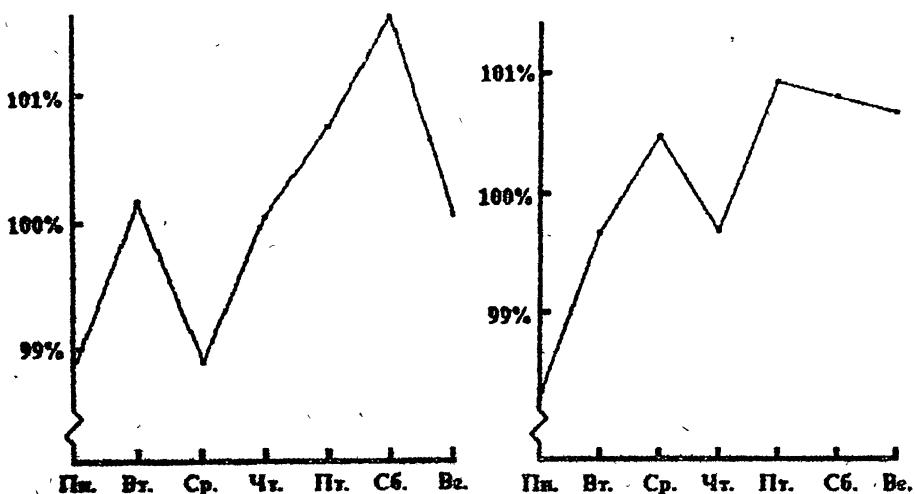


Рис. 2. Среднесуточная частота f_0F2 в зависимости от дня недели, усреднённая в течение года, нормированная на среднегодовую частоту (f_0F2).

$$f(t) = \frac{C_0}{2} + \sum_k C_k \cos(\omega_k t + \varphi_k), \quad (1)$$

где $k = 1, 2, \dots$; $\frac{C_0}{2}$ — среднее значение; C_k и φ_k — амплитуда и фаза k -ой гармоники; $\omega_k = 2\pi k/T$, $T = 24$ час.

Первая гармоника разложения определяет суточный ход f_0F2 . Естественно было искать эффект, исследуя вторую, третью и другие гармоники. Из-за небольшой статистики эффект в третьей, четвёртой и последующих гармониках статистически невыражен.

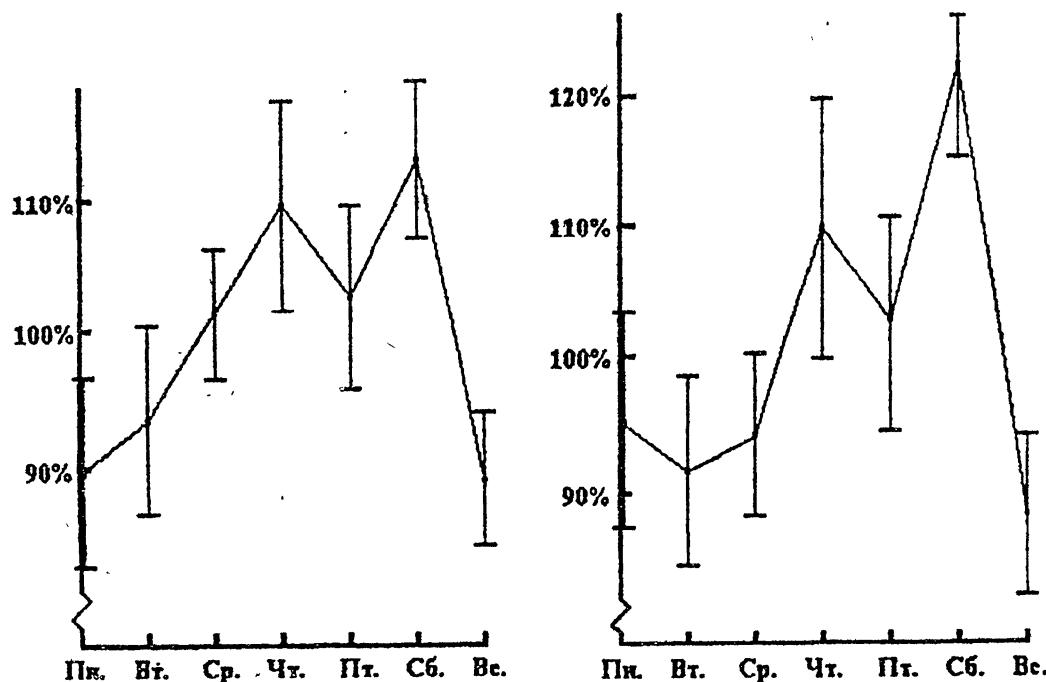


Рис. 3. Интенсивность второй гармоники для разложения Фурье суточного хода частоты f_0F2 в течение недели в среднем за год (сплошная линия — станция Рим, пунктир — станция Гибельмана). Данные нормированы на среднюю интенсивность второй гармоники в течение года.

При разложении f_0F2 в ряд Фурье было обнаружено, что интенсивность второй гармоники f_0F2 с периодом $T_2 = 12$ час увеличивается к концу рабочей недели. На рис. 3 а, б представлена средняя интенсивность второй гармоники ($T=12$ час) хода характерной частоты f_0F2 за сутки по дням недели. Данные нормированы на среднюю интенсивность второй гармоники хода характерной частоты f_0F2 за год. Видно увеличение

интенсивности этой гармоники к концу рабочей недели. Также вызывает интерес синхронность изменения интенсивности второй гармоники на обоих графиках, что даёт повод для более строгого и детального исследования поведения характерной частоты f_0F2 путём сравнения данных одновременно по двум, а в перспективе и по большему количеству станций в разных районах Земли.

Несмотря на обнаруженный, при исследовании выше перечисленных параметров, эффект недостаточный объём статистики не позволил сделать однозначные выводы о воздействии промышленной деятельности человека на изменение плотности слоя $F2$ ионосферы.

3. Для более детального изучения был проведен статистический анализ коэффициентов корреляции между характерными частотами f_0F2 в различные дни. Были рассмотрены корреляции всех гармоник по отдельности. Коэффициент корреляции первой гармоники весьма велик, порядка 1, поскольку первая гармоника определяет суточный ход f_0F2 . Амплитуды второй, третьей, четвёртой и последующих гармоник малы по сравнению с первой. Поэтому естественно было искать эффект, исследуя коэффициенты корреляции вторых гармоник f_0F2 . Отметим, что коэффициент корреляции между отдельными гармониками прямо связан с фазовым сдвигом (φ) этих гармоник относительно друг друга ($K = \cos \varphi$).

Были расчитаны средние значения коэффициентов корреляции между различными станциями и различными парами соседних дней недели по первым 12-ти гармоникам. Например, $K_i(1,2)$ — средний коэффициент корреляции между понедельником и вторником i -ой гармоники:

$$K_i(\alpha, \beta) = \frac{\langle f_{\alpha}^i f_{\beta}^i \rangle - \langle f_{\alpha}^i \rangle \langle f_{\beta}^i \rangle}{\sqrt{(\langle f_{\alpha}^{i2} \rangle - \langle f_{\alpha}^i \rangle^2)(\langle f_{\beta}^{i2} \rangle - \langle f_{\beta}^i \rangle^2)}}, \quad (2)$$

где $-1 < K_i(\alpha, \beta) < 1$; $\alpha, \beta = 1, 2, \dots, 7$ — номера дней недели; f_{α}^i , f_{β}^i — значения гармоник в течение соответствующих суток; $\langle f_{\alpha}^i \rangle$, $\langle f_{\beta}^i \rangle$ — средние значения в соответствующие сутки (отметим, что $\langle f_{\alpha}^i \rangle = 0$ и $\langle f_{\beta}^i \rangle = 0$); $\langle f_{\alpha}^{i2} \rangle - \langle f_{\alpha}^i \rangle^2$, $\langle f_{\beta}^{i2} \rangle - \langle f_{\beta}^i \rangle^2$ — дисперсии гармоник. При этом считалось, что каждому дню соответствует выборка значений с объёмом $N=24$, первое значение соответствует 00.00 LT, а последнее 23.00 LT. Всего для получения одного значения использовалось от 46 до 50 дней по Риму и от 25 до 33 дней по Гибильмане. Погрешность вычислялась по формуле:

$$\eta = \frac{1 - K^2}{\sqrt{N_d} \sqrt{N}},$$

где N_d — количество дней по которым проводится усреднение. Статистическая погрешность среднего коэффициента корреляции $K(\alpha, \beta)$ составляет по Риму $\eta = 3\%$ и по Гибильмане $\eta = 4\%$.

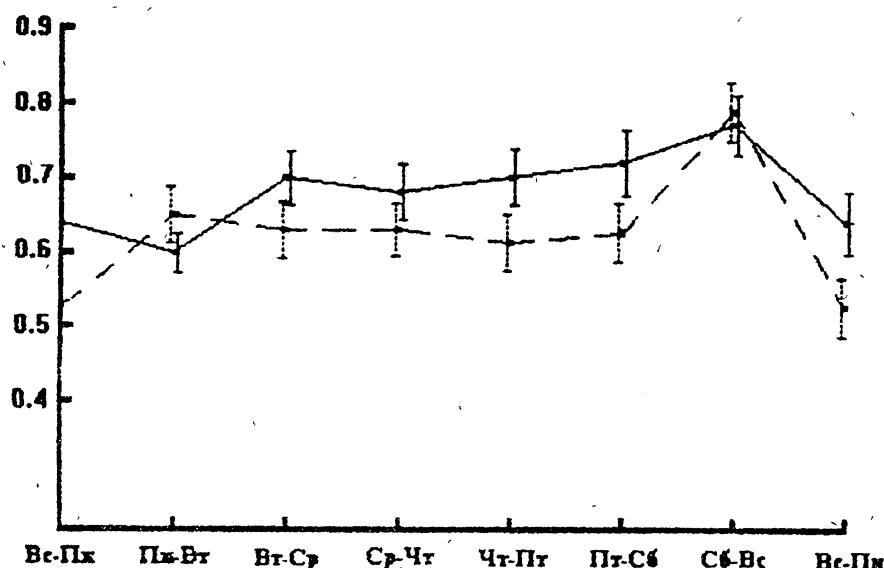


Рис. 4. Недельный ход коэффициентов корреляции между интенсивностями вторых гармоник разложения Фурье суточного хода частоты f_0F2 , вычисленных для соседних дней недели (сплошная линия — станция Рим, пунктир — станция Гибильмана).

На рис. 4 представлен график изменения K_2 — среднего коэффициента корреляции второй гармоники ото дня ко дню по Риму и Гибильмане в течение недели. Из анализа графиков можно видеть, что K_2 имеет монотонное изменение в течение недели. Обнаружено, что над обеими станциями коэффициенты корреляции второй гармоники увеличиваются от начала недели к концу. При этом над Римом этот коэффициент корреляции в целом выше, чем над Гибильманой.

Представляло интерес провести статистический анализ изменений коэффициентов корреляции вторых гармоник f_0F2 в один и тот же день по двум различным станциям — Риму и Гибильмане. График изменения этих коэффициентов представлен на рис. 5. Заметно увеличение корреляции с понедельника до субботы и уменьшение её с субботы на воскресенье.

Хорошо известно, что основным фактором, влияющим на величину плотности $F2$ слоя ионосферы, является солнечное ионизирующее излучение. Возможен вопрос о возможных недельных вариациях электронной плотности, не связанных с индустриальной активностью. Вариации электронной плотности, связанные с солнечной активностью могут иметь период в несколько недель. Возможны вариации различных параметров ионосферы, связанные с солнечным циклом ($T = 27$ дней). Однако маловероятно, что эти изменения будут происходить в одни и те же дни недели. Пусть, например, в каждый 27-й день цикла был резкий максимум f_0F2 .

Тогда в один цикл этот день был бы, например, воскресеньем, в другой — субботой, далее — пятницей, а при усреднении за год эффект бы отсутствовал. Дополнительно на величину плотности ионосферы могут влиять еще ряд факторов, как природного, так и технического происхождения, которые могут иметь различные характерные временные масштабы и быть сопоставимы по порядку величины. В частности, эффекты сейсмической и метеорологической природы сопоставимы с антропогенными [4, 7].

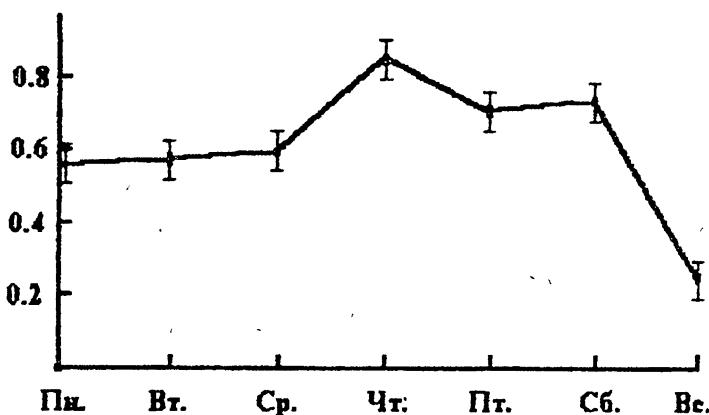


Рис. 5. Недельный ход коэффициентов корреляции между интенсивностями вторых гармоник разложения Фурье суточного хода частоты f_0F2 между различными станциями — Римом и Гибильманой.

4. Эффекты техногенной активности были выявлены и для области E ионосферы. Проведено сравнение средненочных значений f_bE_s — характерной частоты спорадического слоя E над индустриальным Римом и находящейся в сельской местности Гибильманой. Для анализа были использованы несколько летних месяцев 1987 г. Коэффициент корреляции между средненочными f_bE_s по двум станциям $r = 0.45$, погрешность равна 0.15 (рассмотрены 74 ночи). Далее ночи разделены на две группы: соответствующие рабочей неделе и соответствующие *week-end* (ночи с пятницы на субботу, с субботы на воскресенье). Коэффициент корреляции для ночей рабочей недели $r_1 = 0.30$, погрешность равна 0.15 (51 ночь), для ночей *week-end* $r_2 = 0.70$, погрешность равна 0.15 (23 ночи). Аналогичное изменение коэффициентов корреляции может иметь место в периоды подготовки землетрясений [4]. Относительно более низкий коэффициент корреляции по ночам рабочей недели означает, что промышленная деятельность возможно оказывает влияние на спорадический слой E ионосферы.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При рассмотрении эффектов антропогенной природы в ионосфере, а также связей между литосферой и ионосферой, обычно обсуждается несколько возможных механизмов таких связей. Остановимся на двух из них.

Можно предположить, что причиной наблюдавшихся эффектов является генерация акустических шумов промышленными объектами. Тогда, при распространении вверх до ионосферных высот, акустические волны могут нагревать нейтральную атмосферу. Однако этот нагрев, в среднем, по-видимому, не приводит к каким-либо заметным ионосферным модификациям. Для понимания ионосферных эффектов необходимо искать другие возможности. Такой возможностью является возникновение локальных токовых систем при падении акустических волн на спорадические слои [7-9].

В результате действия такого механизма, по-видимому, имеет место локальный эпизодический нагрев Е-области ионосферы над промышленными районами. Нагрев, в свою очередь, приводит, в среднем, к уменьшению рекомбинации, т.к. коэффициент рекомбинации $\alpha \approx T_e^{-\gamma}$, где $\gamma > 0$ и увеличению плотности ионосферы в Е-области. Отметим, что нагрев и акустический шум приведут к увеличению изменчивости Е-слоев, их дополнительному расплыванию и образованию, уменьшению корреляций $f_b E_s$, измеренных в Риме и Гибильмане.

Учитывая, что трансляция плазмы вдоль силовых линий геомагнитного поля достаточно эффективна, можно предположить, что процессы модификации суточного хода $f_0 F2$ во время рабочей недели могут быть связаны с локальным эпизодическим нагревом и вариациями плотности плазмы в ночной Е-области.

Другой возможный механизм антропогенного воздействия на ионосферу обусловлен так называемым тримпи-эффектом, т.е. явлением высыпания заряженных частиц из радиационных поясов под действием ОНЧ излучения в ионосферу [10]. В ночных условиях радиоволновой шум ОНЧ диапазона проходит вверх с небольшим поглощением и распространяется в замагниченной плазме верхней ионосферы и магнитосфера вдоль силовых линий магнитного поля. В результате циклотронного взаимодействия электронов с волнами в области электронно-циклотронного резонанса изменяются их питч-углы, и часть электронов попадает в конус потерь и, соответственно, высыпается в нижнюю ионосферу.

В результате действия указанных механизмов плотность электронов в F-слое ионосферы модифицируется, что в принципе делает понятным закономерности, полученные экспериментально.

Работа была выполнена в рамках сотрудничества между Объ-

единёным институтом физики Земли и Потсдамским университетом по совместному проекту "Нестационарные и турбулентные процессы в ионосферной плазме". Авторы также выражают благодарность организации Deutsche Forschungsgemeinschaft за финансовую поддержку. Исследования проводились на средства по совместному гранту JA0100 Международного фонда Дж. Сороса и Российского фонда фундаментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fraser-Smith A. C. and Coates D. B. // Radio Sciences. 1978. V. 13. № 14. P. 661.
2. Sonnemann G. Is our ionosphere yet in equilibrium? — Köln: Aulis Verlag, Deubner & Co. KG, 1986.
3. Липеровский В. А., Похотов О. А., Рубцов Л. Н., Липеровская Р. Х. // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1994. № 5. С. 81.
4. Липеровская Е. В., Христакис Н., Липеровский В. А., Олейник М. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1994. Т. 34. № 3. С. 56.
5. Bulough K. // Proc. IX Int. Wroclaw Symposium on EMC, Wroclaw, Poland, 1988. P. 185.
6. Похотов О. А., Липеровский В. А., Фомичев Ю. П. и др. // Докл. АН СССР. 1992. Т. 321. № 6. С. 1165.
7. Липеровская Е. В., Похотов О. А., Олейник М. А. и др. // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1994. № 11. С. 86.
8. Liperovsky V. A., Meister C. V. // 30th COSPAR Assembly, July 1994, Hamburg. Abstracts. P. 103. (Настоящий выпуск.)
9. Pochotelov O. A., Partot M., Fedorov E. N. et al. // Ann. Geoph. (в печати.)
10. Helliwell R. A., Katsufakis J. P., Trimpi M. L. // J. Geophys. Res.. 1973. V. 78. № 22. P. 4679.

Объединённый институт физики
Земли РАН им. О. Ю. Шмидта,
Москва,
Потсдамский университет,
Германия

Поступила в редакцию
18 декабря 1995 г.

**WEEKLY ANTHROPOGENIC PHENOMENA IN THE
F2-LAYER OF THE IONOSPHERE**

K. V. Popov, V. A. Liperovsky, C.-V. Meister, E. V. Liperovskaya

A statistical analysis of the behaviour of the characteristic frequency $f_0 F2$ during the seven days of the weeks in 1987 is done. Applied the italien data from the station of Rome, which is situated in an industrial centre, and from the station Gibilmanna, which is located in an agricultural region. As industrial activity in european countries decreases rapidly at the weekends the behaviour of the density of the $F2$ -layer shows a weekly periodicity. Developing the density in a Fourier series it is found, that at the end a working week the intensity of the second garmonic with a period of twelve hours increases. besides the correlation coefficient for the second harmonics of pair of successive days increases duding the course of the week. As this correlation coefficient is directly connected with the phase shift of the harmonics from one day to the next day one can conclude, that industry systematically influences the behaviour of the density of the ionosphere above industrial centres. It might be, that the here observed modifications of the parameter $f_0 F2$ are a consequence of local random heating processes by the influence of infrasound waves of anthropogenic nature on the ionosphere.