

Вариации магнитного поля в Антарктике и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью

Ю. М. Ямпольский, А. В. Зализовский, Л. Н. Литвиненко, Г. В. Лизунов¹,
К. Гровс², М. Молдвин³

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002 г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4
E-mail: yampol@rian.kharkov.ua*

¹*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,
Украина, 03022, г. Киев, пр. Глушкова, 6*

²*Air Force Research Laboratory,
29 Randolph Road
Hanscom AFB MA
01731 – 3000
USA*

³*University of California – Los Angeles,
595 Charles Young Drive East,
Box 951567
Los Angeles, CA 90095 – 1567
USA*

Статья поступила в редакцию 18 марта 2004 г.

Проанализированы многолетние синхронные регистрации вариаций приземного давления и магнитного поля на Украинской антарктической станции “Академик Вернадский”. Обнаружено возбуждение атмосферных гравитационных волн мощными атмосферными фронтами над Антарктическим полуостровом и их проецирование на ионосферные и магнитосферные высоты. Наиболее вероятные периоды атмосферных гравитационных волн, достигающих динамо-области ионосферы, составляют 1.5 часа. Отличительной особенностью волновых процессов является получасовое (в среднем) запаздывание вариаций магнитного поля Земли по отношению к изменениям приземного давления. Аналогичные вариации магнитного поля Земли зарегистрированы вблизи магнитосопряженного региона в северном полушарии – Новой Англии (США).

Построена физическая модель переноса атмосферных возмущений на ионосферные высоты как следствие модуляции поперечных проводимостей ионосферы и динамо-тока. Рассмотрены механизмы возбуждения вариаций магнитного поля в Антарктике и магнитосопряженном регионе.

Проаналізовано багаторічні синхронні реєстрації варіацій приземного тиску та магнітного поля на Українській антарктичній станції “Академік Вернадський”. Виявлено збудження атмосферних гравітаційних хвиль потужними атмосферними фронтами над Антарктичним півостровом та їх проєкцію на іоносферні та магнітосферні висоти.

Найімовірніші періоди атмосферних гравітаційних хвиль, що досягають динамо-області іоносфери, складають 1.5 години. Відмінною рисою хвильових процесів є півгодинна (в середньому) затримка варіацій магнітного поля Землі відносно змін приземного тиску. Аналогічні варіації магнітного поля Землі виявлені поблизу магнітоспряженого регіону в північній півкулі – Новій Англії.

Побудовано фізичну модель переносу атмосферних збурень на іоносферні висоти як наслідок модуляції поперечних провідностей іоносфери та динамо-струму. Розглянуто механізми збудження варіацій магнітного поля в Антарктиці та магнітоспряженому регіоні.

Введение

Проблема передачи энергии от нейтральной атмосферы к околоземной плазме остается актуальной несмотря на длительный интерес и большое число работ, посвященных данной тематике. Гигантская энергия, запасенная в движениях воздушных масс (фронтальных зонах, циклонах и антициклонах, струйных течениях и т. д.), лишь частично диссипирует в тропосфере и в виде волновых процессов переносится на высоты ионосферы. Основным транспортным агентом, обеспечивающим вынос энергии снизу вверх, являются атмосферные гравитационные волны (АГВ). Их исследованию посвящено большое число монографий и обзоров [1-7].

Основным источником затруднений при поиске ионосферных эффектов распространения АГВ тропосферного происхождения являются, на наш взгляд, попытки обнаружения квазипериодических вариаций параметров высотного профиля электронной концентрации $N_e(z, t)$. Если у поверхности Земли прохождение АГВ надежно идентифицируется систематическими измерениями однопараметрических зависимостей, например, вариаций приповерхностного давления $\delta P(t)$ [8], то на высотах ионосферы такой возможности не существует. В большинстве экспериментов приходится анализировать либо фрагментарные спутниковые наблюдения, например, полного электронного содержания [9-11], либо наземные данные когерентного и некогерентного зондирования ионосферы [12-14]. В этом случае, во-первых, регистрируются не сами АГВ, а вариации параметров ионизированной компоненты в верхней ионосфере – перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ), и, во-вто-

рых, зачастую остаются неоднозначными вопросы модельного описания квазипериодических вариаций $\delta N_e(\vec{r}, t)$. Одни и те же “видимые радиоэффекты” возникают при модуляции “геометрических” параметров слоя и критической частоты. Еще сложнее обстоит дело с диагностикой АГВ в нижней ионосфере, где плазма является слабой “примесью” и ее динамика в основном определяется поведением нейтральной компоненты. Хотя во многих работах изучались эффекты генерации АГВ именно в динамо-области за счет внешних источников возбуждения [15], до сих пор нет убедительных свидетельств о достаточной амплитуде вариаций параметров в ионосфере, которые могут порождать существенные (регистрируемые) изменения приземного давления. Действительно, из-за экспоненциального роста амплитуды АГВ с высотой, при движении возмущения сверху вниз для возникновения приземных вариаций давления в пределах десятых долей – единиц процентов необходимы изменения параметров нейтралов в E-области на десятки – сотни процентов! На наш взгляд, единственный реальный источник таких возмущений – это разогрев верхней атмосферы в авроральной электроструе во время полярного сияния. Очевидно, что ПИВ ионосферного происхождения с обычными относительными амплитудами $1 \div 10\%$ [12] не могут служить источником тропосферных АГВ. В то же время волны плотности (давления), возбужденные у поверхности Земли с относительными амплитудами $0.001 \div 0.01\%$, на ионосферных высотах порождают вариации плазменных параметров в пределах $1 \div 10\%$. Атмосфера при распространении АГВ снизу вверх ведет себя как амплитудный “усилитель” ва-

риаций плотности и давления с фактором усиления от 10^3 (*E*-область) до 10^4 (верхняя ионосфера, *F*-область).

“Свидетельством” прохождения АГВ тропосферной природы на ионосферные высоты, на наш взгляд, должны являться квазипериодические вариации магнитного поля. В рамках этой работы их возникновение удалось объяснить, предложив следующую схему рассуждений. За счет распространения АГВ тропосферного происхождения в динамо-области возникают модуляции плотности и скорости нейтралов и ионов. В свою очередь они порождают вариации поперечных проводимостей ионосферы и существующих токовых систем. Следствием такой модуляции являются изменения макроскопических полевых характеристик геокосмоса в виде магнитогидродинамических (МГД) колебаний.

Нетрудно предвидеть, что если такой механизм работает эффективно, то вариации магнитного поля Земли (МПЗ) тропосферной природы должны наблюдаться не только в области расположения (прохождения) источника, но и в магнитосопряженном регионе. На высотах верхней ионосферы (в области замагничности плазмы) вынужденные колебания тропосферного происхождения могут порождаться одновременным действием сразу двух факторов: пришедшими снизу АГВ и МГД волнами, ранее стимулированными модуляцией токовых систем в динамо-области. Можно ожидать, что первый фактор запаздывает по отношению ко второму на время распространения АГВ от нижней ионосферы до высоты главного максимума электронной концентрации. Очевидно, что поиск электродинамических эффектов тропосферного происхождения при регистрации и анализе квазипериодических вариаций компонент МПЗ возможен только в магнитоспокойных условиях. Для их обнаружения и идентификации необходима одновременная локальная регистрация самого тропосферного источника АГВ.

В качестве такого источника волновых возмущений (ВВ) нами были выбраны мощные атмосферные фронты, проходящие в

районе пролива Дрейка, вблизи тихоокеанского побережья Антарктического полуострова. Как известно, это один из наиболее метеорологически активных регионов Земного шара [16]. Другим мотивом проведения исследований на Украинской антарктической станции (УАС) “Академик Вернадский” является то, что в магнитно сопряженном регионе, побережье Новой Англии (США), расположены метеорологические, магнитные и ионосферные станции (Haystack observatory, MIT; Центр атмосферных исследований университета г. Лоуэлла; Исследовательская лаборатория ВВС США). В климатическом плане это сравнительно спокойный среднеширотный регион.

Таким образом, задачами настоящей работы являются:

1) Проведение систематических одновременных приземных наблюдений метеорологических и магнитных вариаций в Антарктике на УАС “Академик Вернадский” и вблизи магнитосопряженного региона в Новой Англии.

2) Построение алгоритмов обработки, позволяющих идентифицировать процесс возбуждения АГВ атмосферными фронтами.

3) Проведение кросскорреляционного анализа вариаций метеопараметров и колебаний МПЗ. Установление связи между этими процессами. Определение характерных периодов АГВ и скорости их распространения на ионосферные высоты.

4) Разработка теоретической модели, поясняющей тропосферно-ионосферно-магнитосферное взаимодействие. Определение модельных параметров АГВ, вариаций ионосферных проводимостей, токов и магнитного поля.

1. Метеорологические и магнитные наблюдения в Антарктике и Новой Англии

Основной объем экспериментальных данных был получен и проанализирован на УАС “Академик Вернадский”, $65^{\circ}15'$ ю. ш., $64^{\circ}16'$ з. д., (до 1996 г. – станция “Майкл Фа-

радей”, Великобритания). Трехкомпонентные вариации магнитного поля измерялись здесь же на магнитной обсерватории AIA в режиме непрерывной цифровой регистрации с темпом оцифровки 20 с, в динамическом диапазоне не хуже 70 дБ с точностью 0.48 нТ. В качестве базового инструмента использовался Fluxgate магнитометр [17]. Степень возмущенности МПЗ определялась с использованием трехчасовых К-индексов, рассчитанных по стандартной методике для мировой сети магнитных обсерваторий [18].

Геомагнитные измерения в Новой Англии организованы с 1999 г. с помощью трехкомпонентного Fluxgate магнитометра с чувствительностью 1 нТ и темпом цифрового съема данных 1 с [19]. Установка размещена на обсерватории Хейстек Массачусетского института технологий (42.6° с. ш., 71.48° з. д.), расположенной примерно в 300 км северо-западнее магнитосопряженной с УАС точкой (в соответствии с моделью IGRF, координаты сопряженной точки: 40.5° с. ш., 69.7° з. д.). На рис. 1 в качестве примера магнитосопряженных эффектов приведена запись микропульсаций геомагнитного поля класса Pc4, зарегистрированных одновременно в двух пунктах. Высокое подобие вариаций подтверждает реальную сопряженность обеих обсерваторий.



Рис. 1. Синхронные регистрации геомагнитных микропульсаций Pc4 в сопряженных регионах 6 сентября 1999 г.

Основными метеопараметрами, измеряемыми в Антарктике и Новой Англии, были давление P , температура T , скорость и направление ветра \vec{V} . Регистрация проводилась с частотой один отсчет в 5 мин. Точности измерений составили: $\Delta P = 0.1$ мБар, $\Delta T = 0.1^\circ$, $\Delta V = 0.05$ м/с. В качестве информационного параметра для идентификации прохождения атмосферного фронта и возбуждения АГВ использовались вариации давления δP . Такой выбор обусловлен тем, что изменения давления не подвержены маскирующим суточным и сезонным регулярным трендам. На рис. 2 приведены годовые вариации давления на УАС и вблизи г. Бостона. Резкие снижения давления с перепадами $\delta P > 20$ мБар характеризуют прохождение атмосферных фронтов над станцией “Академик Вернадский”. Дисперсия вариаций давления вблизи Антарктического полуострова примерно в три раза превышает аналогичные вариации в Новой Англии.

Как известно, основным признаком возбуждения и распространения внутренних волн в атмосфере являются квазипериодические вариации плотности, давления или температуры. Для поиска эффектов возбуждения АГВ был разработан алгоритм совместной обработки данных регистраций вариаций давления δP и компонент магнитного поля δH , δD , δZ . Суть его состояла в следующем. Во-первых, было необходимо определить временной интервал анализа T_a данных и спектральное окно поиска квазипериодичности ΔF . При их выборе мы исходили из нескольких предположений. Наиболее “быстрые” вариации АГВ ограничены частотой Брандта-Вайсяля ω_g , соответствующей “отсечке” сверху внутренней гравитационной моды. Для разных моделей атмосферы [5] минимальный период АГВ T_{\min} меняется от 8 до 12 мин. Учитывая частоту регистрации метеорологических данных, верхняя частотная граница спектрального анализа была выбрана $F_{\text{верх}} = 10$ мин. Наибольший период АГВ фронтального происхождения должен быть намного меньше периода приливных колебаний атмосферы (≈ 12 ч). Кроме того,

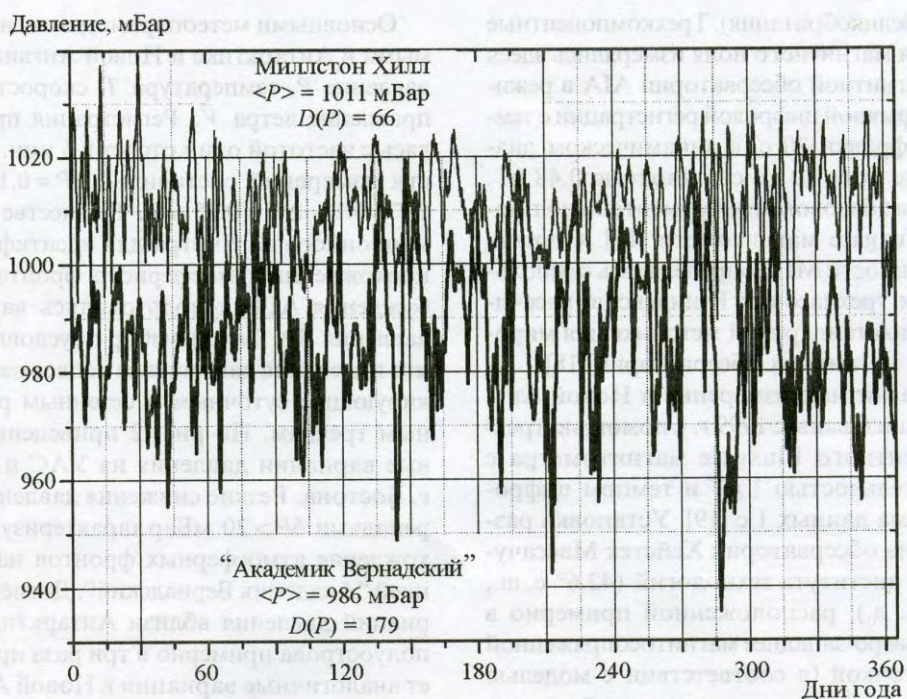


Рис. 2. Синхронные регистрации давления на УАС “Академик Вернадский” и в Новой Англии в 1999 г.

многолетний опыт анализа АГВ и ПИВ в атмосфере показывает, что квазипериодические изменения измеряемого параметра сохраняют периодичность для двух, максимум трех цугов колебаний. Учитывая сказанное, длина единичной анализируемой реализации была выбрана $T = 6$ ч. Априори можно было ожидать, что именно среднемасштабные АГВ с периодами от 1 до 3 ч и длинами волн от 100 до 500 км могут с минимальными потерями достигать высот динамо-области [6]. Поскольку моменты прохождения источника (атмосферного фронта) и возбуждения АГВ заранее не были известны, все анализируемые величины рассчитывались в шестичасовом временном окне, которое сдвигалось вдоль реализаций с шагом в один час. Основная проблема в выделении квазипериодических вариаций в исходных данных состояла в нестационарности самих исследуемых процессов. В частности, необходимо

было исключить мощные “медленные” аperiodические вариации давления (фронтальные перепады, более 20 мБар) и суточные вариации магнитного поля (размах до 50 нТ). Для этой цели применялась процедура исключения тренда, который интерполировался полиномом пятого порядка. После детрендинга центрированные единичные реализации давления и магнитного поля подвергались спектральному анализу для выявления квазипериодических вариаций в диапазоне периодов от 0.167 до 1.5 ч. Значимые максимумы в амплитудных спектрах вариаций давления и магнитного поля определялись по превышению шумового порога на 2 дБ. Для выяснения, вызваны ли квазипериодические вариации одним источником, во-первых, проверялось совпадение частот их спектральных максимумов, во-вторых, – превышение экстремума взаимной корреляционной функции (ВКФ) уровня 0.3. Пороги ал-

горитма обнаружения по превышению спектральных максимумов вариаций над фоном (2 дБ), по экстремуму ВКФ (0.3), по размаху флуктуаций давления (1 мБар) были найдены эмпирически при оптимизации алгоритма по критерию максимизации отношения правдоподобия [20].

На этом этапе обнаружения эффекта АГВ заканчивался, и проводилась оценка параметров волновых процессов. Оцениваемыми в экспериментах параметрами АГВ являлись: наиболее вероятный период T ; стандарт вариаций давления σ_p ; стандарт вариаций компонент МПЗ σ_B ; временной сдвиг τ между δP и δB .

Последняя характеристика представляется чрезвычайно важной для выяснения причинно-следственных связей – определения местоположения источника АГВ (внизу или сверху). Очевидно, что в случае тропосферного источника вариации давления должны быть опережающими. В табл. 1 приведены последовательные этапы алгоритма обработки и эпюры выходных характеристик. В общей сложности за семилетний период наблюдений, с 1996 по 2002 г., было обнаружено 260 6-часовых интервалов возбуждения АГВ, проявившихся в вариациях как приповерхностного давления, так и компонент МПЗ. На рис. 3 показана гистограмма временных сдвижек между вариациями давления и магнитного поля. Наиболее вероятное опережение изменений давления составляет 30 мин.

После обнаружения магнитных вариаций в Антарктике, стимулированных АГВ тропосферного происхождения, был поставлен вопрос о поиске аналогичной реакции в северном полушарии вблизи магнитосопряженного региона. Для анализа мы располагали двухлетним, 1999-2000 гг., массивом метеорологических и магнитных данных из Новой Англии (данные, полученные в магнитовозмущенные дни и в периоды сильных метеорологических возмущений в Новой Англии не рассматривались). Как и следовало ожидать, схожесть магнитных волновых возмущений в обоих полушариях оказалась высокой и для

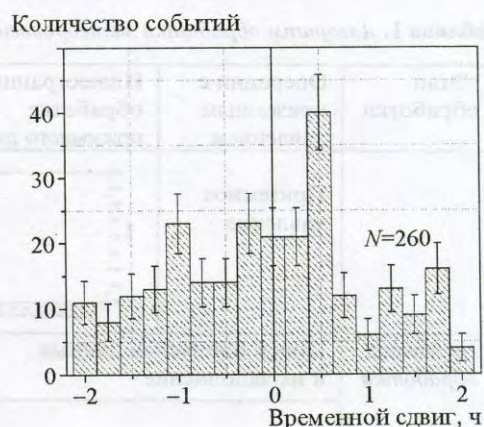


Рис. 3. Гистограмма временных задержек между вариациями приземного давления и компонент магнитного поля Земли. Отмечены среднеквадратические отклонения оценки частоты повторения временных задержек

случаев квазипериодических вариаций АГВ природы. На рис. 4. в качестве примера приведены синхронные вариации давлений и компонент МПЗ в обоих полушариях после прохождения мощного атмосферного фронта в Антарктике. Вариации МПЗ в Новой Англии хорошо коррелируют с квазипериодическими изменениями давления и магнитного поля на станции “Академик Вернадский”.

Таким образом, можно утверждать о существовании переноса атмосферных возмущений не только на высоты ионосферы, но и на магнитосферные уровни.

При подведении итогов экспериментального рассмотрения следует отметить, что однопозиционные наземные наблюдения атмосферных процессов в Антарктике не позволяют получить оценки пространственных масштабов как самого источника (циклонического фронта), так и пространственных параметров АГВ: длин волн, направления и скорости движения. Лишь три характеристики АГВ могут быть определены без модельных допущений: временной период T_{AGB} , амплитуда вариаций δP и вертикальная скорость распро-

Таблица 1. Алгоритм обработки метеорологических и магнитометрических данных

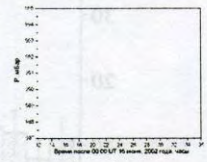
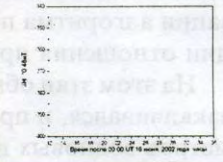
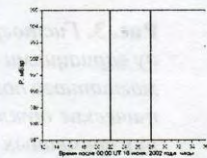
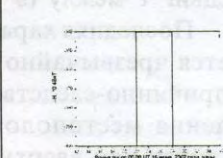
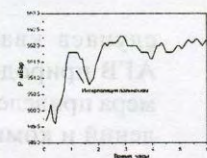
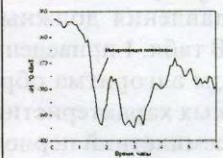
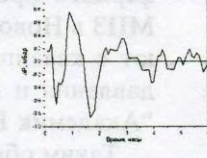
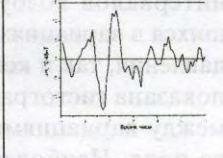
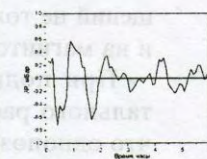
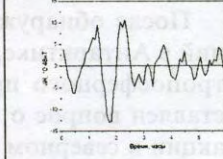
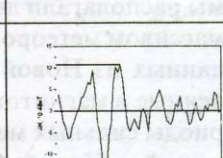
Этап обработки	Операции с приземным давлением	Иллюстрации к обработке приземного давления	Операции с компонентой МПЗ	Иллюстрации к обработке компоненты МПЗ
	Приземное давление		Относительные вариации компоненты МПЗ	
Первичная обработка	Поиск пропусков данных и их заполнение		Поиск пропусков данных и их заполнение	
			Приведение магнитных данных к темпу оцифровки давления (5 мин)	
Фильтрация	Выделение данных в заданном интервале времени (6 ч)		Выделение данных в заданном интервале времени (6 ч)	
	Вписывание полинома 5-го порядка		Вписывание полинома 5-го порядка	
	Вычитание полинома 5-го порядка (детрендрование)		Вычитание полинома 5-го порядка (детрендрование)	
	Прямоугольная фильтрация верхних частот – “зануление первых трех гармоник амплитудных спектров”		Прямоугольная фильтрация верхних частот – “зануление первых трех гармоник амплитудных спектров”	
			Определение размаха вариаций отфильтрованной компоненты МПЗ	
			Если размах вариаций меньше 30 нТ – условия спокойные, анализ продолжается	

Таблица 1. (Продолжение)

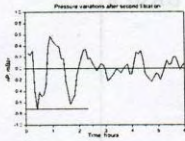
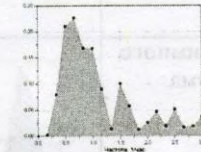
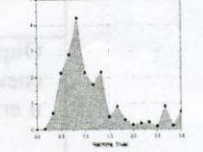
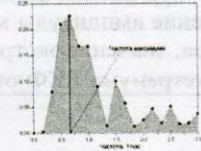
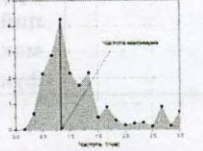
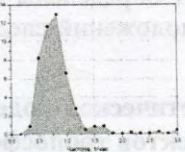
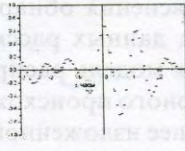
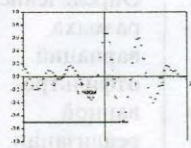
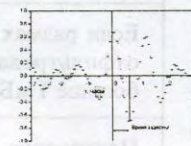

<p>Алгоритм обнаружения для магнитно-спокойных условий</p>	<p>Определение размаха вариаций отфильтрованной реализации давления</p> 		
<p>Если размах вариаций отфильтрованных данных давления больше 1 мБар – анализ продолжается</p>			
<p>Построение амплитудного спектра</p>	 <p>Спектр после первой ступени фильтрации</p>	<p>Построение амплитудного спектра</p>	 <p>Спектр после первой ступени фильтрации</p>
<p>Поиск максимума в спектре</p>		<p>Поиск максимума в спектре</p>	
<p>Если максимумы в спектрах обоих типов данных лежат на периодах меньше 2 ч, анализ продолжается</p>			
<p>Если частоты экстремумов спектров обоих типов данных смещены относительно друг друга не более чем на один дискрет частоты ($1/6 \text{ ч}^{-1}$), анализ продолжается</p>			
<p>Если максимумы амплитудных спектров выше среднего уровня флуктуаций на 2 дБ, анализ продолжается</p>			
<p>Построение взаимного спектра отфильтрованных данных</p>			
<p>Построение взаимной корреляционной функции (ВКФ)</p>			
<p>Если экстремум ВКФ по модулю больше 0.3, принимается решение о наличии эффекта на рассматриваемом интервале времени</p>			

Таблица 1. (Продолжение)

Измерения параметров эффекта	Оценка величины экстремума ВКФ в окрестности ± 2 ч от нуля	
	Измерение временного сдвига экстремума ВКФ относительно нуля	
	Определение параметров взаимного спектра: амплитуды максимума и его фазового сдвига	
Запись в файл с результатами: год, месяц, время интервала с эффектом, частота эффекта (по взаимному спектру), размах флуктуаций давления, размах флуктуаций компоненты МПЗ, значение амплитуды максимума взаимного спектра, фаза максимума взаимного спектра, значение экстремума взаимной корреляционной функции, временной сдвиг экстремума ВКФ относительно нуля		

странения до высот динамо-области V_z . Учитывая наиболее вероятную задержку τ между изменениями приземного давления и квазипериодическими вариациями МПЗ – 30 мин, нетрудно оценить вертикальную скорость АГВ, $V_z = 50 \div 70$ м/с. Остальные пространственные характеристики будут определены в рамках модельных предположений следующего раздела.

2. Теоретическая модель магнитных эффектов тропосферных АГВ

Для пояснения обнаруженных наблюдательных данных рассматривалась теоретическая модель распространения АГВ тропосферного происхождения в соответствии с ранее изложенной гипотетической цепочкой (рис. 5): 1) распространение волнового процесса вверх от поверхности Земли до динамо-области; 2) модуляция проводимостей и токовых систем на

высотах E -области; 3) стимулирование вариаций магнитного поля; 4) перенос магнитных возмущений в магнитосопреженный регион. Учитывая большое число работ по моделированию эффектов распространения АГВ, будем далее следовать классическим представлениям, изложенным, например, в монографиях [4, 6].

Такое теоретическое рассмотрение было проведено с использованием ряда естественных упрощений:

- 1) Не учитывались сила Кориолиса и неплоская форма земной поверхности.
- 2) Пренебрегалось диссипацией за счет эффектов вязкости и теплопроводности.
- 3) Рассматривалась изотермическая атмосфера, без ветровых сдвигов и горизонтальных градиентов.
- 4) Наиболее серьезное допущение состояло в линейности АГВ. Считалось, что до высот 100 км нелинейными эффектами можно пренебречь.

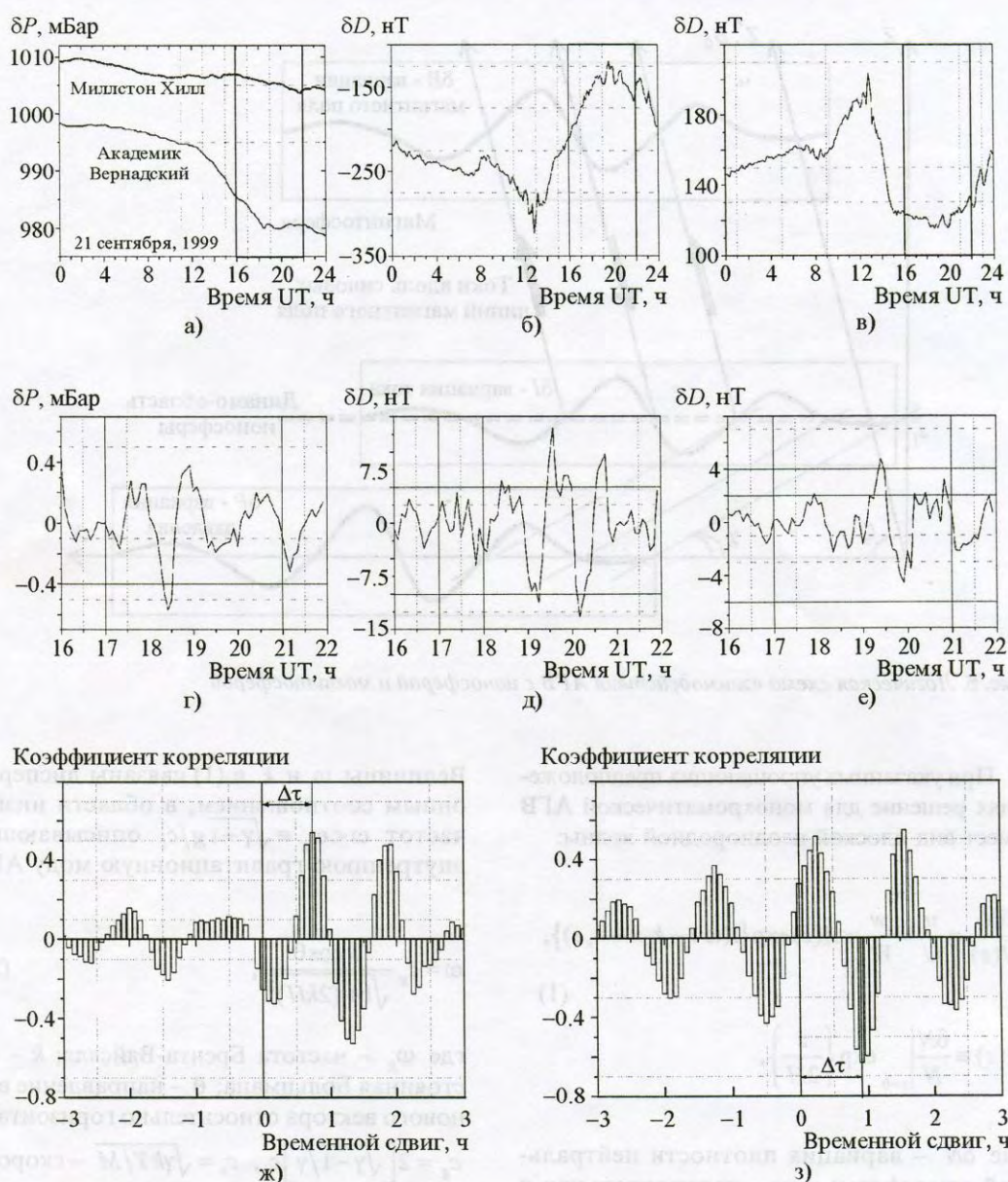


Рис. 4. Вариации приземного давления и компоненты магнитного поля в сопряженных регионах 21 сентября 1999 г.:

- а) давление на УАС "Академик Вернадский" и в Миллстон Хилле;
- б) вариация D компоненты на УАС "Академик Вернадский";
- в) вариация D компоненты в Миллстон Хилле;
- г) отфильтрованные вариации давления на УАС "Академик Вернадский";
- д) отфильтрованная вариация D компоненты на УАС "Академик Вернадский";
- е) отфильтрованная вариация D компоненты в Миллстон Хилле;
- ж) взаимная корреляционная функция между вариациями давления и D компоненты магнитного поля на УАС "Академик Вернадский";
- з) взаимная корреляционная функция между вариациями давления на УАС "Академик Вернадский" и D компоненты магнитного поля в Миллстон Хилле

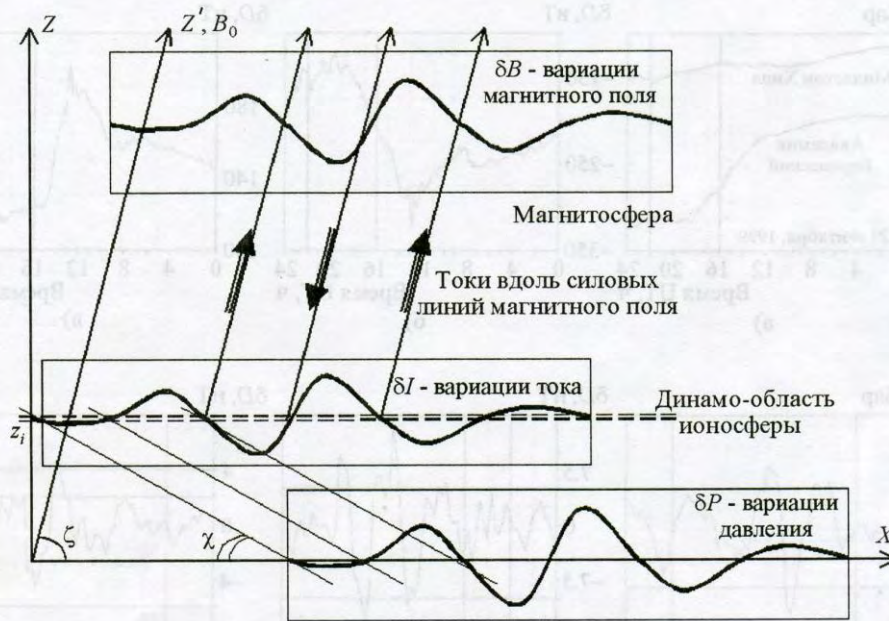


Рис. 5. Логическая схема взаимодействия АГВ с ионосферой и магнитосферой

При указанных упрощающих предположениях решение для монохроматической АГВ имеет вид плоской неоднородной волны:

$$\frac{\delta N}{N(z)} = \frac{u}{U} = \frac{w}{W} = A(z) \exp\{i(\omega t - k_x x - k_z z)\}, \quad (1)$$

$$A(z) \equiv \frac{\delta N}{N} \Big|_{z=0} \exp\left\{\frac{z}{2H}\right\},$$

где δN – вариация плотности нейтральной атмосферы; u, w – горизонтальная и вертикальная компоненты скоростей физических частиц в АГВ; H – высота приведенной атмосферы; $N(z) \equiv N_0 \exp\{-z/H\}$ – барометрическое распределение плотности нейтрального газа; $U = U(\omega, \vec{k})$, $W = W(\omega, \vec{k})$ – константы (поляризационные коэффициенты); ось OZ декартовой системы координат направлена вертикально, горизонтальная ось OX лежит в плоскости волнового вектора АГВ $\vec{k} = \{k_x, 0, k_z\}$.

Величины ω и \vec{k} в (1) связаны дисперсионным соотношением, в области низких частот $\omega < \omega_g \equiv \sqrt{\gamma - 1} g/c_s$ описывающим внутреннюю гравитационную моду АГВ:

$$\omega = c_g \frac{k \cos \theta}{\sqrt{1 + (2kH)^2}}, \quad (2)$$

где ω_g – частота Брента-Вяйсяля; k – постоянная Больцмана; θ – направление волнового вектора относительно горизонтали; $c_g = 2 \left[\sqrt{\gamma - 1} / \gamma \right] c_s$, $c_s = \sqrt{\gamma k T / M}$ – скорость звука, $\gamma = c_p / c_v \approx 1.4$ – показатель адиабаты, T и M – температура и средний молекулярный вес воздуха.

Как было указано выше, измерения на станции “Академик Вернадский” являются однопозиционными, что не позволяет определить модовый состав АГВ, т. е., кроме частоты, величину и направление волнового вектора. Однако из многочисленных наблюдений [3] известно, что периоды 1+3 ч характерны для т. н. среднемасштабных АГВ

(ПИВ), горизонтальный волновой масштаб которых λ_x составляет несколько сотен км. Отсюда следует феноменологическая оценка длины волны $\lambda = \lambda_x \cos \theta \sim 100$ км. В табл. 2 представлены параметры модели атмосферы и остальные параметры АГВ, вычисленные с учетом (1), (2).

Из (2) следует выражение для вертикальной компоненты групповой скорости АГВ:

$$V_{gz} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} = -c_g \frac{\kappa^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 + \kappa^2)^{3/2}}, \quad (3)$$

где $\kappa \equiv 2Hk$. Согласно (3) V_{gz} достигает максимума при $\kappa = \sqrt{2}$, $\theta = \pi/4$ в области длин волн $\lambda = 4\pi H / \sqrt{2} \approx 70$ км, причем $V_{gz \max} \approx 0.2c_g \approx 60$ м/с. Эта величина определяет время распространения переднего фронта волнового процесса вверх. При эффективной высоте динамо-токов $z = 130$ км временная задержка между возмущениями магнитного поля и приземного давления в рамках рассмотренной модели должна составить $\tau = z/V_{gz \max} \approx 36$ мин, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Согласно (3) максимальная скорость АГВ $V_{gz \max} \propto c_s$ зависит только от скорости звука, слабо меняющейся из-за зональных, сезонных и прочих вариаций атмосферы. Это позволяет рассматривать получасовой сдвиг барических и геомагнитных вариаций как ха-

рактерный временной масштаб тропосферно-ионосферной связи.

Механизмы генерации динамо-тока под действием АГВ. Представим, что в ионосфере протекает фоновый электрический ток с плотностью

$$\vec{j} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \vec{V}_{\alpha} = \hat{\sigma} \vec{E}_0, \quad (4)$$

поддерживаемый полем внешнего (магнитосферного) источника \vec{E}_0 . Здесь n_{α} – концентрация заряженных частиц, $\vec{V}_{\alpha} = \hat{\mu}_{\alpha} \vec{E}_0$ – токовая скорость частиц сорта α , $\hat{\mu}_{\alpha}$ – тензор подвижности, $\hat{\sigma}$ – тензор проводимости ионосферной плазмы; суммирование ведется по электронам и ионам ($\alpha = e, i$). Рассмотрим модуляцию тока (4) под действием АГВ. В линейном приближении

$$\delta \vec{j} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \delta \vec{V}_{\alpha} + \delta \hat{\sigma} \vec{E}_0, \quad (5)$$

где $\delta \vec{V}_{\alpha}$ – скорость, приобретаемая зарядом из-за вовлечения в движение нейтральных частиц, $\delta \hat{\sigma} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} (\delta n_{\alpha} \hat{\mu}_{\alpha} + n_{\alpha} \delta \hat{\mu}_{\alpha})$ – вариация проводимости вследствие изменения плотности и температуры ионосферы под действием АГВ.

Слагаемые в правой части (5) соответствуют двум физически различным и не связанным между собой в линейном приближении процессам. Первое слагаемое

Таблица 2. Параметры АГВ (экспериментальные и теоретические данные) и модельные атмосферные параметры у поверхности Земли при нормальных условиях (верхняя строка) и усредненные по интервалу высот $0 < z < 130$ км (нижняя строка)

Экспериментальные данные			По лит. данным	Параметры атмосферы			Теоретические оценки	
Амплитуда АГВ $A(z=0)$	Частота $\omega, \text{с}^{-1}$	Период $T, \text{ч}$	Длина волны $\lambda, \text{км}$	$c_s, \text{м/с}$	$H, \text{км}$	$\omega_g, \text{с}^{-1}$	Вертикальная групповая скорость $V_{gz \max}, \text{м/с}$	Фактор роста $\exp\{z/2H\}_{z=120}$
$(0.1 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$(6 \pm 100) \cdot 10^{-4}$	0.2 ± 3	~ 100	340	8	0.01	60	$3 \cdot 10^3$
$(0.1 \pm 1 \text{ мБар})$				300	7	0.011		

$$\delta \vec{j}_{drag} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{p} \delta \vec{V}_{\alpha} \quad (6)$$

описывает ток увлечения заряженных частиц нейтралами; этот механизм генерации тока не требует наличия стороннего электрического поля \vec{E}_0 . Второе слагаемое

$$\delta \vec{j}_{mod} = \delta \hat{\sigma} \vec{E}_0 \quad (7)$$

описывает модуляцию фонового тока \vec{j}_0 , протекающего в ионосфере. Перейдем к вычислению величин $\delta \vec{j}_{drag}$ и $\delta \vec{j}_{mod}$.

Динамо-ток $\delta \vec{j}_{drag}$. Для упрощения выкладок положим, что силовые линии геомагнитного поля направлены вертикально. Как нетрудно показать, учет истинного наклона магнитного поля (в районе УАС "Академик Вернадский" – около 60°) приводит к незначительным количественным поправкам.

Уравнение движения для ионной компоненты в этом случае имеет вид:

$$\vec{V}_i + \frac{\omega_{ci}}{v_{in}} \vec{z} \times \vec{V}_i = \vec{V}_n \quad (8)$$

где \vec{V}_i – скорость движения ионов, \vec{V}_n – скорость движения нейтралов в АГВ, \vec{z} – орт направления геомагнитного поля (вдоль оси OZ), ω_{ci} – ионная циклотронная частота, v_{in} – частота столкновений иона с нейтралами. При получении (8) было учтено, что частота АГВ $\omega \ll \omega_{ci}$, и использовано квазистационарное приближение [21, 22]. Колебания нейтральных частиц во внутренней гравитационной волне происходят приблизительно горизонтально $\vec{V}_n \approx \vec{x}u$ (\vec{x} – орт вдоль оси OX) [5], что связано с $U \gg W$ в (1). В этом случае решение (8) имеет вид:

$$V_{ix} = pu, \quad V_{iy} = hu, \quad (9)$$

где

$$p = \frac{1}{1+r_i^2}, \quad h = \frac{r_i}{1+r_i^2}, \quad r_i = \frac{\omega_{ci}}{v_{in}}. \quad (10)$$

С целью аналитической аппроксимации функций (10) введем характерную высоту z_i , имеющую смысл верхней границы динамо-области и определяемую условием:

$$\omega_{ci} = v_{in} \Big|_{z=z_i}. \quad (11)$$

Для доминирующих в E-области ионов NO^+ $\omega_{ci} = 168 \text{ с}^{-1}$ и, согласно модели ионосферы [23], $z_i \approx 130 \text{ км}$. Поскольку столкновения пропорциональны плотности нейтралов $v_{in} \sim N = N_0 e^{-z/H}$, находим:

$$p = p(z-z_i) = \frac{1}{1+e^{2(z-z_i)/H}},$$

$$h = h(z-z_i) = \frac{e^{(z-z_i)/H}}{1+e^{2(z-z_i)/H}}, \quad (12)$$

$$r_i = e^{(z-z_i)/H}.$$

Скорость движения электронной компоненты равна:

$$V_{ex} = p(z-z_i)u, \quad (13)$$

$$V_{ey} = h(z-z_i)u.$$

Здесь введена высота нижней границы динамо-области $z_e \approx 80 \text{ км}$, определяемая из условия $\omega_{ce} = v_{en} \Big|_{z=z_e}$. В интервале $z_e < z < z_i$ функции $p(z-z_e) \ll 1$, $h(z-z_e) \ll 1$ (электроны замагничены) и динамо-ток равен:

$$j_x = en_p(V_{ix} - V_{ex}) \approx en_p(z)p(z-z_i)u(z) \equiv j_p, \quad (14)$$

$$j_y = en_p(V_{iy} - V_{ey}) \approx en_p(z)h(z-z_i)u(z) \equiv j_H,$$

где j_p – педерсеновская, а j_H – холловская компоненты тока.

Дальнейшие вычисления удобно произвести в безразмерных переменных. Задавая плотность плазмы, скорость нейтралов и динамо-ток на характерной высоте $z = z_i$:

$$n_* = n_p|_{z=z_i}, \quad u_* = u_p|_{z=z_i}, \quad j_* = en_*u_*, \quad (15)$$

переходим к нормированным величинам $N_p(z) = n_p(z)/n_*$, $\tilde{j}_p(z) = j_p(z)/j_*$, $\tilde{j}_H(z) = j_H(z)/j_*$, последние две из которых рассчитываются для заданной первой с использованием (1), (12) (14). На рис. 6 приведены указанные высотные распределения.

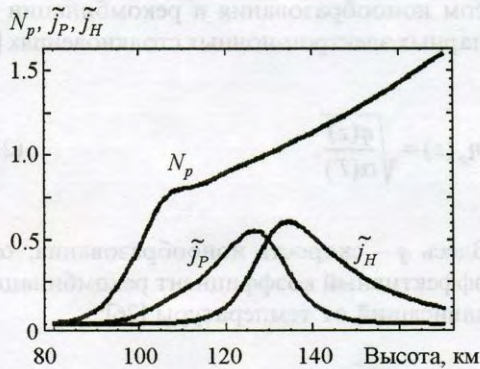


Рис. 6. Высотное распределение нормированного профиля плотности ионосферы $N_p(z)$, педерсеновского $\tilde{j}_P(z)$ и холловского $\tilde{j}_H(z)$ токов, генерируемых АГВ

Интегрируя (14) по высоте находим интегральный ток:

$$I_x = \int_{-\infty}^{\infty} j_x dz = I_* J_P, \\ I_y = \int_{-\infty}^{\infty} j_y dz = I_* J_H, \quad (16) \\ I_* = 2Hj_*,$$

где

$$J_P = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{j}_P \frac{dz}{2H} = \int_{-\infty}^{\infty} N_p(z) \frac{\exp\left\{\frac{z-z_i}{2H}\right\}}{1 + \exp\left\{\frac{2(z-z_i)}{H}\right\}} \frac{dz}{2H},$$

$$J_H = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{j}_H \frac{dz}{2H} = \int_{-\infty}^{\infty} N_p(z) \frac{\exp\left\{\frac{3(z-z_i)}{2H}\right\}}{1 + \exp\left\{\frac{2(z-z_i)}{H}\right\}} \frac{dz}{2H}.$$

Фигурирующие в (16) константы J_P , J_H зависят только от модели ионосферы $N_p(z)$. В том случае, когда E -область не содержит резких неоднородностей (спорадических слоев, провалов), изменение $N_p(z)$ в области перекрытия подынтегральных функций несущественно и коэффициенты $J_P = J_H = 2^{-3/2} \pi \approx 1$. В этом случае педерсеновская и холловская компоненты тока равны между собой, причем

$$I_x = I_y = I_*, \quad \text{где } I_* \equiv 2Hj_* = 2Hen_*u_*. \quad (17)$$

Учитывая, что масштаб скорости нейтральных частиц равен $u_* \approx c_g \left(\frac{\delta N}{N}\right)_{z=z_i}$, представим (17) в виде зависимости между амплитудой АГВ и током, генерируемым в ионосфере:

$$I_* = A_* I_g, \quad (18)$$

где $A_* = A(z_i) = \frac{\delta N}{N} \Big|_{z=z_i} = \frac{\delta N}{N} \Big|_{z=0} \exp\left\{\int_0^{z_i} \frac{dz}{2H(z)}\right\}$ – амплитуда АГВ на высоте $z = z_i$, $I_g = 2Hen_*c_g$ – масштаб тока, зависящий только от параметров ионосферы. Возмущение плотности в АГВ, очевидно, не может превысить 100%; нелинейное насыщение роста амплитуды $A(z)$ происходит, по-видимому, в области $A \rightarrow A_{\max} = 0.3 \div 0.5$ (что подтверждено прямыми спутниковыми измерениями АГВ в термосфере [9]). Приземные колебания давления меньше 1 мБар порождают АГВ, линейные вплоть до верхней границы E -области ионосферы. АГВ на больших высотах или в E -области, но с большей начальной амплитудой, являются нелинейными. В этом случае (1) следует рассматривать как модельную зависимость, все еще приемле-

мую для расчета динамо-тока (что подтверждается моделированием с различными видами “нелинейных” распределений $A(z)$).

Магнитную вариацию оценим в предположении, что ионосферный ток геометрически представляет собой бесконечный горизонтальный лист и что экранирующее влияние земной поверхности несущественно [24]:

$$\delta B_Y = -\delta B_X = B_* \equiv \frac{2\pi}{c} I_* \quad (19)$$

Рассчитанные таким образом динамо-токи и магнитные поля представлены в табл. 3.

Модуляция фонового тока δj_{mod} . Эта вариация тока обусловлена изменением проводимости ионосферы и происходит из-за вариаций температуры, частот столкновений и плотности заряженных частиц в АГВ. На высотах E -области все температуры “привязаны” к температуре нейтралов $T_e = T_i = T$, и

$$\frac{\delta T_e}{T_e} = \frac{\delta T_i}{T_i} = \frac{\delta T}{T} = (\gamma - 1)A(z), \quad (21)$$

где $A(z)$ – амплитуда АГВ (1). Аналогично

$$\frac{\delta v_{en}}{v_{en}} = \frac{\delta v_{in}}{v_{in}} = \frac{\delta N}{N} + \frac{\delta T}{2T} = \frac{\gamma + 1}{2} A(z). \quad (22)$$

Гораздо более сложным образом АГВ воздействует на распределение плотнос-

ти зарядов. Дело в том, что в интересующей нас области высот время жизни ионов весьма невелико (в E -области – менее минуты днем и около часа ночью), вследствие чего пространственным переносом зарядов можно пренебречь. В таких условиях АГВ играет роль квазистационарного и квазиоднородного фона, влияющего на параметры ионосферы через изменение условий фотохимического равновесия [25]. В E -области плотность зарядов определяется балансом ионообразования и рекомбинации на парных электрон-ионных столкновениях [5]:

$$n_p(z) = \sqrt{\frac{q(z)}{\alpha(T)}} \quad (23)$$

Здесь q – скорость ионообразования, α – эффективный коэффициент рекомбинации, зависящий от температуры [26]:

$$\alpha = \alpha(T) \sim T^{-\beta}, \quad \beta \approx 0.5. \quad (24)$$

Функция скорости ионообразования $q(z)$ сложным образом зависит от распределения ионообразующих нейтралов $N(z)$. Для малых возмущений имеет место линейная связь:

$$\frac{\delta q}{q} = F(z) \frac{\delta N}{N}, \quad (25)$$

в которой коэффициент пропорциональности $F(z)$ следует рассматривать как модель-

Таблица 3. Токовые и магнитные возмущения, генерируемые АГВ в ионосфере (n_* , u_* – плотность плазмы и скорость движения нейтралов на высоте $z_i = 130$ км)

n_* , см ⁻³	$2 \cdot 10^{-4}$ (ночь)		$2 \cdot 10^5$ (день)	
	10 (умеренно)	70 (велико)	10 (умеренно)	70 (велико)
u_* , м/с				
I_* , мА/м	0.5	3.5	5	35
B_* , нТ	0.3	2	3	20

ную функцию, определяемую феноменологически или рассчитываемую точно для выбранной модели ионосферы. С использованием (23)-(25) находим:

$$\frac{\delta n_p}{n_p} = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta q}{q} - \frac{\delta \alpha}{\alpha} \right) = \frac{1}{2} \left(F \frac{\delta N}{N} - \beta \frac{\delta T}{T} \right) = \frac{1}{2} (F(z) + \beta(\gamma - 1)) A(z). \quad (26)$$

Рассмотрим влияние указанных вариаций на проводимость ионосферы. Поперечная часть тензора проводимости дается выражениями [22]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{XX} & \sigma_{XY} \\ \sigma_{YX} & \sigma_{YY} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_P & \sigma_H \\ -\sigma_H & \sigma_P \end{pmatrix}, \quad (27)$$

$$\text{где } \sigma_P = \frac{ec}{B} n_p \left(\frac{r_i}{1+r_i^2} + \frac{r_e}{1+r_e^2} \right),$$

$\sigma_H = \frac{ec}{B} n_p \left(\frac{r_i^2}{1+r_i^2} + \frac{r_e^2}{1+r_e^2} \right)$ – педерсенсовская и холловская проводимости, записанные в системе CGS, B – индукция геомагнитного поля; c – скорость света; $r_\alpha \equiv \omega_{c\alpha} / \nu_{\alpha i}$, индекс $\alpha = e, i$. С учетом того, что в динамо-области $r_i \sim 1$, $r_e \gg 1$, выражения упрощаются:

$$\sigma_P \approx \frac{ec}{B} n_p \frac{r_i}{1+r_i^2} = \frac{ec}{B} n_p(z) h(z - z_i), \quad (28)$$

$$\sigma_H \approx -\frac{ec}{B} \frac{n_p}{1+r_i^2} = -\frac{ec}{B} n_p(z) p(z - z_i),$$

Варьируя (28), находим:

$$\delta \sigma_P(z) = \frac{ec}{2B} n_p(z) A_* \times$$

$$\times \left[F(z) + a_1 + \frac{a_2}{1+r_i^2(z)} \right] \frac{r_i^{3/2}(z)}{1+r_i^2(z)}, \quad (29)$$

$$\delta \sigma_H(z) = -\frac{ec}{2B} n_p(z) A_* \times$$

$$\times \left[F(z) + a_3 - \frac{2a_2}{1+r_i^2(z)} \right] \frac{r_i^{1/2}(z)}{1+r_i^2(z)},$$

где $A_* \equiv A(z_i)$ – амплитуда АГВ на высоте верхней границы динамо-слоя, $a_1 \equiv \beta(\gamma - 1) + 1 + \gamma \approx 2.6$, $a_2 \equiv \gamma - 1 \approx 0.4$, $a_3 \equiv a_1 + 1 + \gamma \approx 5$.

Вертикальное распределение проводимостей, невозмущенных и модулированных под действием АГВ, представлено на рис. 7.

Проводимость, о. е.

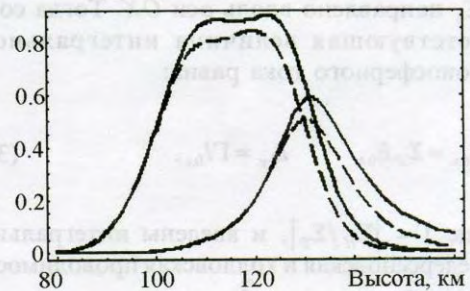


Рис. 7. Вертикальное распределение нормированных холловской (слева) и педерсенсовской (справа) проводимостей ионосферы. Пунктирными кривыми показан ход проводимостей в отсутствие АГВ

Расчет произведен для амплитуды $A_* = 0.2$ и с использованием модельной зависимости $F(z)$ (модель Чэпменовского слоя). Возмущение магнитного поля зависит от величины тока, протекающего в ионосфере. В табл. 4 указаны основные системы ионосферных токов и соответствующие величины фоновых вариаций геомагнитного поля.

Будем полагать, что приложенное к ионосфере стороннее электрическое поле

Таблица 4. Характеристики наиболее сильных токовых структур в ионосфере

Источник	Максимальное возмущение		Локализация
	Интегральный ток I , мА/м	Магнитная вариация B , нТ	
Экваториальный электроджет	~ 350	~ 200	Экваториальная ионосфера
Электрическое поле магнитосферной конвекции, проецирующееся на ионосферу	~ 200	~ 120	Полярные шапки
Крупномасштабные авроральные токовые системы (токи Биркеланда)	~ 100	~ 60	Авроральные овалы
Мелкомасштабные авроральные структуры	~ 500	~ 300	В дугах сильных сияний на масштабе ~ 10 км
Солнечные приливы (S_q вариации)	~ 40	~ 20	Низкие и средние широты
	Динамо-поле $E \sim 10$ мВ/м		

\vec{E}_0 направлено вдоль оси OX . Тогда соответствующая величина интегрального ионосферного тока равна:

$$I_{0x} = \Sigma_P E_0, \quad I_{0y} = \Gamma I_{0x}, \quad (30)$$

где $\Gamma = |\Sigma_H / \Sigma_P|$, и введены интегральные пердсерновская и холловская проводимости:

$$\Sigma_P \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_P dz, \quad \Sigma_H \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_H dz.$$

Интегрирование (28) и (29) для ионосферы дает:

$$\begin{aligned} \delta \Sigma_P &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta \sigma_P dz \approx A_* \Sigma_P, \\ \delta \Sigma_H &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta \sigma_H dz \approx \delta \Sigma_P, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\Sigma_P = \frac{ec}{B} n_* \frac{\pi}{2} H,$$

$$\Gamma \approx 2.5.$$

Вариация интегрального тока при этом:

$$\delta I_x = A_* I_{0x}, \quad \delta I_y = A_* \Gamma^{-1} I_{0y}. \quad (32)$$

Оценку для вариации магнитного поля легко записать по аналогии с (19). Однако более удобно выразить ее через фоновую вариацию $\delta B_{0x} = -(2\pi/c) I_{0y}$, $\delta B_{0y} = (2\pi/c) I_{0x}$, связанную с ионосферной токовой структурой:

$$\delta B_x = A_* g \Gamma^{-1} \delta B_{0x}, \quad \delta B_y = A_* g \delta B_{0y}. \quad (33)$$

При указанных в табл. 4 $\delta B_0 \sim 100$ нТ и характерных $A_* \sim 0.2$ магнитный эффект АГВ достигает величин $\delta B_{АГВ} \sim 20$ нТ.

Перенос возмущения в магнитосопряженную ионосферу. Геомагнитные вариации, регистрируемые на станции “Академик Вернадский”, практически без искажения волновой формы и с небольшой временной задержкой (секунды – десятки секунд) воспроизводятся в магнитосопряженном регионе в Новой Англии. Естественное объяснение этого эффекта состоит в том, что динамо-ток,

генерируемый АГВ, замыкается продольными магнитосферными токами через сопряженную ионосферу, как показано на рис. 8.

Используем следующие упрощающие предположения:

- 1) направление геомагнитного поля вертикально;
- 2) фоновый ионосферный ток отсутствует ($E_0 = 0$);
- 3) ионосфера представляет собой бесконечно тонкий лист на высоте $z = z_i$, над которым расположена однородная магнитосфера;
- 4) магнитосфера описывается в приближении идеальной магнитной гидродинамики: для квазистационарных полей $|\sigma_{zz}/\sigma_{p,H}| \rightarrow \infty$, где σ_{zz} – продольная проводимость плазмы.

Первые два предположения непринципиальны и введены для сокращения выкладок.

Как показано ранее, компоненты интегрального динамо-тока повторяют горизонтальную структуру АГВ. Согласно (16),

$$I_x(t, x, y) = I_y(t, x, y) = I_* \cos(\omega t - k_x x + \Delta\varphi), \quad (34)$$

где $\Delta\varphi$ – некоторый фазовый сдвиг, возникающий при распространении АГВ от Земли до ионосферы. Волна тока (34) играет роль источника, инжектирующего продольные токи в магнитосферу. Ток инжекции находим, интегрируя уравнение непрерывности $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ по высоте динамо-области:

$$j_z|_{z=z_i} = -\int_{z_e}^{z_i} (\partial j_x / \partial x) dz = -\partial I_x / \partial x = -k_x I_* \sin(\omega t - k_x x + \Delta\varphi). \quad (35)$$

При определенных ограничениях на частоты и длины волн [27], которые в данном случае несущественны, распространение продольного тока сквозь магнитосферу происходит в альвеновской моде [28]:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} j_z - V_A^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} j_z = 0, \quad (36)$$



Рис. 8. Схема замыкания динамо-токов через сопряженную ионосферу. Область источника представлена в виде цепочки генераторов тока

где V_A – альвеновская скорость. Распределение (35) является граничным условием к уравнению (36). Аналогичное граничное условие справедливо для противоположного края магнитной силовой линии, откуда следует, что компонента динамо-тока I_x без изменений воспроизводится в магнитосопряженной ионосфере.

Поскольку станция “Академик Вернадский” находится на магнитной оболочке $L = 2.4$, длина силовой линии, соединяющей антарктическую станцию с северным полушарием, составляет около 30 000 км, что много меньше длины альвеновской волны в области рассматриваемых периодов (порядка часа). Таким образом, вся токовая система, изображенная на рис. 8, находится в ближней зоне источника (35). Соответственно, неоднородность магнитосферы и зависимость скорости $V_A = V_A(z)$, входящей в (36), не играют роли. Фактически, мы заменили решение волнового уравнения анализом электрической цепи, для токовых контуров которой справедлив закон Кирхгофа. Предположение 4) об идеальности магнитной гидродинамики приводит к пренебрежению затуханием, имеющем место в реальном токовом контуре, и потере информации о более тонких эффектах, например, о медленных (нагруженных) МГД волнах, возбуждаемых динамо-токами в ионосфере [29].

Подводя итог теоретическому рассмотрению процесса распространения АГВ тропосферной природы на высоты динамо-области и модуляции ее электродинамических характеристик, отметим, что все полученные численные оценки хорошо согласуются с экспериментальными. Это свидетельствует о правильности выбранного подхода и адекватности теоретической модели. Необходимо также отметить, что два возможных механизма модуляции фонового тока и поперечных проводимостей могут действовать как порознь, так и одновременно. В случае их одновременного воздействия “магнитный отклик” может возрастать аддитивным образом. Реально в эксперименте пока не представляется возможным разделить эти два механизма, для их идентификации необхо-

димо привлечение дополнительной синхронной информации о состоянии токовых систем на высотах E -слоя.

Заключение

Таким образом, в представленной работе получены следующие экспериментальные результаты:

1) Проведен спектральный и корреляционный анализ семилетнего ряда одновременных наблюдений атмосферного давления и вариаций магнитного поля Земли, зарегистрированных на УАС “Академик Вернадский”.

2) После прохождения мощных погодных фронтов по вариациям давления установлено возбуждение среднemasштабных АГВ с характерными периодами 1.5 ч.

3) Для магнитоспокойных условий обнаружены вариации всех компонент магнитного поля с такими же периодами. Их отличительной особенностью является 30-минутное (в среднем) запаздывание относительно исходных колебаний приземного давления.

4) Аналогичные изменения МПЗ зарегистрированы вблизи магнитосопряженного региона в северном полушарии в Новой Англии.

Отмеченные особенности вариаций атмосферного давления и магнитного поля Земли позволили построить логическую схему проецирования мощных атмосферных процессов на высоты геокосмоса. Ее суть состоит в следующем: атмосферный фронт возбуждает в тропосфере АГВ, которые с получасовой задержкой распространяются вверх до высот динамо-области. Модуляция плотности, скорости движений и температуры нейтральной и заряженных компонент атмосферного газа на этих высотах за счет распространения АГВ приводит к вариациям электродинамических параметров нижней ионосферы – поперечных проводимостей и плотности тока, – что в свою очередь вызывает стимулированные колебания магнитного поля в области прохождения фронта и магнитосопряженном регионе.

На основе этого представления проведено теоретическое моделирование процесса распространения АГВ на высоты динамо-области, рассчитаны изменения плазменных параметров нижней ионосферы, токовых систем и вариаций магнитного поля. Численные оценки, полученные в рамках предложенной теоретической модели, хорошо согласуются с экспериментально измеренными колебаниями давления и МПЗ.

Следует отметить, что, несмотря на общее согласие с экспериментом, ряд аспектов предложенной теории требует дальнейшего уточнения. Во-первых, не рассмотрен вопрос об источнике АГВ. В экспериментах колебания давления возникали при прохождении атмосферного фронта, поэтому мы фактически постулировали их метеорологическую природу. Но теоретический анализ возбуждения АГВ погодным фронтом проведен не был, тем самым не получил объяснения механизм выделения параметров АГВ. Напомним, что характерные амплитуды вариаций давления и периоды колебаний были оценены из эксперимента, а длина волны $\lambda \sim 100$ км получена из дополнительных соображений.

Во-вторых, не было учтено влияние факторов, препятствующих распространению АГВ. На пути из нижней атмосферы в верхнюю волна преодолевает систему ветров (стратосферных, мезосферных и термосферных) и область большого температурного градиента у основания термосферы. Можно предположить, что лишь незначительная часть спектра акустико-гравитационной турбулентности, генерируемой в тропосфере, достигает ионосферы.

Наконец, в-третьих, теория распространения АГВ вверх рассмотрена в линейном приближении, хотя фактор роста амплитуды АГВ между поверхностью Земли и областью эффективной локализации динамо-токов ($z_i = 130$ км) составляет $\sim 10^3$. Таким образом, весьма умеренные вариации приземного давления и плотности $\delta N/N|_{z=0} = 10^{-4} \div 10^{-3}$, соответствующие регистрируемым экспериментально, достигают на высотах динамо-слоя десятков процен-

тов, что может превышать уровень нелинейного ограничения амплитуды из-за трансформации АГВ в ударную волну.

И, хотя эти упрощения, на наш взгляд, не должны принципиально изменить разработанную концепцию связи двух погодных систем – атмосферной и космической, тем не менее теория нуждается в дальнейшем развитии.

Нельзя также считать законченными экспериментальные исследования. Их главным недостатком является отсутствие пространственно-разнесенных пунктов метеорологических и магнитных наблюдений, которые могут позволить непосредственно оценить характерные масштабы АГВ и скорости их перемещения у поверхности Земли и на высотах динамо-области. Кроме того, например, триангуляционные измерения метеорологических параметров могут позволить восстановить пространственные характеристики самого источника – атмосферного фронта. Авторы надеются продолжить теоретические и экспериментальные исследования. Предполагается в будущем провести синхронные многопозиционные метеорологические и магнитные измерения вблизи УАС “Академик Вернадский” в районе тихоокеанского побережья Антарктического полуострова.

Представленная работа была выполнена при активной поддержке со стороны Украинского антарктического центра. Мы благодарны директору – В. А. Литвинову и заместителю директора – Г. П. Милинскому за большую организационную помощь в проведении многолетних экспериментов и за предоставление архивов данных наблюдений. Обработка и интерпретация результатов наблюдений были поддержаны со стороны AFRL (США) в рамках партнерского проекта УНТЦ Р-072 между EOARD и РИ НАНУ. При выполнении части исследований мы пользовались поддержкой МОН Украины в рамках Договора 2М/118. Большое содействие в предоставлении метеорологических данных наблюдений в Новой Англии нам оказали

профессора Б. Рейниш и Ф. Колби (Университет г. Лоуэлл, Массачусетс, США). Мы также благодарны доктору Дж. Фостеру (Обсерватория Хейстек, МТИ, США) за ряд полезных замечаний и внимание к настоящей работе, а также коллегам из AFRL и UMLCAR (США) за обсуждение и дискуссии в ходе научных семинаров. Практическая постановка и проведение измерений были бы невозможны без помощи многих зимовщиков на станции "Академик Вернадский", в особенности специалистов по метеорологии и магнитометрии, авторы работы благодарны им за высокое качество регистраций. Авторы признательны профессору В. Корепанову, стимулировавшему подготовку этой статьи, а также сотрудникам отдела Радиофизики геокосмоса РИ НАНУ: В. Безродному, В. Синицыну, В. Галушко и А. Колоскову за конструктивную помощь в обработке и интерпретации данных.

Литература

1. Л. Ф. Черногор. Космічна наука і технологія. 1999, 5, №1, с. 38-47.
2. С. О. Hines. Can. J. Phys. 1960, 38, pp. 1441-1481.
3. S. H. Francis. J. Atmos. Terr. Phys. 1975, 37, pp. 1011-1054.
4. Э. Госсард, У. Хук. Волны в атмосфере. Москва, Мир, 1978, 532 с.
5. Б. Е. Брюнелли, А. А. Намгаладзе. Физика ионосферы. Москва, Наука, 1988, 528 с.
6. К. Нокке, К. Schlegel. Ann. Geophys. 1996, 14, pp. 917-940.
7. P. J. S. Williams. In: Modern ionospheric science. A collection of articles published on the occasion of the anniversary: "50 years of ionospheric research in Lindau". 1996, pp. 136-180.
8. T. Hauf, U. Finke, J. Neisser, G. Bull, J.-G. Stangenberg. J. Atmos. Oceanic Technol. 1996, 13, No. 5, pp. 1001-1022.
9. C. J. Rice, L. R. Sharp. Geophys. Res. Lett. 1977, 4, No. 8, pp. 315-318.
10. E. L. Afraimovich, K. S. Palamarchuk, N. P. Perevalova. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 1998, 60, pp. 1205-1223.
11. E. L. Afraimovich, O. N. Boitman, E. I. Zhovty, A. D. Kalikhman, T. G. Pirog. Radio Science. 1999, 34, No. 2, pp. 477-487.
12. V. S. Beley, V. G. Galushko, Y. M. Yampolski. Radio Science. 1995, 30, No. 6, pp. 1739-1752.
13. V. G. Galushko, V. V. Paznukhov, Y. M. Yampolski, J. C. Foster. Ann. Geophys. 1998, 16, pp. 821-827.
14. V. G. Galushko, V. S. Beley, A. V. Koloskov, Yu. M. Yampolski, B. W. Reinisch, V. V. Paznukhov, J. C. Foster, and P. J. Erickson. Radio Science. 2003, 38, No. 6, pp. 1102-1113.
15. H. G. Mayr, I. Harris, F. Varosi, F. A. Herrero. J. Geophys. Res. 1984, 89, No. A12, pp. 10929-10959.
16. Л. Т. Матвеев. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Ленинград, Гидрометеоздат, 1984, 751 с.
17. У. Паркинсон. Введение в геомагнетизм. Пер. с англ. Москва, Мир, 1986, 453 с.
18. J. Jankovski, C. Sucksdorf. Guide for magnetic measurements and observatory practice. Warsaw, 1996, 235 p.
19. M. B. Moldwin, D. Berube, J. Weygand, C. T. Russel, P. J. Chi, J. D. Means, D. Pierce, D. Deaborn, W. Greer, H. K. Rassoul, P. Martin, D. Mitsakos, M. Werner, J. Strack, T. Pernini. J. Geophys. Res. 2003 (submitted).
20. Б. П. Левин. Теоретические основы статистической радиотехники. В трех книгах. Книга третья. Москва, Сов. Радио, 1976, 288 с.
21. Б. Н. Гершман. Динамика ионосферной плазмы. Москва, Наука, 1974, 248 с.
22. O. A. Pokhotelov, V. A. Pilipenko, E. N. Fedorov, L. Stenflo, P. K. Shukla. Physica Scripta. 1994, 50, pp. 600-605.
23. М. Н. Фаткуллин, Т. И. Зеленова, В. К. Козлов, А. Д. Легенька, Т. Н. Соболева. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. Москва, Наука, 1981, 256 с.
24. H. Rishbeth, O. K. Garriot. Introduction to ionospheric physics. Academic, New York, 1969, 331 pp.
25. W. H. Hooke. J. Atmos. Terr. Phys. 1968, 30, pp. 795-823.
26. P. M. Mul, J. W. McGowan. J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 1979, 12, No. 9, pp. 1591-1601.
27. G. Lizunov. Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling. Ed. by M. Hayakawa and O. A. Molchanov. TERRAPUB, Tokyo, 2002, pp. 371-374.
28. В. Б. Ляцкий, Ю. П. Мальцев. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. Москва, Наука, 1983, 192 с.
29. В. М. Сорокин, Г. В. Федорович. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. Москва, Энергоатомиздат, 1982, 136 с.

**Magnetic Field Variations in Antarctica
and the Conjugate Region (New England)
Stimulated by Cyclone Activity**

**Yu. M. Yampolski, A. V. Zalizovski,
L. M. Lytvynenko, G. V. Lizunov,
K. Groves, M. Moldwin**

Long-term synchronous records of surface pressure and geomagnetic field variations at the Ukrainian Antarctic station "Akademik Vernadsky" are analyzed. Excitation of atmospheric gravity waves (AGW) by powerful atmospheric fronts above the Antarctic Peninsula has been found, and their projection to ionospheric and magnetospheric altitudes. The most probable period of the AGW reaching the dynamo-region of the ionosphere, equals 1.5 hours. A distinctive feature of the wave processes is the half-hour delay of the magnetic field variations with respect to such of the surface pressure. Similar magnetic field variations were detected near the conjugate region in the Northern hemisphere (New England, USA).

A physical model of atmospheric disturbance transportation to ionospheric altitudes has been developed, emphasizing modulation of transverse plasma conductivities and the dynamo current. Excitation mechanisms of the magnetic field variations in Antarctica and at the conjugate region are considered.