

УДК 523.4-853:423.3

ЭКВАТОРИАЛЬНАЯ ТОКОВАЯ СТРУЯ И ЕЁ ОТКЛИК НА ВНЕШНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ

П. А. Беспалов¹, О. Н. Савина^{2,3}

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева;

³ Национальный исследовательский университет — Высшая школа экономики,
г. Нижний Новгород, Россия

В спокойной низкоширотной ионосфере Земли под действием приливных течений формируется довольно развитая токовая система, ответственная за S_q -вариации магнитного поля в спокойные солнечные дни. Плотность соответствующих токов максимальна на экваториальных широтах в полуденные часы, где формируется так называемая экваториальная токовая струя. В данной статье обсуждается природа экваториальной токовой струи. Оригинальная часть работы посвящена исследованию величины её отклика на внешние воздействия. Прежде всего это касается оценки возможности использования экваториальной токовой струи для генерации низкочастотных электромагнитных сигналов при периодическом нагреве ионосферы излучением нагревного стенда. Экваториальная токовая струя может давать электродинамический отклик и на естественные атмосферные процессы, например, на акустико-гравитационную волну.

ВВЕДЕНИЕ

Проведённые экспериментальные исследования [1, 2] показали возможность генерации низкочастотных электромагнитных сигналов при падении мощного модулированного по амплитуде коротковолнового излучения на ионосферу. Вместе с модуляцией меняется температура электронов и частота столкновений электронов с нейтральными частицами и концентрация электронов, а следовательно, и проводимость плазмы. Этого достаточно для реализации токовой системы на частоте модуляции, если по ионосфере течёт ток. В среднеширотной ионосфере токи относительно небольшие, и, согласно теоретическим расчётам [3, 4], трудно ожидать возбуждения значительных магнитосферных излучений на частоте модуляции. Обширные сведения об амплитудах магнитных полей на частоте модуляции нагревного стенда EISCAT (Тромсё, Норвегия) приведены в обзоре [5].

Более эффективная генерация низкочастотных электромагнитных сигналов при периодическом нагреве ионосферы возможна в области авроральной токовой струи, которая имеет место в D -слое полярной ионосферы. Модуляция проводимости в области токовой струи может приводить к появлению значительной переменной составляющей тока. Наиболее полно эта возможность была продемонстрирована в экспериментах на нагревном стенде HAARP [6–9]. Отметим, что в последние годы на стенде HAARP и в лабораторной плазме был обнаружен эффект генерации низкочастотных излучений, не связанный с модуляцией токовой струи [10–13].

Ещё одной ионосферной областью, в которой регулярно наблюдаются значительные токи, является экваториальная токовая струя. Экспериментальные данные показывают, что в экваториальной части дневной ионосферы для широт $|\theta| < 4^\circ \div 6^\circ$ в интервале местного времени от 09:00 до 15:00 LT имеется направленная на восток экваториальная токовая струя. Существует ряд работ, в которых свойства этой струи изучались экспериментально и теоретически [14, 15]. В данной работе, используя известные сведения об основных характеристиках и механизме формирования экваториальной токовой струи, мы рассмотрим вопрос об эффективности генерации

низкочастотных электромагнитных сигналов при периодическом нагреве ионосферы модулированным излучением коротковолнового передатчика в дневной приэкваториальной ионосфере.

Отметим, что модуляцию экваториальной токовой струи могут вызывать и естественные атмосферные процессы, например акустико-гравитационные возмущения. В такого типа возмущениях происходит модуляция концентрации среды, а с ней и концентрации электронов. Модуляция проводимости меняет ток, что создаёт эффективную ионосферную антенну на частоте акустико-гравитационной волны.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ТОКОВОЙ СТРУИ

Естественная модель кинематического динамо основывается на предположении, что скорость нейтрального ветра в атмосфере \mathbf{u}_n известна и не зависит от состояния плазмы. Поскольку на высотах ионосферы выполняется неравенство [16]: $\nu_{en}/\omega_{Be} \ll \nu_{in}/\omega_{Bi}$ (здесь ν_{en} и ν_{in} — частоты соударения электронов и ионов с нейтральными частицами, ω_{Be} и ω_{Bi} — гирочастоты электронов и ионов соответственно), то наличие нейтрального ветра приводит в первую очередь к увлечению ионов и возникновению электрического поля \mathbf{E} , необходимого для поддержания квазинейтральности плазмы (отметим, что электрическое поле магнитосферного [17] и атмосферного [18] происхождения при спокойных условиях не даёт заметного вклада в распределение ионосферных токов на низких широтах). Электрическое поле приближённо можно считать потенциальным с потенциалом φ (отклонение от потенциальности учитывалось в работе [19]):

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi. \quad (1)$$

В неоднородной проводящей атмосфере необходимо выполнение условия, предотвращающего возникновение большого нескомпенсированного заряда. Поэтому в условиях, близких к стационарным, можно потребовать, чтобы уравнение непрерывности тока выполнялось в виде:

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (2)$$

В соответствии с обобщённым законом Ома плотность тока определяется следующим выражением:

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \left(-\nabla\varphi + \frac{1}{c} \mathbf{u}_n \times \mathbf{B} \right), \quad (3)$$

где

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix}$$

— тензор проводимости, в который входят продольная σ_{\parallel} , педерсеновская σ_P и холловская σ_H проводимости, выражения для которых приведены, например, в монографии [16], \mathbf{B} — магнитное поле, c — скорость света в вакууме. Подставляя выражение (3) в (2), получаем одно уравнение второго порядка для распределения потенциала

$$\operatorname{div} \left[\boldsymbol{\sigma} \left(-\nabla\varphi + \frac{1}{c} \mathbf{u}_n \times \mathbf{B} \right) \right] = 0. \quad (4)$$

При заданной проводимости земной поверхности и атмосферы из уравнения (4) в принципе можно определить распределение потенциала, а в соответствии с (3) и трёхмерную ионосферную токовую систему. Для решения этой задачи использовалось несколько теоретических моделей.

1.1. Модель тонкой сферической оболочки и её обобщения

В этой модели за основу удобно взять сферическую систему координат (r, ϑ, ψ) , в которой r — радиус-вектор от центра Земли, ϑ — полярная широта (коширота), ψ — долгота. Соответственно, обобщённый закон Ома (3) можно представить в виде

$$j_r = \sigma_{rr} E'_r + \sigma_{r\vartheta} E'_{\vartheta} + \sigma_{r\psi} E'_{\psi}; \quad (5a)$$

$$j_{\vartheta} = \sigma_{\vartheta r} E'_r + \sigma_{\vartheta\vartheta} E'_{\vartheta} + \sigma_{\vartheta\psi} E'_{\psi}; \quad (5b)$$

$$j_{\psi} = \sigma_{\psi r} E'_r + \sigma_{\psi\vartheta} E'_{\vartheta} + \sigma_{\psi\psi} E'_{\psi}. \quad (5b)$$

Уравнение непрерывности (2) также можно записать в сферических координатах:

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 j_r) + \frac{r}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (j_{\vartheta} \sin \vartheta) + \frac{r}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \psi} j_{\psi} = 0. \quad (6)$$

Выражения (5), (6) можно упростить, если учесть, следуя работам [20–22], что ток j_r сравнительно мал. Объясняется это тем, что ток сосредоточен в довольно узком слое. Поэтому при появлении сколько-нибудь значительного вертикального тока на границах слоя возникают поляризованные заряды, которые ослабляют этот ток. С учётом указанного обстоятельства из уравнения (5a) можно найти

$$E'_r = -\frac{\sigma_{r\vartheta}}{\sigma_{rr}} E'_{\vartheta} - \frac{\sigma_{r\psi}}{\sigma_{rr}} E'_{\psi}. \quad (7)$$

После подстановки этого поля в два других уравнения системы (5) получается упрощённый обобщённый закон Ома

$$j_{\vartheta} = \tilde{\sigma}_{\vartheta\vartheta} E'_{\vartheta} + \tilde{\sigma}_{\vartheta\psi} E'_{\psi}; \quad (8a)$$

$$j_{\psi} = -\tilde{\sigma}_{\vartheta\psi} E'_{\vartheta} + \tilde{\sigma}_{\psi\psi} E'_{\psi}. \quad (8b)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{\vartheta\vartheta} &= \frac{\sigma_P \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\parallel} \cos^2 \chi + \sigma_P \sin^2 \chi}; & \tilde{\sigma}_{\psi\psi} &= \frac{\sigma_P (\sigma_{\parallel} \cos^2 \chi + \sigma_K \sin^2 \chi)}{\sigma_{\parallel} \cos^2 \chi + \sigma_P \sin^2 \chi}; \\ \tilde{\sigma}_{\vartheta\psi} &= -\frac{\sigma_H \sigma_{\parallel} \cos \chi}{\sigma_{\parallel} \cos^2 \chi + \sigma_P \sin^2 \chi}, \end{aligned} \quad (9)$$

где χ — угол между магнитным полем \mathbf{B} и вертикалью ($\operatorname{tg} \vartheta = 2 \operatorname{tg} \chi$); σ_K — проводимость Каулинга $\sigma_K = \sigma_P + \sigma_H^2 / \sigma_P$.

Производная $\partial j_r / \partial r$ в уравнении (6) может быть не малой, и для её учёта, уравнение (6) можно проинтегрировать по толщине динамо-слоя от r_1 до r_2 . В результате получим

$$\frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta J_{\vartheta}) + \frac{\partial}{\partial \psi} J_{\psi} = -R_0 \sin \vartheta [j_r(r = r_1) - j_r(r = r_2)]. \quad (10)$$

Здесь R_0 — радиус Земли, J_{ϑ} и J_{ψ} — проинтегрированные по толщине динамо-слоя токи, связанные с электрическим полем следующими соотношениями:

$$J_{\vartheta} = \Sigma_{\vartheta\vartheta} E'_{\vartheta} + \Sigma_{\vartheta\psi} E'_{\psi}, \quad J_{\psi} = -\Sigma_{\vartheta\psi} E'_{\vartheta} + \Sigma_{\psi\psi} E'_{\psi}, \quad (11)$$

где использованы проинтегрированные по высоте проводимости

$$\Sigma_{\vartheta\vartheta} = \int_{r_1}^{r_2} \tilde{\sigma}_{\vartheta\vartheta} dr, \quad \Sigma_{\psi\psi} = \int_{r_1}^{r_2} \tilde{\sigma}_{\psi\psi} dr, \quad \Sigma_{\vartheta\psi} = \int_{r_1}^{r_2} \tilde{\sigma}_{\vartheta\psi} dr. \quad (12)$$

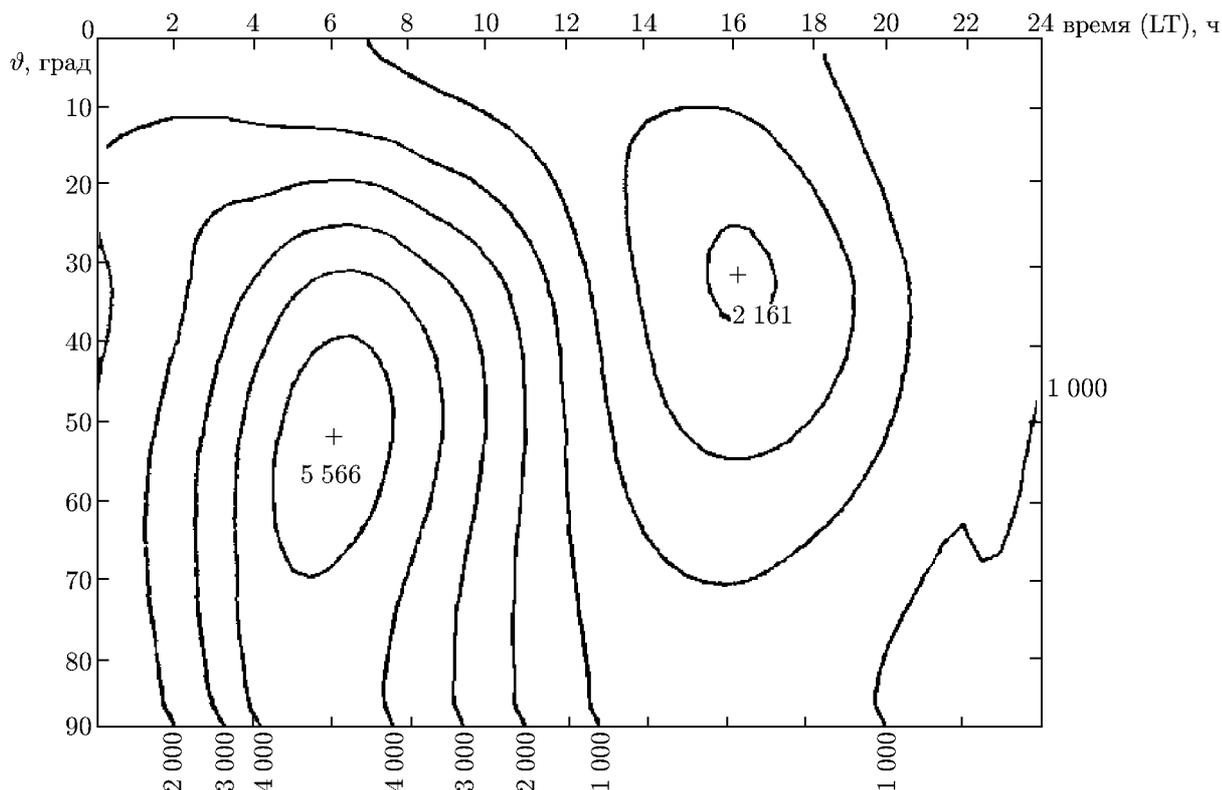


Рис. 1. Распределение электрического потенциала на высоте 90 км

Система (4), (10)–(12) для двумерного распределения потенциала не замкнута, т. к. в правую часть уравнения (10) входят радиальные токи на границе динамо-слоя. Не вызывает особых сомнений, что из-за быстрого падения проводимости на нижней кромке ионосферы можно положить $j_{r_1} = 0$. Если к тому же положить $j_{r_2} = 0$, то мы приходим к модели тонкой сферической оболочки с $j_r = 0$. Она неоднократно использовалась для расчёта S_q токовой системы при различных распределениях скорости нейтрального ветра в атмосфере [20–22]. Так, в работе [20] была использована модель ветра в слое E , включающая три приливные моды с индексами: (1, -2), (2, 2) и (2, 4), амплитуды и фазы которых определялись по данным радаров некогерентного рассеяния. Полученные численно вариации магнитного поля в средних широтах на земной поверхности отличаются от измеренных на 5÷20 % по амплитуде и на 1–2 часа по фазе для суточной компоненты и на 10÷30 % по амплитуде и на 1 час по фазе — для полусуточной.

Достаточно строгие расчёты трёхмерной токовой системы в рамках кинематического динамо проведены в работах [23, 24]. Авторы записали обобщённый закон Ома и уравнение непрерывности не в сферической, а в ортогональной дипольной системе координат, связанной с геомагнитным полем. О ветре было предположено, что он параллелен земной поверхности. При интегрировании по толщине динамо-области предполагалось, что из-за высокой продольной проводимости ($\sigma_{\parallel} \rightarrow \infty$) силовые линии магнитного поля являются эквипотенциальными, хотя плотность тока вдоль магнитного поля отлична от нуля: $j_{\parallel} \neq 0$. Кроме того, на верхней границе динамо-области использовалось условие $j_r(r = r_2) = 0$. При численных расчётах в качестве модели ветра использовались выводы о приливных течениях, содержащиеся в работе [25]: на высотах от 90 до 200 км принималась в расчёт только приливная мода (1, -2), а от 200 до 400 км амплитуда и фаза ветра считались совпадающими со значениями этих параметров на высоте 200 км.

Приведём некоторые результаты расчётов. На рис. 1 показано распределение потенциала на

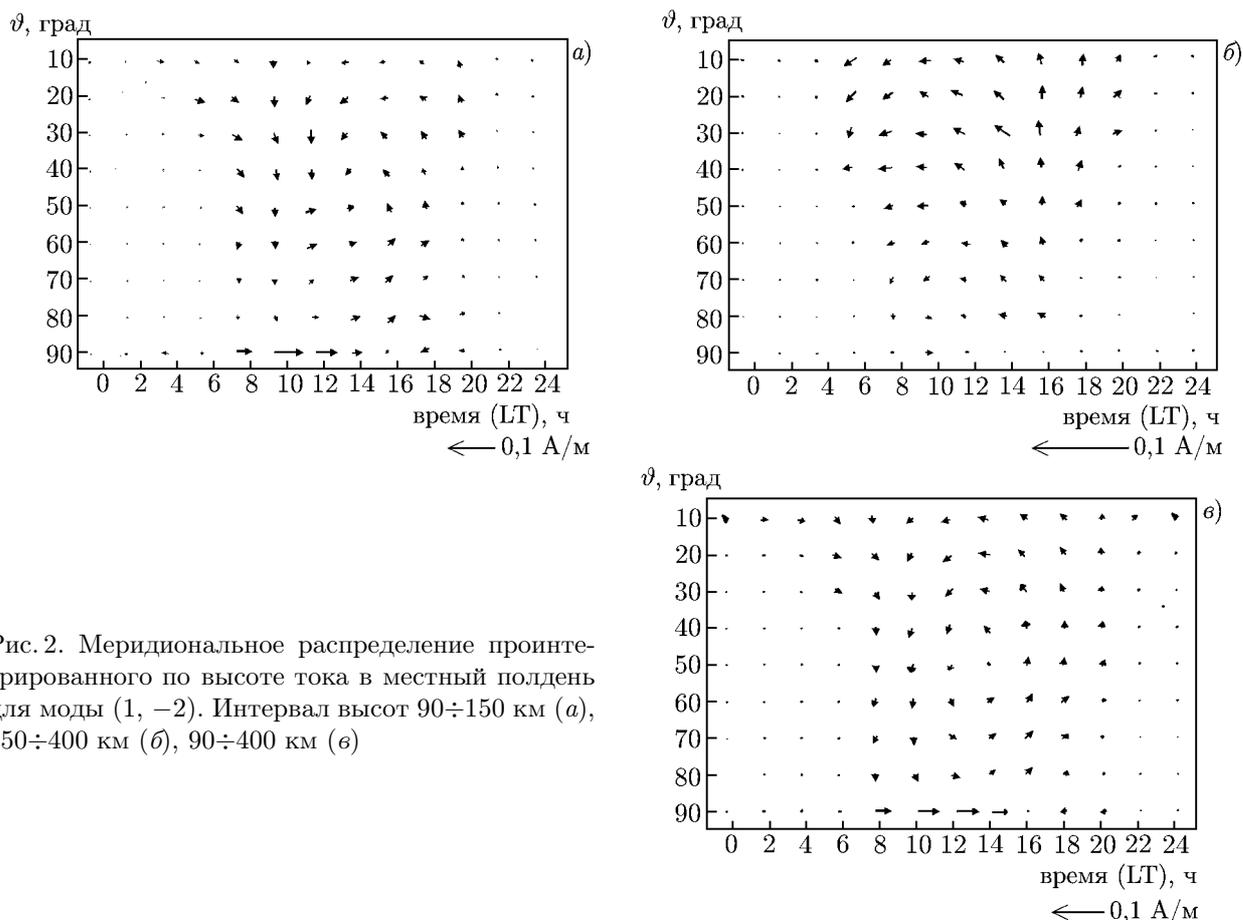


Рис. 2. Меридиональное распределение проинтегрированного по высоте тока в местный полдень для моды $(1, -2)$. Интервал высот $90 \div 150$ км (а), $150 \div 400$ км (б), $90 \div 400$ км (в)

высоте 90 км. Контурные нарисованы через каждые 10^3 В. На рис. 2 показаны проинтегрированные по высоте токи для слоя E , слоя F и в целом по ионосфере. Отметим, что данная схема расчёта была расширена в работе [26], где учитывалось отличие географических и геомагнитных систем координат, приводящее к появлению токов вдоль силовых линий магнитного поля между сопряжёнными полушариями. Предпринимались попытки обобщения теории S_q -вариаций на случай гидромагнитного динамо с учётом влияния плазмы на поле скоростей нейтрального ветра. При этом в уравнении для скорости нейтрального ветра принимается во внимание сила трения ветра об ионы [27].

В целом по обзору опубликованных работ можно сделать вывод, что динамо-теория объясняет основные закономерности крупномасштабной пространственно-временной структуры электрических полей и токов в экваториальной ионосфере. Днём в качестве первого приближения можно ограничиться рассмотрением кинематического динамо, а в ночных условиях взаимодействие нейтральных частиц и плазмы становится важным фактором на высотах слоя F , и необходимо привлекать гидромагнитное динамо.

Определённым недостатком большинства теоретических моделей является ориентация исключительно на численные расчёты, что не позволяет чётко выявить зависимость результатов от различных параметров задачи. В рамках данной работы постараемся уменьшить отмеченный недостаток в описании процессов в экваториальной токовой струе.

1.2. Причины формирования экваториальной токовой струи

Удивительным свойством экваториальной токовой струи является её малый размер по широте, а также постоянная привязка к области, где магнитное поле горизонтально. При этом надо учитывать, что возбуждаемое приливным течением электрическое динамо-поле имеет намного больший пространственный масштаб и не имеет никакого отношения к горизонтальной ориентации магнитного поля. Поэтому даже из общих соображений напрашивается вывод, что экваториальная токовая струя формируется из-за особенностей проводимостей (9), точнее из-за возрастания проводимости $\tilde{\sigma}_{\psi\psi}$ с ростом поля E_r' (7).

Чтобы подтвердить это предположение, рассмотрим простую теоретическую модель. Допустим, имея в виду примыкающую к полуденному меридиану зону, что в некоторой области долгот токовая система j_r, j_ϑ, j_ψ зависит только от ϑ, r . Тогда согласно (8)

$$j_\vartheta(\vartheta, r) = \tilde{\sigma}_{\vartheta\vartheta} E_\vartheta + \tilde{\sigma}_{\vartheta\psi} E_\psi; \quad j_\psi(\vartheta, r) = -\tilde{\sigma}_{\vartheta\psi} E_\vartheta + \tilde{\sigma}_{\psi\psi} E_\psi, \quad (13)$$

где учтено, что вклад динамо-полей в горизонтальные компоненты электрического поля в приэкваториальной области не существенен. Локальное вертикальное динамо-поле $E_{dr} \sim u_n B/c$ тоже не существенно, т. к. оно более чем на порядок меньше вертикальных электрических полей, характерных для токовой струи.

Допустим, что на средних широтах ветер имеет составляющую скорости $u_{n\vartheta}$, направленную к экватору. Такой ветер обеспечивает генерацию направленного на восток электрического поля с напряжённостью

$$E_\psi = \frac{u_{n\vartheta}}{c} B_r. \quad (14)$$

Поскольку тангенциальная компонента электрического поля непрерывна, то можно ожидать, что во всей низкоширотной ионосфере формируется направленное на восток примерно однородное электрическое поле E_ψ . Точно на экваторе проводимость $\tilde{\sigma}_{\vartheta\psi} = 0$. Поэтому в приэкваториальной зоне главная компонента тока определяется соотношением

$$j_\psi(\vartheta, r) = \tilde{\sigma}_{\psi\psi}(\vartheta, r) E_\psi, \quad (15)$$

где $E_\psi = 10^{-3}$ В/м — направленное на восток однородное электрическое поле, соответствующее скорости ветра $u_n = 100$ м/с. Результат (15) соответствует так называемой σ_{yy} -модели [25, 26]. Такое название связано с тем, что в приэкваториальной зоне часто используют декартову систему координат, в которой ось x направлена на юг, y — на восток, а z — вертикально вверх.

Строго говоря, нужно ещё определить область применимости результата (15). Дело в том, что на конечном расстоянии от экватора проводимость $\tilde{\sigma}_{\vartheta\psi} \neq 0$ и согласно (13) появляется ток j_ϑ . При этом перестаёт выполняться уравнение непрерывности для тока (6). Этот вопрос был изучен в работе [26], где показано, что непрерывность токовой системы обеспечивается относительно малыми меридиональными токами, а выражение (15) довольно хорошо описывает свойства токовой струи.

Расписывая выражение (15) с учётом формулы для проводимости $\tilde{\sigma}_{\psi\psi}$ (9), находим

$$j_\psi = \frac{\sigma_P (\sigma_K + 4\sigma_{\parallel} \operatorname{tg}^2 \theta)}{\sigma_P + 4\sigma_{\parallel} \operatorname{tg}^2 \theta} E_\psi. \quad (16)$$

Плотность направленного на восток тока достигает максимального значения

$$j_{\psi \max} = \sigma_K E_\psi \quad (17)$$

на низких широтах, где $2|\operatorname{tg} \theta| < \sqrt{\sigma_{\text{P}}/\sigma_{\parallel}}$, а на бóльших широтах уменьшается примерно по следующему закону:

$$j_{\psi} = \sigma_{\text{P}} \left(1 + \frac{\sigma_{\text{K}}}{4\sigma_{\parallel} \operatorname{tg}^2 \theta} \right) E_{\psi}. \quad (18)$$

Вертикальное электрическое поле в центре токовой струи легко найти по формуле (7), в которой точно на экваторе $\sigma_{rr} = \sigma_{\psi\psi} = \sigma_{\text{P}}$, $\sigma_{r\psi} = \sigma_{\text{H}}$, $\sigma_{\vartheta\vartheta} = \sigma_{\parallel}$, $\sigma_{r\vartheta} = \sigma_{\psi\vartheta} = 0$. Тогда

$$E_r = \frac{\sigma_{\text{H}}}{\sigma_{\text{P}}} E_{\psi}. \quad (19)$$

1.3. Предварительные выводы

В спокойных магнитных условиях нейтральные ветры создают в низкоширотной ионосфере горизонтальные электрические поля $E \sim 1$ мВ/м. Это поле в экваториальной области дневной ионосферы направлено на восток. Из-за возрастания в этой зоне вертикальных электрических полей до значений $E \sim 15$ мВ/м формируется направленная также на восток экваториальная токовая струя, которая существует между 09:00 и 15:00 LT в пределах $4^{\circ} \div 5^{\circ}$ по широте (400 км) от места, где магнитное поле горизонтально (см. рис. 3). Токовая струя лежит в области высот от 90 до 120 км. Проинтегрированная по высоте плотность тока в ней составляет $J \approx 120$ А/км. В максимуме токовой струи на высотах $h = 100$ км плотность тока j достигает $(2 \div 9) \cdot 10^{-6}$ А/м².

2. ОСОБЕННОСТИ ВОЗМУЩЕНИЯ ТОКОВОЙ СТРУИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ МОЩНОГО КОРОТКОВОЛНОВОГО ПЕРЕДАТЧИКА. ОЦЕНКА ЭФФЕКТА ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ЧАСТОТЕ МОДУЛЯЦИИ

Допустим, что на экваториальную токовую струю падает промодулированное по амплитуде радиоизлучение мощного КВ передатчика. О частоте модуляции ω будем предполагать, что она лежит в ОНЧ диапазоне или диапазоне геомагнитных пульсаций (менее 10 Гц). В области, возмущаемой нагревным передатчиком, периодически меняется температура электронов T_e , а с ней и проводимости в формуле (3). Для определённости ограничимся случаем слабого нагрева, когда $|\Delta T_e/T_e| \ll 1$. Тогда при расчёте эффектов генерации низкочастотных электромагнитных сигналов в ионосфере можно использовать метод возмущений.

2.1. Расчёт переменной составляющей ионосферного тока

Предположим, что невозмущённый ионосферный ток нам известен:

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{u}_n \times \mathbf{B} \right), \quad (20)$$

где $\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}(T_e)$ — тензор проводимости, \mathbf{E} и \mathbf{B} — электрическое и магнитное поля, \mathbf{u}_n — скорость ветра. Если ограничиться анализом достаточно низкочастотной модуляции, то токи смещения не существенны, и слабое воздействие создаёт только переменную составляющую тока проводимости

$$\Delta \mathbf{j} = \Delta \boldsymbol{\sigma} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{u}_n \times \mathbf{B} \right) + \boldsymbol{\sigma} \left(\Delta \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{u}_n \times \Delta \mathbf{B} \right), \quad (21)$$

причём второе слагаемое справа отвечает уже низкочастотным полям, излучаемым промодулированным ионосферным током. Поэтому задачу о генерации низкочастотных электромагнитных

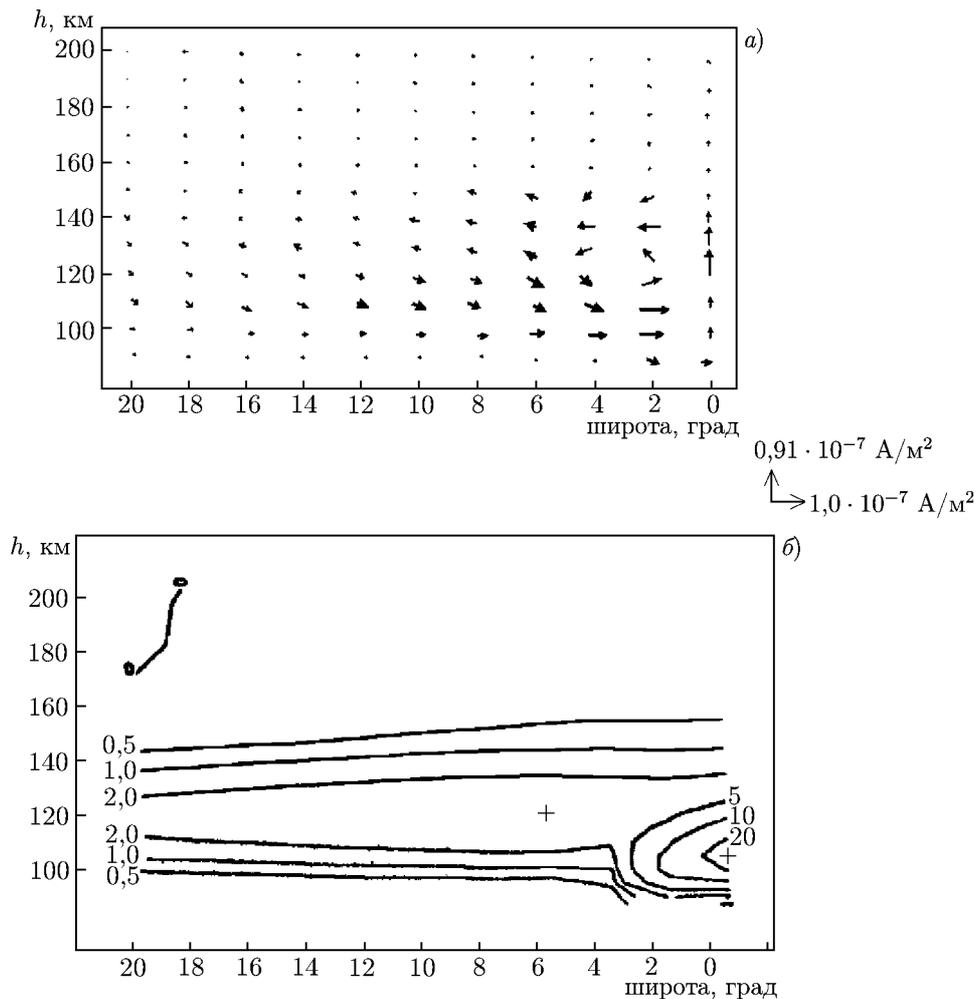


Рис.3. Распределение плотности тока в плоскости полуденного меридиана: (а) меридиональная плотность тока, определяется длиной стрелок; (б) зональная (направленная на восток) плотность тока, постоянна на приведённых линиях и равна указанной величине, умноженной на 10^{-7} A/m^2

сигналов в ионосфере в рамках метода возмущений можно решать в два этапа: сначала найти сторонний ток на частоте модуляции

$$\mathbf{j}_{\text{ext}} = \Delta\sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{u}_n \times \mathbf{B} \right), \tag{22}$$

а затем по нему найти поля излучения в волноводе Земля–ионосфера.

Займёмся первым этапом. Сразу ясно, что найти ток \mathbf{j}_{ext} не проще, чем невозмущённую ионосферную токовую систему. Постараемся в связи с этим выразить сторонний ток через невозмущённый. Для этого запишем оба тока в векторном виде. Для невозмущённого тока

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_P \mathbf{E}'_{\perp} + \sigma_H (\mathbf{b} \times \mathbf{E}'_{\perp}) \tag{23}$$

и аналогично для стороннего тока

$$\mathbf{j}_{\text{ext}} = \Delta\sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \Delta\sigma_P \mathbf{E}'_{\perp} + \Delta\sigma_H (\mathbf{b} \times \mathbf{E}'_{\perp}), \tag{24}$$

где $\mathbf{b} = \mathbf{V}/B$, $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + (1/c) \mathbf{u}_n \times \mathbf{V}$ — электрическое поле в системе отсчёта, связанной с ветром. Разобьём невозмущённый ток на параллельный

$$\mathbf{j}_{\parallel} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} \quad (25)$$

и перпендикулярный магнитному полю

$$\mathbf{j}_{\perp} = \sigma_P \mathbf{E}'_{\perp} + \sigma_H (\mathbf{b} \times \mathbf{E}'_{\perp}). \quad (26)$$

Домножим последний ток векторно на \mathbf{b} . В результате получим

$$\mathbf{b} \times \mathbf{j}_{\perp} = \sigma_P \mathbf{b} \times \mathbf{E}'_{\perp} - \sigma_H \mathbf{E}'_{\perp}. \quad (27)$$

Подставим теперь в эту формулу выражение для векторного произведения $\mathbf{b} \times \mathbf{E}'_{\perp}$ из (26). Таким образом, находим, что

$$\mathbf{E}'_{\perp} = \frac{\sigma_P}{\sigma_P^2 + \sigma_H^2} \mathbf{j}_{\perp} + \frac{\sigma_H}{\sigma_P^2 + \sigma_H^2} \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{b}. \quad (28)$$

Подставим найденные составляющие электрического поля (25) и (28) в выражение для стороннего тока (24). Это даёт нам формулу, выражающую сторонний ток через невозмущённый:

$$\mathbf{j}_{\text{ext}} = \frac{\Delta\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\parallel}} \mathbf{j}_{\parallel} + \frac{\sigma_P \Delta\sigma_P}{\sigma_P^2 + \sigma_H^2} \mathbf{j}_{\perp} + \frac{\sigma_H \Delta\sigma_P}{\sigma_P^2 + \sigma_H^2} \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{b} + \Delta\sigma_H \mathbf{b} \times \left(\frac{\sigma_P}{\sigma_P^2 + \sigma_H^2} \mathbf{j}_{\perp} + \frac{\sigma_H}{\sigma_P^2 + \sigma_H^2} \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{b} \right). \quad (29)$$

Отсюда после простых преобразований имеем, что

$$\mathbf{j}_{\text{ext}} = \frac{\Delta\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\parallel}} \mathbf{j}_{\parallel} + \frac{\sigma_P \Delta\sigma_P + \sigma_H \Delta\sigma_H}{\sigma_P^2 + \sigma_H^2} \mathbf{j}_{\perp} + \frac{\sigma_H \Delta\sigma_P - \sigma_P \Delta\sigma_H}{\sigma_P^2 + \sigma_H^2} \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{b}. \quad (30)$$

На этом этапе расчётов надо конкретизировать выражения для приращений проводимостей в (30). От электронной температуры T_e фактически зависят две величины: концентрация электронов n_e и частота соударений электронов с нейтральными частицами ν_{en} . При слабой модуляции

$$\frac{\Delta\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\parallel}} = \frac{\Delta n_e}{n_e} - \frac{\Delta\nu_e}{\nu_e}, \quad \frac{\Delta\sigma_P}{\sigma_P} = \frac{\Delta n_e}{n_e} + \frac{\nu_{in} \Delta\nu_{en}}{\nu_{en} \nu_{in} + \omega_{Be} \omega_{Bi}}, \quad \frac{\Delta\sigma_H}{\sigma_H} = \frac{\Delta n_e}{n_e}. \quad (31)$$

С учётом приведённых соотношений (31) сторонний ток (30) запишется следующим образом:

$$\mathbf{j}_{\text{ext}} = \frac{\Delta n_e}{n_e} \mathbf{j} - \frac{\Delta\nu_{en}}{\nu_{en}} \mathbf{j}_{\parallel} + \frac{\sigma_H \Delta\nu_{en}}{\omega_{Be} (\sigma_P^2 + \sigma_H^2)} (\sigma_P \mathbf{j}_{\perp} + \sigma_H \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{b}). \quad (32)$$

Вопрос о зависимости концентрации электронов и частоты соударений с нейтральными частицами и от температуры неоднократно обсуждался в литературе. В частности, соотношения между частотой соударений электронов ν_{en} и температурой T_e определены выражениями [25]:

$$\begin{aligned} \nu_{eN_2} [\Gamma\text{ц}] &= 9,32 \cdot 10^{-12} n_{N_2} [\text{см}^{-3}] (1 - 3,44 \cdot 10^{-5} T_e) T_e [\text{K}], \\ \nu_{eO_2} [\Gamma\text{ц}] &= 1,22 \cdot 10^{-10} n_{O_2} [\text{см}^{-3}] (1 + 2,15 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2} [\text{K}]) T_e^{1/2} [\text{K}], \\ \nu_{eO} [\Gamma\text{ц}] &= 5,49 \cdot 10^{-10} n_O [\text{см}^{-3}] T_e^{1/2} [\text{K}], \end{aligned} \quad (33)$$

где n_{N_2} , n_{O_2} и n_O — концентрации в см^{-3} N_2 , O_2 и O соответственно. Поэтому для оценки величины эффектов можно положить

$$\frac{\Delta\nu_{en}}{\nu_{en}} \approx \frac{\Delta T_e}{T_e}. \quad (34)$$

Что касается изменения концентрации электронов, то этот процесс, характеризующийся значительной инерционностью, может быть описан соотношением [4]:

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{\alpha n_e}{2\alpha n_e - i\omega}, \quad (35)$$

где α — коэффициент диссоциативной рекомбинации, связанный с характерным временем изменения электронной концентрации t_e соотношением $t_e = (2\alpha n_e)^{-1}$. Для нижней ионосферы $t_e = 10 \div 10^3$ с, т. е. при модуляции на частотах ω в ОНЧ диапазоне возмущением электронной концентрации можно пренебречь. Эти возмущения могут стать существенными только в диапазоне геомагнитных пульсаций. После подстановки оценок (34), (35) в (32) имеем

$$\mathbf{j}_{\text{ext}} = \frac{\Delta T_e}{T_e} \left[\frac{\alpha n_e}{2\alpha n_e - i\omega} \mathbf{j} - \mathbf{j}_{\parallel} + \frac{\nu_{\text{en}} \sigma_{\text{P}}}{\omega_{\text{Be}} \sigma_{\text{H}}} \mathbf{j}_{\perp} + \frac{\nu_{\text{en}} \sigma_{\text{H}}}{\omega_{\text{Be}} (\sigma_{\text{P}}^2 + \sigma_{\text{H}}^2)} (\sigma_{\text{P}} \mathbf{j}_{\perp} + \sigma_{\text{H}} \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{b}) \right]. \quad (36)$$

Чтобы было проще сравнить результаты для экваториальной токовой струи с известными выводами о генерации низкочастотных электромагнитных сигналов в области авроральных электроструй, учтём, что в обоих случаях для рабочего диапазона высот $\sigma_{\text{P}} \ll \sigma_{\text{H}}$ и $\nu_{\text{en}} < \omega_{\text{Be}}$. С учётом первого из этих неравенств находим, что

$$\mathbf{j}_{\text{ext}} = \frac{\Delta T_e}{T_e} \left(\frac{\alpha n_e}{2\alpha n_e - i\omega} \mathbf{j} - \mathbf{j}_{\parallel} + \frac{\nu_{\text{en}} \sigma_{\text{P}}}{\omega_{\text{Be}} \sigma_{\text{H}}} \mathbf{j}_{\perp} + \frac{\nu_{\text{en}}}{\omega_{\text{Be}}} \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{b} \right). \quad (37)$$

Приведём теперь результирующие выражения для компонент стороннего тока (37). Применительно к экваториальной токовой струе, следуя простейшей токовой модели, положим что $j_r = 0$, $j_{\vartheta} = 0$, $j_{\psi} = j$. Тогда

$$j_{\text{ext},r} = - \frac{\Delta T_e \nu_{\text{en}}}{T_e \omega_{\text{Be}}} j \sin \chi; \quad (38a)$$

$$j_{\text{ext},\vartheta} = \frac{\Delta T_e \nu_{\text{en}}}{T_e \omega_{\text{Be}}} j \cos \chi; \quad (38b)$$

$$j_{\text{ext},\psi} = \frac{\Delta T_e}{T_e} \left(\frac{\alpha n_e}{2\alpha n_e - i\omega} + \frac{\nu_{\text{en}} \sigma_{\text{P}}}{\omega_{\text{Be}} \sigma_{\text{H}}} \right) j, \quad (38b)$$

где, как и раньше, χ — угол отклонения магнитного поля от вертикали. Оценим теперь величину полей, возбуждаемых токовой системой (38) на земной поверхности.

2.2. Величина низкочастотного электромагнитного сигнала в ближней зоне

Прежде всего, опираясь на выражение для стороннего тока (38), качественно сопоставим особенности процессов генерации низкочастотных электромагнитных сигналов в высоких и низких широтах. Как в авроральной, так и в экваториальной электроструе невозмущённый ток, в основном течёт параллельно земной поверхности. Поэтому в диапазоне геомагнитных пульсаций, когда основную роль в плазме с замагниченными электронами ($\nu_{\text{en}} \ll \omega_{\text{Be}}$) играет модуляция концентрации электронов, выражения для стороннего тока для обоих случаев совпадают и сводятся к первому слагаемому из (38b). При модуляции авроральных электроструй в ОНЧ диапазоне вектор стороннего тока лежит в горизонтальной плоскости, а у экваториальной струи этот вектор почти перпендикулярен земной поверхности. При близких по величине токах в струях такая ориентация стороннего тока (в модели изотропной ионосферы) снижает эффективность генерации низкочастотных электромагнитных сигналов в ионосфере. Это легко понять на основе теоремы

взаимности. Если с земной поверхности на ионосферу падает волна ОНЧ диапазона, то в оптически более плотной ионосфере из-за резкого возрастания показателя преломления n волновой вектор прошедшей волны почти перпендикулярен границе раздела атмосферы и ионосферы (в ряде случаев это позволяет использовать импедансное граничное условие на поверхности ионосферы), а электрическое поле лежит в горизонтальной плоскости.

Ситуация становится более сложной, когда существенно магнитное поле. Пропедшая необыкновенная электромагнитная волна в полярной ионосфере, где магнитное поле тоже почти перпендикулярно границе раздела, поляризована таким образом, что её электрическое поле лежит в горизонтальной плоскости. Поэтому вертикальный сторонний электрический ток не возбуждает приходящих к земной поверхности волн из-за поляризационного ограничения. Что касается низких широт, то там необыкновенная электромагнитная волна имеет эллиптическую поляризацию в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Поэтому она может возбуждаться токами $j_{\text{ext}\vartheta}$ и $j_{\text{ext}\psi}$. В свою очередь, ток $j_{\text{ext}\vartheta}$ можно не учитывать из-за того, что $\cos \chi \sim 0$. Таким образом, в низкоширотной ионосфере нет особых поляризационных ограничений.

Для анализа поставленной задачи о возбуждении низкочастотных волн сторонними токами, используем модель изотермической ионосферы. В этой модели Земля считается плоской и идеально проводящей. Атмосфера с высотой h аппроксимируется вакуумным промежутком, а ионосфера однородным диэлектриком с проницаемостью ϵ . Задача о возбуждении двухслойного диэлектрика на металлической подложке имеет точное решение [28], однако оно громоздко и не удобно для практических расчётов. Поэтому ниже мы ограничимся анализом двух наиболее важных случаев.

2.3. Квазистатическое описание

В диапазоне геомагнитных пульсаций на частотах $\omega/(2\pi) < 1$ Гц основной вклад в плотность стороннего тока вносит модуляция концентрации [4, 29, 30]. Будем считать выполненным условие

$$\omega \ll \min \left(2\alpha n_e, 2\pi \frac{v_A}{h} \right), \quad (39)$$

где v_A — альвеновская скорость. При выполнении неравенства (39) длина низкочастотной волны в ионосфере больше высоты вакуумного промежутка ($\lambda > h$). Тогда, по крайней мере, в ближней зоне на удалениях $\rho < h$ возмущения магнитного поля определяются формулой Био—Савара

$$\mathbf{B}_{\sim} = 2 \int \frac{\mathbf{j}_{\text{ext}} \times \mathbf{r}}{cr^3} d^3r, \quad (40)$$

где фактор 2 учитывает влияние проводящей Земли, \mathbf{j}_{ext} — плотность стороннего тока в ионосфере. Плотность стороннего тока (38) с учётом неравенства (39) и замагниченности электронов ($\nu_{\text{en}} \ll \omega_{Be}$) записываются в виде

$$j_{\text{ext},r} = 0, \quad j_{\text{ext},\vartheta} = 0, \quad j_{\text{ext},\psi} = \frac{\Delta T_e}{2T_e} j. \quad (41)$$

Для определения возмущения магнитного поля подставим выражения (41) в (40) и учтём результаты σ_{yy} -модели (15). После этого получим

$$\mathbf{B}_{\sim} = \frac{\mathbf{E}_{\psi} \times \mathbf{r}}{cr^3} S \int_{z_1}^{z_2} \frac{\Delta T_e}{T_e} \tilde{\sigma}_{\psi\psi} dz, \quad (42)$$

где \mathbf{E}_ψ — направленное на восток постоянное электрическое поле, S — площадь возмущённой области ионосферы, интеграл берётся по толщине ионосферы.

Выражение (42) можно записать через мощность P КВ излучения, поглощаемого ионосферой. Эта мощность тратится на нагрев электронов. Электроны, в свою очередь, отдают энергию нейтральным частицам. Для не слишком больших частот модуляции $\omega < \delta\nu_{\text{en}}$ уравнение баланса энергии можно записать в виде

$$P = \delta S \int_{z_1}^{z_2} n_e \nu_{\text{en}} \Delta T_e dz, \quad (43)$$

где δ — средняя доля энергии, передаваемая электроном при одном соударении с тяжёлой частицей.

Сопоставление выражений (42) и (43) показывает, что эффект демодуляции не зависит от ширины диаграммы направленности КВ передатчика. Максимальный эффект демодуляции следует ожидать точно под экваториальной токовой струёй, где $\tilde{\sigma}_{\psi\psi} = \sigma_K$. В таком случае с точностью до коэффициента порядка единицы

$$B_{\vartheta, \text{max}} = \frac{E_\psi \sigma_K}{ch^2 \delta n_e \nu_{\text{en}} T_e} P. \quad (44)$$

Формула (44) показывает, от каких физических величин зависит эффективность генерации низкочастотных электромагнитных сигналов в ионосфере. В свою очередь, для численных оценок удобнее применять другой вариант формулы, содержащий меньшее число не точно известных величин. С помощью соотношений (43) и (44) легко получить, что

$$B_{\vartheta, \sim} = \frac{\pi}{c} \left\langle \frac{\Delta T_e}{T_e} \right\rangle j_{\text{ext}, \psi} \Delta z \left(\frac{a}{h} \right)^2, \quad (45)$$

где $\langle \Delta T_e / T_e \rangle$ — усреднённая по толщине динамо-слоя Δz степень модуляции электронной температуры, a — радиус диаграммы направленности. Сделаем простую численную оценку. Для этого подставим в (45) $j_{\text{ext}, \psi} = 2 \cdot 10^{-6}$ А/м², $\Delta z = 30$ км, $a = 10$ км, $h = 100$ км. Учитывая, что формула (45) записана в гауссовой системе единиц, получаем для возмущения напряжённости магнитного поля

$$H_{\sim} \approx 0,2 \left\langle \frac{\Delta T_e}{T_e} \right\rangle \gamma, \quad (46)$$

где $\gamma = 10^{-5}$ Э. Таким образом, при модуляции электронной температуры $\Delta T_e / T_e \sim 1/3$ протектированный сигнал почти на два порядка больше, чем в среднеширотной ионосфере, но заметно меньше рекордных значений, отмечавшихся под авроральной струёй [2].

2.4. Импедансные граничные условия

Для обсуждения общих вопросов возбуждения электромагнитных полей сторонними ионосферными токами мы будем использовать модель однородной изотропной ионосферы с резкой нижней кромкой. Тогда в ОНЧ диапазоне на этой кромке выполняются импедансные граничные условия, если

$$(\omega/c) h \sqrt{\varepsilon} \gg 1. \quad (47)$$

При выполнении неравенства (47) возмущения, ответственные за поле на земной поверхности, в ионосфере имеют волновые векторы, почти нормальные к границе. Допустим, что в ионосфере

имеется элементарный сторонний ток с плотностью

$$\mathbf{j} = \mathbf{J} \delta(x) \delta(y) \delta(z - z'). \quad (48)$$

Тогда поле такого тока на земной поверхности определяется следующими выражениями [4]:

$$\begin{aligned} B_\varphi &= -\frac{2J_y \sin \varphi}{c} \int_0^\infty \exp[ik_o \sqrt{\varepsilon} (z - h)] \times \\ &\times \left[\frac{J_0(k_\perp \rho) - (i/k_\perp \rho) J_1(k_\perp \rho)}{1 - i \sqrt{\varepsilon} (\kappa/k_o) \operatorname{th}(\kappa h)} + \frac{J_1(k_\perp \rho)}{(k_\perp \rho) [1 - i \sqrt{\varepsilon} (k_o/k_\perp) \operatorname{th}(\kappa h)]} \right] \frac{k_\perp}{\cos(\kappa h)} dk_\perp - \\ &- \frac{2iJ_z}{\omega \sqrt{\varepsilon}} \int_0^\infty \exp[ik_o \sqrt{\varepsilon} (z - h)] \left[\frac{J_1(k_\perp \rho)}{1 - i \sqrt{\varepsilon} (\kappa/k_o) \operatorname{th}(\kappa h)} \right] \frac{k_\perp^2}{\cos(\kappa h)} dk_\perp; \\ B_\rho &= \frac{2J_y \cos \varphi}{c} \int_0^\infty \exp[ik_o \sqrt{\varepsilon} (z - h)] \times \\ &\times \left[\frac{J_0(k_\perp \rho) - (1/k_\perp \rho) J_1(k_\perp \rho)}{1 - i \sqrt{\varepsilon} (k_o/k_\perp) \operatorname{th}(\kappa h)} + \frac{J_1(k_\perp \rho)}{(k_\perp \rho) [1 - i \sqrt{\varepsilon} (\kappa/k_o) \operatorname{th}(\kappa h)]} \right] \frac{k_\perp}{\cos(\kappa h)} dk_\perp; \\ E_z &= \frac{2iJ_y \sin \varphi}{\omega} \int_0^\infty \exp[ik_o \sqrt{\varepsilon} (z - h)] \left[\frac{J_1(k_\perp \rho)}{1 - i \sqrt{\varepsilon} (\kappa/k_o) \operatorname{th}(\kappa h)} \right] \frac{k_\perp^2}{\cos(\kappa h)} dk_\perp - \\ &- \frac{2iJ_z(k_\perp \rho)}{\omega^2 \sqrt{\varepsilon}} \int_0^\infty \exp[ik_o \sqrt{\varepsilon} (z - h)] \left[\frac{J_0(k_\perp \rho)}{1 - i \sqrt{\varepsilon} (\kappa/k_o) \operatorname{th}(\kappa h)} \right] \frac{k_\perp dk_\perp}{\cos(\kappa h)}. \quad (49) \end{aligned}$$

Здесь введена цилиндрическая система координат, в которой φ — азимутальный угол на земной поверхности, отсчитываемый от оси x против часовой стрелки; $k_o = \omega/c$, $\kappa = (k_o^2 - k_\perp^2)^{1/2}$, k_\perp — проекция волнового вектора на горизонтальную плоскость.

Для нахождения поля от распределённого ионосферного тока нужно провести операцию свёртки:

$$F_i = \int G_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{j}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (50)$$

где F_i — интересующая компонента поля, G_i — функция Грина, определяемая формулами (49). Важно отметить, что в случае, когда на границе ионосферы справедливы импедансные граничные условия, в функции Грина разделяются переменные:

$$G_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = G_{iz}(z - z') G_{i\rho}(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'). \quad (51)$$

Это позволяет независимо рассматривать влияние протяжённости источника по вертикали и по горизонтали. Характерный масштаб функции Грина по горизонтали определяется областью с размером порядка λ_o (λ_o — длина волны в вакууме) для полей на удалениях $\rho > \lambda_o$ и с размером $\min(h, \sqrt{\lambda_o h})$ для поля под источником. Поэтому в практически интересном случае, когда размер локализации тока по горизонтали много меньше λ_o и h , источник можно считать точечным в

горизонтальной плоскости. Характерный масштаб функции Грина по вертикали определяется толщиной скин-слоя

$$\delta_s \approx \frac{c}{\omega n}, \quad (52)$$

где n — показатель преломления в ионосфере. При этом вклад в поле на Земле даёт ток, расположенный в области высот $h < z < h + \delta_s$.

Для учёта анизотропии и гиротропии ионосферы воспользуемся уже упоминавшейся теоремой взаимности. Допустим, что с земной поверхности на ионосферу падает электромагнитная волна на ОНЧ диапазона. Для ионосферы характерен низкий импеданс, и поэтому проходящая волна имеет волновой вектор, почти перпендикулярный границе раздела. В области экваториальной токовой струи это к тому же и направление, перпендикулярное магнитному полю. Как известно [31, 32], в плазме в этом направлении распространяются две волны. Первая из них (необыкновенная) имеет показатель преломления

$$n_1^2 = \frac{\varepsilon^2 - g^2}{\varepsilon}. \quad (53)$$

Эта волна поляризована эллиптически в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, причём

$$E_z = -i \frac{g}{\varepsilon} E_y. \quad (54)$$

Здесь используется система координат, в которой ось x направлена на юг, y — на восток, а z — вертикально вверх. Что касается второй (обыкновенной) волны, то она имеет показатель преломления

$$n_2^2 = \eta \quad (55)$$

и поляризована параллельно магнитному полю в направлении оси x . В формулы (53)–(55) входят компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы. Например, в холодной бесстолкновительной плазме

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{Be}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{Bi}^2}, & g &= -\frac{\omega_{pe}^2 \omega_{Be}}{\omega(\omega_{Be}^2 - \omega^2)} + \frac{\omega_{pi}^2 \omega_{Bi}}{\omega(\omega_{Bi}^2 - \omega^2)}, \\ \eta &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}. \end{aligned} \quad (56)$$

Как известно, при падении электромагнитной волны из вакуума нормально на резкую границу раздела с диэлектриком, имеющем показатель преломления n , коэффициент прохождения по полю определяется выражением

$$T = \frac{2}{n+1}. \quad (57)$$

В ионосфере при $n \gg 1$ формулу (57) можно использовать для оценок и при наклонном падении. Видно, что результат не изменится, если мы вынесем сторонние токи под нижнюю кромку ионосферы с коэффициентами, учитывающими коэффициент прохождения и поляризацию волн. Используя формулу (57), выражение для толщины скин-слоя и сведения о поляризации волн в ионосфере, получаем, что сторонний ток $j_{\text{ext},y}$ эквивалентен электрическому диполлю под ионосферой с дипольным моментом ($p = \int j \, d^3r / \omega$)

$$p_y^{(\rightarrow)} \approx \frac{4\pi c j_{\text{ext},y} S \varepsilon}{\omega^2 (\varepsilon^2 - g^2)} \quad (58)$$

(здесь подставлено выражение для показателя преломления (53)). Сторонний ток j_y также эквивалентен электрическому диполю, причём с учётом поляризации необыкновенной волны

$$p_y^{(\uparrow)} \approx \frac{4\pi c j_{\text{ext},y} S g}{\omega^2 (\varepsilon^2 - g^2)}. \quad (59)$$

Обыкновенная волна (55) не даёт вклада в результат по двум причинам. Во-первых, показатель преломления преломления n_2 велик, во-вторых, в центре токовой струи $j_{\text{ext},y} = 0$. Допустим далее, что частота модуляции ω удовлетворяет более жёсткому условию по сравнению с (47):

$$\frac{\omega h}{c} > 1. \quad (60)$$

Это неравенство выполняется на частотах $\omega/(2\pi) > 500$ Гц. При условии (60) для грубой оценки магнитного поля низкочастотной волны можно использовать простую формулу для поля диполя в дальней зоне

$$\mathbf{B} = k_0^2 (\mathbf{r} \times \mathbf{p}) \frac{\exp(ik_0 r)}{r^2}. \quad (61)$$

В таком упрощённом подходе мы, конечно, теряем численный коэффициент, связанный, например, с поперечным резонансом волновода Земля—ионосфера [4].

Используя выражения для плотности сторонних токов (41) и формулу (61) для возмущения магнитного поля на земной поверхности точно под экваториальной струёй получаем два выражения для величины магнитного поля, связанного с дипольным моментом (58):

$$B_{\vartheta \sim}^{(\rightarrow)} = \frac{4\pi S \varepsilon \nu_{\text{en}} \sigma_{\text{P}}}{ch (\varepsilon^2 - g^2) \omega_{B_e} \sigma_{\text{H}}} j \frac{\Delta T_e}{T_e}, \quad (62)$$

и с дипольным моментом (59):

$$B_{\vartheta \sim}^{(\uparrow)} = \frac{4\pi S g \nu_{\text{en}}}{ch (\varepsilon^2 - g^2) \omega_{B_e}} j \frac{\Delta T_e}{T_e}. \quad (63)$$

Здесь учтено, что на обсуждаемых частотах в формулах (41) можно не учитывать модуляцию концентрации, а $\Delta T_e/T_e$ надо подставить для условий на нижней границе ионосферы. При анализе выражений (62) и (63) важную роль играет частота нижнего гибридного резонанса

$$\omega_{\text{LHR}} = \sqrt{\omega_{B_e} \omega_{B_i}}, \quad (64)$$

на которой $\varepsilon = 0$. По порядку величины $\omega_{\text{LHR}}/(2\pi) = 4$ кГц.

Для частот модуляции $\omega < \omega_{B_i}$ гиротропия ионосферы мало существенна ($g/\varepsilon \ll 1$), поэтому можно ограничиться возмущением, связанным с горизонтальным сторонним током. В этом случае $\varepsilon \approx (c/v_A)^2$, где v_A — альвеновская скорость. Поэтому

$$B_{\vartheta \sim}^{(\rightarrow)} = (2\pi a)^2 \frac{m_e \nu_{\text{en}} E_{\psi}}{m_i ch} \frac{\Delta T_e}{T_e}, \quad (65)$$

где a — радиус диаграммы направленности на уровне ионосферы. Определённая тонкость связана с тем, что в формулу (65) величины должны подставляться на уровне, соответствующем глубине скин-слоя в ионосфере, при этом глубина зависит от частоты. Поэтому сделаем численную оценку для двух высот: $h = 80$ км, где $\nu_{\text{en}} = 10^6$ с⁻¹ и $h = 100$ км, где $\nu_{\text{en}} = 10^4$ с⁻¹. Для остальных

величин примем, что $m_e/m_i = 3 \cdot 10^{-5}$, $a = 10$ км, $E_\psi = 10^{-3}$ В/м. В результате получаем для возмущения напряжённости магнитного поля

$$H_{\vartheta, \sim}^{(\rightarrow)} \approx \frac{\Delta T_e}{T_e} \begin{cases} 1 \cdot 10^{-8} \text{ А/м}, & h = 80 \text{ км}; \\ 4 \cdot 10^{-10} \text{ А/м}, & h = 100 \text{ км}. \end{cases} \quad (66)$$

В противоположном предельном случае сравнительно высоких частот модуляции $\omega > \omega_{\text{LHR}}$. Тогда $\varepsilon < |g|$ и существенно только возмущение (63), связанное с вертикальным сторонним током

$$B_{\vartheta, \sim}^{(\uparrow)} = \frac{2\pi a^2 \omega E_\psi}{ch} \frac{\Delta T_e}{T_e}, \quad (67)$$

где подставлено $\sigma_K \approx \omega_{\text{pe}}^2 / (4\pi\nu_{\text{en}})$. Формула (67) не содержит быстро меняющихся с высотой ионосферных параметров. Поэтому при оценках надо только учитывать, что $\Delta T_e / T_e$ относится к области ионосферного скин-слоя. Подставим в выражение (67) $a = 10$ км, $h = 100$ км, $E_\psi = 10^{-3}$ В/м. В результате получаем для возмущения напряжённости магнитного поля

$$H_{\vartheta, \sim}^{(\uparrow)} [\text{А/м}] \approx 2 \cdot 10^{-7} f [\text{кГц}] \frac{\Delta T_e}{T_e}, \quad (68)$$

где $f = \omega / (2\pi)$.

Таким образом, горизонтальная компонента модулированного стороннего тока слабо генерирует сигналы в нижней части ОНЧ диапазона на частотах, меньших нижегибридной, в экваториальной токовой струе. Интересных эффектов можно ожидать в окрестности нижегибридной частоты. Значительную генерацию сигналов, связанную с вертикальным модулированным сторонним током, можно ожидать на частотах выше нижегибридной. Полученная оценка на четыре порядка выше, чем типичные величины в средних широтах и более чем на порядок выше, чем в области авроральной струи из-за большого значения проводимости Каулинга.

В приведённой сравнительно простой теоретической модели не учитываются многие факторы: наличие мелкомасштабных неоднородностей в области экваториальной токовой струи, конечность давления плазмы и колебаний температуры электронов. Оценки для сигналов в ОНЧ диапазоне могут быть заниженными из-за использования приближения резкой границы (57). Анализ выражений (62) и (63) в случае произвольных частот предполагает учёт соударений в формулах (56) и требует специального исследования.

Большого внимания заслуживают результаты работы [33], в которой утверждается, что при действии нагревного стенда на обсерватории Аресибо устойчиво наблюдалась генерация низкочастотных электромагнитных сигналов в диапазоне частот модуляции 500 ÷ 5 000 Гц, которая связана с возмущением низкоширотной ионосферной токовой системы.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экваториальная электроструя, вероятно, увеличивает эффект генерации низкочастотных электромагнитных сигналов мощным коротковолновым радиоизлучением с амплитудной модуляцией в диапазоне геомагнитных пульсаций.

Для модуляции на частотах, отвечающих нижней части ОНЧ диапазона, эффект может существенно ослабляться преимущественно вертикальной ориентацией низкочастотного тока в ионосфере. Не исключено, что эффект генерации низкочастотных сигналов может стать значительным в окрестности нижней гибридной частоты $f_{\text{LHR}} \approx 3,6$ кГц. На более высоких частотах

эффект генерации низкочастотных электромагнитных сигналов может превосходить рекордные уровни, характерные для области авроральной струи.

Есть целый ряд моментов, которые пока не учитываются в теоретических расчётах: наличие мелкомасштабных неоднородностей в области экваториальной электроструи, значение конечного давления плазмы и т. д. Кроме того, не ясно, к чему приведут не очень малые колебания электронной температуры. Для последовательного рассмотрения этого вопроса необходимы расчёты, основанные на уравнениях энергетического баланса в области экваториальной токовой струи. В целом, дальнейшее изучение вопросов генерации искусственных низкочастотных электромагнитных сигналов в низкоширотной ионосфере во многом зависит от результатов экспериментальных исследований.

Работа выполнена при частичной поддержке программы фундаментальных исследований № 22 Президиума РАН и РФФИ (проект 12-02-00344-а). Авторы признательны рецензенту за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гетманцев Г. Г., Зуйков Н. А., Котик Д. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20, № 4. С. 229.
2. Котик Д. С., Митяков С. Н., Поляков С. В. и др. Генерация низкочастотного электромагнитного излучения при периодическом нагреве ионосферы мощным радиоизлучением: Препринт № 45 ИПФ АН СССР. Горький, 1982.
3. Котик Д. С., Трахтенгерц В. Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21, № 21. С. 114.
4. Котик Д. С., Митяков С. Н., Поляков С. В. и др. Теория генерации низкочастотного излучения при периодическом нагреве ионосферы мощным радиоизлучением: Препринт № 73 ИПФ АН СССР. Горький, 1983.
5. Stubbe P. // J. Atmos. Terr. Phys. 1996. V. 58, No. 1–4. P. 349.
6. Inan U. S., Golkowski M., Carpenter D. L., et al. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L24805.
7. Golkowski M., Inan U. S., Gibby A. R., Cohen M. B. // J. Geophys. Res. A. 2008. V. 113. Art. no. A10201.
8. Jin G., Spasojevic M., Inan U. S. // J. Geophys. Res. A. 2009. V. 114. Art. no. A08301.
9. Golkowski M., Inan U. S., Cohen M. B., Gibby A. R. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. no. A00F04.
10. Papadopoulos K., Chang C.-L., Labenski J., Wallace T. // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. Art. no. L20107.
11. Papadopoulos K., Gumerov N. A., Shao X., et al. // J. Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. Art. no. L12103.
12. Bochkarev K. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. V. 374, No. 13–14. P. 1508.
13. Гуцин М. Е., Коробков С. В., Костров А. В., Стриковский А. В. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, вып. 11. С. 752.
14. Onwumechili C. A. Equatorial electrojet. Gordon and Beach, 1998. 648 p.
15. Kelley M. C. The Earth's ionosphere. Plasma physics and Electrodynamics. Academic Press, 2009.
16. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974.
17. Richmond A. D., Matsushita S., Tarpley J. D. // J. Geophys. Res. 1976. V. 81, No. 81. P. 547.
18. Makino M., Takeda M. // J. Atmos. Terr. Phys. 1984. V. 46, No. 3. P. 199.
19. Акоюян А. В. // Изв. СибИЗМИР СО АН СССР. 1966. Вып. 1. С. 84.
20. Tarpley I. D. // Planet. Space Sci. 1970. V. 18. P. 1091.
21. Salah J. E., Evans I. V. // J. Geophys. Res. 1977. V. 82, No. 16. P. 2413.

22. Forbers J. M., Garrett H. B. // J. Geomag. Geoelectr. 1979. V. 31, No. 3. P. 173.
23. Takeda M., Maeda H. // J. Geophys. Res. 1980. V. 85, No. 12. P. 6 895.
24. Takeda M. // J. Atmos. Terr. Phys. 1982. V. 44, No. 2. P. 187.
25. Sigiura M., Cain J. C. // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. P. 1 869.
26. Untiedt J. // J. Geophys. Res. 1967. V. 72, No. 23. P. 5 799.
27. Banks P. M., Kockarts G. Aeronomy. New-York: Academic Press, 1973.
28. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 1, 2. М.: Мир, 1978.
29. Willis J. W., Davis J. R. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78, No. 28. P. 5 710.
30. Ляцкая А. М., Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. // Геомагнетизм и аэрномия. 1976. No. 2. С. 331.
31. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
32. Шафранов В. Д. Вопросы теории плазмы. Т. 3. М.: Госатомиздат, 1963. С. 3.
33. Ferraro A. J., Lee H. S., Allshouse R., et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1982. V. 44, No. 12. P. 1 113.

Поступила в редакцию 6 декабря 2011 г.; принята в печать 28 апреля 2012 г.

EQUATORIAL CURRENT JET AND ITS RESPONSE TO EXTERNAL ELECTROMAGNETIC EFFECTS

P. A. Bespalov and O. N. Savina

In quiet low-latitude Earth's ionosphere, a rather developed current system that is responsible for the S_q magnetic-field variations is formed in quiet sunny days under the action of tidal streams. The density of the corresponding currents is maximal at the equatorial latitudes in the midday hours, where the so-called equatorial current jet is formed. In this work, we discuss the nature of the equatorial current jet. The original part of this paper is dedicated to the study of the value of its response to external effects. First of all, it is related to estimating the possibility of using the equatorial current jet for generating the low-frequency electromagnetic signals during periodic heating of the ionosphere by the heating-facility radiation. The equatorial current jet can also produce electrodynamic response to the natural atmospheric processes, e.g., an acoustic-gravitational wave.