УДК 537.86
DOI:10.12737/10962

Поступила в редакцию 28.04.2015
Принята к публикации 02.07.2015

РАСЧЕТ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕРИДИОНАЛЬНЫХ ВЕТРОВ В СРЕДНИХ ШИРОТАХ С ПОМОЩЬЮ ИРКУТСКОГО РАДАРА НР

CALCULATION OF MERIDIONAL NEUTRAL WINDS IN MIDDLE LATITUDES FROM THE IRKUTSK INCOHERENT SCATTER RADAR DATA

А.А. Щербаков
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, scherbakov@iszf.irk.ru

А.В. Медведев
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, medvedev@iszf.irk.ru

Д.С. Кушнарев
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, ds_k@iszf.irk.ru

М.В. Толстиков
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, maxim@iszf.irk.ru

С.С. Алсаткин
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, alss@iszf.irk.ru

A.A. Shcherbakov
Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia, scherbakov@iszf.irk.ru

A.V. Medvedev
Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia, medvedev@iszf.irk.ru

D.S. Kushnarev
Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia, ds_k@iszf.irk.ru

M.V. Tolstikov
Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia, maxim@iszf.irk.ru

S.S. Alsatkin
Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia, alss@iszf.irk.ru

Аннотация. Последовательно представлена методика расчета скоростей меридиональных нейтральных ветров по данным Иркутского радара некогерентного рассеяния (ИРНР). В силу конструктивных особенностей ИРНР применение успешно работающих на других радарах НР методик определения параметров ионосферы, в частности дрейфа плазмы, приводило к значительной дисперсии определяемых параметров. Для расчета скорости дрейфа плазмы с учетом таких особенностей ИРНР была разработана специальная методика на основе анализа фазы автокорреляционной функции сигнала НР. Подобная методика нуждается в экспериментальной проверке, для чего был проведен эксперимент по определению скорости низкоорбитальных спутников. Однако применение предложенных рядом авторов методик для расчетов нейтральных меридиональных ветров [Evans, 1970] с использованием полученных нами ранее скоростей дрейфа приводило к большим разногласиям с эмпирическими моделями ветров HWM93 и HWM07. К тому же одновременные измерения на двух частотах на ИРНР показали, что объяснить подобные расхождения без учета поперечных полю движений оказывается затруднительным. Возможный недоучет влияния движений, создаваемых электрическими полями, может вносить серьезную ошибку в определяемые скорости ветра. В работе рассмотрено усовершенствование методики расчета ветров и показано, что полученные с ее помощью результаты лучше согласуются с эмпирическими моделями ветров.

Ключевые слова: динамика ионосферы, нейтральный ветер, термосферный ветер, некогерентное рассеяние.

Abstract. The paper sequentially presents technique for determining velocity of meridional neutral winds from the Irkutsk Incoherent Scatter Radar (IISR) data. Due to IISR specific features effective at other IS radars, techniques for determining ionosphere parameters, in particular plasma drift velocities, resulted in considerable variance of defined parameters. To measure the plasma drift velocity taking into account such IISR features, we have developed a special technique based on phase analysis of autocorrelation function of incoherent scatter signal. The technique needs to be tested, and for this purpose, an experiment was carried out to measure velocities of low-orbit satellites. However, methods for meridional neutral wind calculations used by many authors [Evans, 1970] with the use of drift velocities obtained before, resulted in great disagreements with empirical HWM93 and HWM07 wind models. In addition, simultaneous measurements at two frequencies at IISR showed that it was difficult to explain such differences without taking into account the cross-field movements. Possible underestimation of the impact of movements generated by electric fields can result in serious error in determining wind velocities. The paper considers improvements for methods of calculating winds, and shows that the results obtained with it are in a better agreement with wind models.

Keywords: ionospheric dynamics, neutral wind, thermospheric wind, incoherent scatter.

1. ВВЕДЕНИЕ

С одной стороны, может показаться, что наше понимание физических процессов в ионосфере является достаточно полным. Использовались данные по электронной концентрации и температуре плазмы, взятые из модели IRI, ионному составу и концентрации нейтральных частиц (из глобальной атмосферной модели MSISE [Hedin, 1987]), совместно с текущими данными по солнечному ультрафиолетовому излучению [Tobiska, 1991]. Далее мы рассчитали уровни ионизации и рекомбинации. Получен результат, хорошо согласующийся с наблюдениями в областях E и F1. Добавив к перечисленному выше эффекты диффузии, доминирующие на больших высотах, в спокойной геомагнитной обстановке мы можем также получить хорошее согласие с результатами наблюдений на уровнях ионосферного максимума и выше [Titheridge, 1991]. Таким образом, казалось бы, текущие модели могут удовлетворительно объяснять большинство крупномасштабных особенностей ионосферных слоев. На практике, так как среднее время жизни ионизации может составлять несколько часов, ее распределение в значительной степени зависит от эффектов переноса вследствие электрических полей и ветров нейтральной атмосферы. Несмотря на множество работ, демонстрирующих хорошее согласие с моделями, есть такие, в которых показано, что модели не могут объяснить все крупномасштабные особенности поведения ионосферы, особенно для длинных рядов данных [Richards et al., 2009].

Таким образом, текущим предметом исследования является определение основных драйверов динамических эффектов, которые вызывают большинство аномалий в F-области ионосферы [Titheridge, 1991].

Именно поэтому проблема изучения динамического режима ионосферы относится к числу важнейших, а теоретическое и экспериментальное изучение движений в ионосфере занимает важное место в международных программах геофизических и космических исследований. Кроме того, параметры скоростей естественных крупномасштабных движений нейтральной и ионизированной компонент ионосферной плазмы необходимы для построения физических моделей верхней атмосферы, исследования физической природы взаимодействия различных атмосферных слоев, решения ряда прикладных задач (распространение радиоволн, ориентация космических аппаратов, радиоизмерения параметров их движения и т. д.).

Очень важный объем данных по ионосферной динамике, охватывающих значительный диапазон высот на разных долготах и широтах, обеспечивается глобальной сетью радаров НР, особенно в сочетании с другими инструментами дистанционного зондирования [Griffin et al., 2004a, b], начиная с оптических интерферометров Фабри–Перо [Vila et al., 1998], ионозондов [Lei et al., 2003; Shchepkin et al., 2009] и заканчивая GPS-спутниками и инструментами, установленными на искусственных спутниках Земли [Endawoke, Yizengaw, 2012]. В практике метода НР для определения лучевой скорости плазмы обычно используют спектр мощности или фурье-преобра-зование спектра — автокорреляционную функцию (АКФ). В первом приближении скорость дрейфа плазмы может быть определена независимо от других ионосферных параметров через угол наклона фазы $\psi(\tau)$ АКФ. Однако доплеровский сдвиг спектра НР за счет движения плазмы весьма мал по сравнению с шириной спектра рассеянного сигнала, а дисперсия при определении доплеровского сдвига велика. На ИРНР такая методика определения скорости дрейфа методом линейной регрессии имеет еще и дополнительную погрешность. Дело в том, что уникальной особенностью ИРНР, которую необходимо учитывать в ионосферных измерениях, является частотный принцип сканирования, т. е. зависимость направления излучения от несущей частоты. При возникновении, например, значительных горизонтальных градиентов электронной концентрации в плоскости сканирования этот фактор приводит к искажениям спектра НР-сигнала, делая его асимметричным. Искажения такого рода сказываются на точности восстановления параметров плазмы, в особенности при определении скорости дрейфа. Для компенсации этих искажений на ИРНР нами был разработан специальный метод [Potekhin, 2008].

2. АНАЛИЗ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ СИГНАЛОВ НР

Выражение (2.1), которое служит основой диагностики состояния ионосферной плазмы, позволяет судить о температуре электронов и ионов и скоростях их дрейфа с использованием информации, заложенной в форме спектра плотности сигналов НР [Dougherty, Farley, 1960]:

$$S\left(\vec{k},\omega\right)=\frac{N_{\mathrm{e}}}{\omega V\sqrt{\pi}}\times \times\frac{\Theta_{\mathrm{e}}e^{-\Theta_{\mathrm{e}}^2}\left|\alpha_{\mathrm{i}}^2 Z\left(\Theta_{\mathrm{i}}\right)+1\right|^2+\Theta_{\mathrm{i}}e^{-\Theta_{i}^2}\left|\alpha_{\mathrm{e}}^2 Z\left(\Theta_{\mathrm{e}}\right)\right|^2}{\left|1+\alpha_{\mathrm{i}}^2 Z\left(\Theta_{\mathrm{i}}\right)+\alpha_{\mathrm{e}}^2 Z\left(\Theta_{\mathrm{e}}\right)\right|^2}, \tag{2.1}$$

где $\alpha_{\mathrm{e,i}}=\sqrt{\frac{n_{\mathrm{e,i}}q^2}{KT_{\mathrm{e,i}}\varepsilon_0}}\frac{1}{k}=4\pi\frac{D}{\lambda}$ — отношение радиуса Дебая к длине волны; $k=\left|\vec{k}\right|$ — волновой вектор; $\Theta_{\mathrm{e,i}}=\frac{\omega}{k}\left[\frac{m_{\mathrm{e,i}}}{2KT_{\mathrm{e,i}}}\right]^{1/2}$ — частота, нормированная на среднюю скорость движения частицы и волновой вектор зондирующего сигнала; $Z\left(\Theta\right)=1-\Theta e^{-\Theta^2}\times \times\left(2\int_0^{\Theta}e^{p^2}dp+i\sqrt{\pi}\right)$ — табулированный интеграл Ландау.

Теорема Винера–Хинчина определяет однозначную связь между спектральной плотностью стационарного случайного процесса $S(\omega)$ и его корреля-

ционной функцией $R(\tau)$ через преобразование Фурье. С этой точки зрения в процедуре диагностики параметров можно использовать любую из этих величин. В прежнем регистрирующем комплексе ИРНР существовало ограничение по скорости обработки первичного потока информации зондирования и по объему сохраняемой информации. Исходя из производительности существовавшего на тот момент сигнального процессора, был выбран вариант обработки данных с использованием процедуры быстрого преобразования Фурье (БПФ) в шести временных окнах, равномерно расположенных по радиолокационной развертке от 250 до 600 км. Таким образом, регистрировалась функция $S(r, \omega)$ и весь дальнейший анализ данных осуществлялся в частотной области. Новый управляющий приемно-регистрирующий комплекс (УПРК) включает полный объем информации зондирования и оставляет свободу выбора действий. Между тем существует немало преимуществ работы именно во временной области с использованием функции $R(r, \tau)$ [Farley, 1966]. Другая особенность связана с тем, что $S(r, \omega)$ всегда является вещественной функцией, в то время как $R(r, \tau)$ вещественна только при симметричности $S(r, \omega)$ относительно нуля. При существовании ненулевого доплеровского сдвига в спектре АКФ приобретает мнимую часть. Это обстоятельство может быть использовано для построения процедуры аналитического, не зависимого от других параметров определения лучевой скорости плазмы, что существенно упрощает задачу дальнейшей многопараметрической подгонки.

Рассмотрим влияние сдвига по частоте в спектре сигнала НР на фазу АКФ. Пусть $R(\tau)$ — автокорреляционная функция симметричного спектра сигнала НР, $S(\omega)$ — симметричный спектр НР, так что $S(\omega)=S(-\omega)$. Поскольку $R(\tau)$ — преобразование Фурье от $S(\omega)$, то $R(\tau)$ — действительная функция и $\mathrm{Im}(R(\tau))=0$. Фаза АКФ $\psi(\tau)=\mathrm{arctg}(\mathrm{Im}(R(\tau))/\mathrm{Re}(R(\tau))$ в этом случае тождественно равна нулю во всей области определения. Обозначим через $S_1(\omega)$ симметричный спектр с доплеровским сдвигом $S_1(\omega)=S(\omega+\Omega_{доп})$, тогда его преобразование Фурье $R_1(\tau)=R(\tau)\exp(i\Omega_{доп}\tau)$, следовательно, фаза $\psi_1(\tau)=\Omega_{доп}\tau$ — линейная функция с углом наклона, определяемым скоростью движения плазмы. Отметим, что в этом случае в выражение для скорости дрейфа не входит собственно форма АКФ $R(\tau)$ и, следовательно, лучевая скорость движения плазмы может быть определена независимо от других параметров. Это свойство АКФ с успехом используется как на низкоширотных радарах, например в Аресибо в условиях значительных асимметрий спектра [Vickrey et al., 1976], так и на среднеширотных [Yemelyanov, Dzyubanov, 2007], где других источников асимметрии спектра, кроме доплеровского сдвига, быть не должно. На ИРНР такой метод определения скорости дает недопустимо высокую дисперсию. На рис. 1 приведены характерные экспериментальные АКФ, полученные на ИРНР [Potekhin, 2008].

Можно отметить, что в основном фазовая характеристика АКФ линейна. Однако источником серьезных искажений при определении ее угла наклона на ИРНР являются характерные пики в областях, близких нулям модуля АКФ. Анализ экспериментальных данных показал, что эти пики присутствуют в АКФ постоянно, их амплитуда и знак носят квазирегулярный характер, меняющийся с высотой и временем суток. Природа пиков связана с несдвиговой асимметрией спектра. Действительно, обозначим $S_2(\omega)=S(\omega)(1+\Delta E\omega)$. Тогда, согласно свойствам преобразования Фурье, $R_2(\tau)=R(\tau)-i\Delta ER'(\tau)$ и выражение для фазы АКФ может быть записано как $\psi_2(\tau)=\mathrm{arctg}(\mathrm{Im}(R_2(\tau))/\mathrm{Re}(R_2(\tau)))$, или

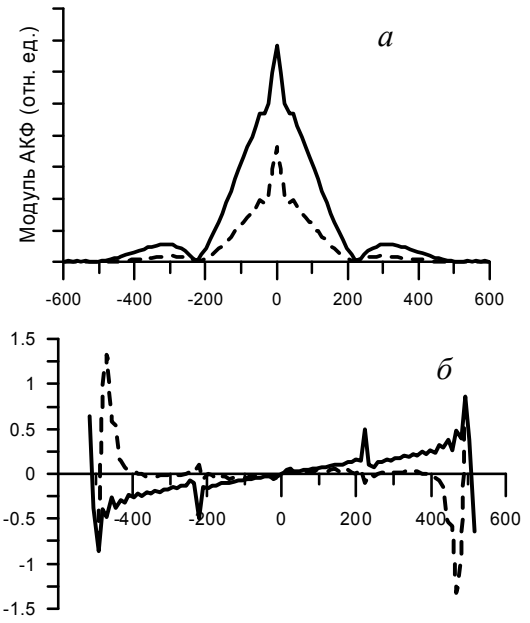

Рис. 1. Экспериментальная АКФ сигнала НР: модуль (*а*) и фаза (*б*) для высоты 250 км (сплошная линия) и 500 км (штриховая линия)

$$\psi_2(\tau)=\mathrm{arctg}(-\Delta ER'(\tau)/R(\tau)), \qquad (2.2)$$

где ΔE — коэффициент несдвиговой асимметрии (перекос) спектра. Это выражение хорошо описывает поведение пиков в фазе экспериментальной АКФ вблизи нулей $R(\tau)$ на ИРНР. Вопрос проявления подобной асимметрии в спектрах среднеширотного радара требует специального рассмотрения. В практике НР перекосы спектров традиционно связывают с наличием сильных электрических полей и токов в плазме [Beynon, Williams, 1977], что для среднеширотного радара представить постоянно действующим фактором трудно. Известны случаи регистрации спектров НР с подобными искажениями в результате аппаратно-методической ошибки [Grydeland et al., 2005], что исключено в нашем УПРК после тщательных проверок и тестирования регистрирующей системы. В настоящий момент основной версией причины возникновения такого рода искажений на ИРНР остается частотный принцип сканирования. Параметр ΔE в таком случае связан с горизонтальным градиентом электронной концентрации $\partial N_e/\partial x$ вдоль оси сканирования выражением $\partial N_e/\partial x=\Delta EN_e/(2\Delta FR\xi)$, где ΔF — полуширина спектра НР, R — наклонная дальность, $\xi=6.5\cdot10^{-5}$ рад/кГц — коэффициент зависимости угла наклона диаграммы направленности (ДН) от частоты для ИРНР [Potekhin, 2008]. Эта

особенность ИРНР может также приводить к тому, что регулярный вклад в асимметрию спектра (за счет добавки неравномерной по частоте шумовой составляющей) будут вносить и проходящие через ДН антенны дискретные космические радиоисточники.

Тем не менее факт несдвиговой асимметрии в спектре необходимо учитывать. Сложность, однако, заключается в том, что в выражении для фазы (2.2) опять появляется явный вид функции $R(\tau)$ и ее производной. Это вновь увязывает дрейф со всеми остальными параметрами плазмы и с неизбежностью означает включение процедуры определения скорости в общий процесс многопараметрической подгонки. Суть предложенного метода заключается в том, чтобы на этапе определения скорости дрейфа плазмы заменить функции $S(\omega)$ и $R(\tau)$ некоторым их приближением, обеспечивающим аналитическое решение этой задачи. Представим $S(\omega)$ в виде суммы двух функций Гаусса:

$$S(\omega)=\frac{E_+}{\sigma}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\exp\left[-\frac{\left(\omega-\left(\Omega_{\text{доп}}+\omega_{\text{р}}\right)\right)^2}{2\sigma^2}\right]+ \\ +\frac{E_-}{\sigma}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\exp\left[-\frac{\left(\omega-\left(\Omega_{\text{доп}}+\omega_{\text{р}}\right)\right)^2}{2\sigma^2}\right], \tag{2.3}$$

где σ — дисперсия нормального гауссова процесса, $\pm\omega_{\text{р}}$ — симметричные резонансные частоты спектра, $\Omega_{\text{доп}}$ — общий доплеровский сдвиг спектра, E_+, E_- — максимальные значения энергетического спектра сигнала на резонансных частотах (рис. 2).

Отметим, что заранее обозначить пределы применимости такого приближения по искомым параметрам довольно трудно. Границы могут быть введены в процесс математического моделирования при сравнении точных и приближенных решений.

Реальную и мнимую части АКФ такого сигнала можно записать в виде:

$$\operatorname{Re}R(\tau)=\left(\frac{E_+}{2}\cos\left[\left(\Omega_{\text{доп}}+\omega_{\text{р}}\right)\tau\right]+ \right. \\ \left. +\frac{E_-}{2}\cos\left[\left(\Omega_{\text{доп}}-\omega_{\text{р}}\right)\tau\right]\right)\exp\left[-\frac{\sigma^2\tau^2}{2}\right],$$

$$\operatorname{Im}R(\tau)=\left(\frac{E_+}{2}\sin\left[\left(\Omega_{\text{доп}}+\omega_{\text{р}}\right)\tau\right]+ \right. \\ \left. +\frac{E_-}{2}\sin\left[\left(\Omega_{\text{доп}}-\omega_{\text{р}}\right)\tau\right]\right)\exp\left[-\frac{\sigma^2\tau^2}{2}\right].$$

Приняв обозначение $\Delta E=\frac{E_+-E_-}{2}$, запишем выражение для фазы АКФ

$$\psi(\tau)= \\ =\operatorname{arctg}\left[\frac{E\sin\left(\Omega_{\text{доп}}\tau\right)\cos\left(\omega_{\text{р}}\tau\right)+\Delta E\cos\left(\Omega_{\text{доп}}\tau\right)\sin\left(\omega_{\text{р}}\tau\right)}{E\cos\left(\Omega_{\text{доп}}\tau\right)\cos\left(\omega_{\text{р}}\tau\right)+\Delta E\sin\left(\Omega_{\text{доп}}\tau\right)\sin\left(\omega_{\text{р}}\tau\right)}\right]$$

или в более компактном виде

$$\psi(\tau)=\operatorname{arctg}\left[\frac{\operatorname{tg}\left(\Omega_{\text{доп}}\tau\right)+\Delta\varepsilon\operatorname{tg}\left(\omega_{\text{р}}\tau\right)}{1+\Delta\varepsilon\operatorname{tg}\left(\Omega_{\text{доп}}\tau\right)\operatorname{tg}\left(\omega_{\text{р}}\tau\right)}\right], \tag{2.4}$$

где $\Delta\varepsilon=\frac{\Delta E}{E}\ll 1$ — малый параметр, характеризующий асимметрию спектра. Разложив (2.4) в ряд Тейлора с точностью до линейных членов по $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\omega$ в окрестности нуля за исключением тех точек, где $\operatorname{tg}(\omega_{\text{р}}\tau)$ обращается в $\pm\infty$, т. е. при $\tau_k=\frac{k}{\omega_{\text{р}}}$, k=0, ±1, ±2, ±3, …, получим

$$\psi(\tau)\approx\Omega_{\text{доп}}\tau+\Delta\varepsilon\operatorname{tg}\left(\omega_{\text{р}}\tau\right). \tag{2.5}$$

Таким образом, при малых значениях коэффициента асимметрии и доплеровского смещения частоты спектра величины $\Omega_{\text{доп}}$ и $\Delta\varepsilon$ могут быть успешно разделены аналитически, например методом наименьших квадратов. Процедура действий в рамках этого метода заключается в минимизации функционала вида

$$F\left(\Omega_{\text{доп}},\Delta\varepsilon\right)=\sum_{k=1}^{n}\left(\Omega_{\text{доп}}\tau+\Delta\varepsilon\operatorname{tg}\left(\tau_k\right)-\psi_k\right)^2,$$

где ψ_k — отсчеты экспериментальной фазы АКФ сигнала НР. Решением этой задачи являются выражения для искомых величин:

$$\Omega_{\text{доп}}=\frac{\sum_{k=1}^{n}\psi_k\tau_k-\Delta\varepsilon\sum_{k=1}^{n}\tau\operatorname{tg}(\tau)}{\sum_{k=1}^{n}\tau^2}, \tag{2.6}$$

$$\Delta\varepsilon=\frac{\sum_{k=1}^{n}\psi_k\operatorname{tg}\left(\tau_k\right)\sum_{k=1}^{n}\tau_k^2-\sum_{k=1}^{n}\psi_k\tau_k\sum_{k=1}^{n}\tau_k\operatorname{tg}\left(\tau_k\right)}{\sum_{k=1}^{n}\tau_k\operatorname{tg}\left(\tau_k\right)\sum_{k=1}^{n}\tau_k\operatorname{tg}\left(\tau_k\right)+\sum_{k=1}^{n}\operatorname{tg}^2\left(\tau_k\right)\sum_{k=1}^{n}\tau_k^2}. \tag{2.7}$$

3. ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПРОВЕРКЕ МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ВДОЛЬ ЛУЧА ЗРЕНИЯ НА ИРНР

Ниже мы бы хотели представить экспериментальную проверку описанного в предыдущей главе подхода (2.5) к определению лучевой скорости дрейфа плазмы. Поскольку методика базируется на подгонке фазы АКФ в условиях низкого отношения сигнал/шум, а также искажений, вносимых фарадеевскими вариациями в спектр сигнала НР, она, несомненно, нуждается в оценке точности получаемых результатов.

Для подобной проверки 29 декабря 2012 г. был проведен специальный эксперимент, суть которого сводилась к тому, чтобы по сигналу, отраженному от медленно летящего спутника, пересекающего ДН радара НР, измерить скорость этого спутника и сравнить ее с табличным значением.

В ходе эксперимента зондирование проводилось фазоманипулированным сигналом длительностью 900 мкс, форма которого показана на рис. 3. Подобная

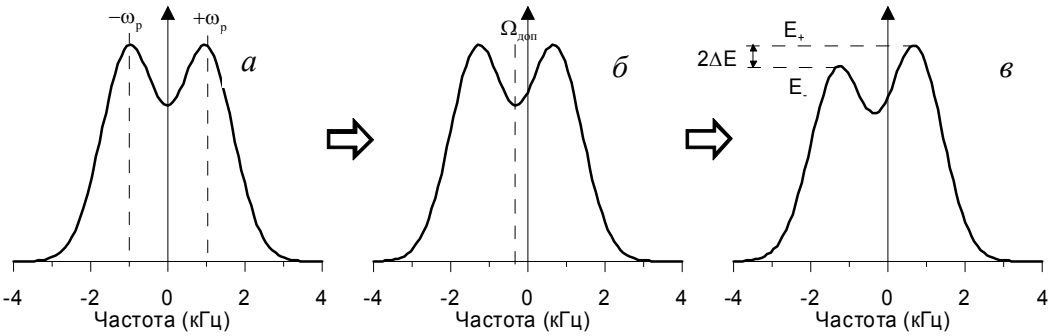

Рис. 2. Представление спектра мощности сигнала НР в виде двух симметричных функций (*а*), сдвиг на $\Omega_{доп}$ (*б*), введение коэффициента асимметрии (*в*)

форма сигнала была выбрана из соображений близости ширины спектра характерным значениям спектра сигналов НР и для того, чтобы обеспечить переход АКФ отраженного сигнала через ось абсцисс, что необходимо для устойчивой работы корреляционной методики [Shcherbakov, 2009].

Длительное временное накопление сигнала в отличие от стандартной методики обработки сигналов НР не проводилось, т. е. скорость пролетающих спутников расчитывалась для каждой полученной реализации сигнала в отдельности.

В ходе эксперимента были измерены скорости четырех спутников, пересекающих ДН радара. Наиболее удачными оказались измерения скоростей спутников GLOBALSTAR M079, GLOBALSTAR M081 и H-1 R/B(MABES).

На рис. 4, *в* показано сравнение измеренной скорости спутников вдоль луча зрения радара (черная кривая) с расчетной (серая прямая). Видно, что наименьшие значения стандартного отклонения получаемой скорости наблюдаются в тот момент, когда спутник находится в центре ДН и отношение сигнал/шум максимально. Когда же спутник находится у границ радара и отношение сигнал/шум падает, дисперсия определяемой скорости возрастает.

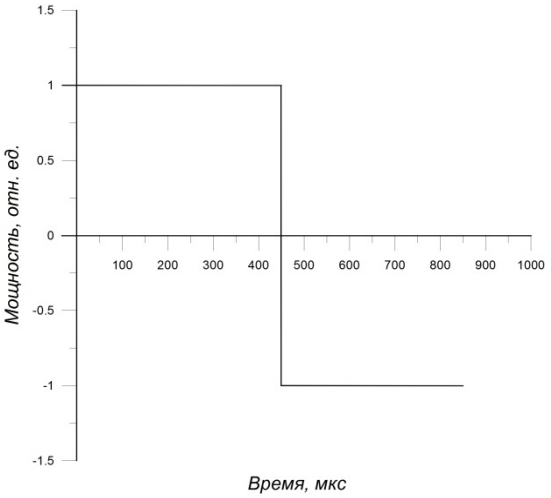

Рис. 3. Форма зондирующего импульса в эксперименте по калибровке методики определения скорости дрейфа вдоль луча зрения радара 29 декабря 2012 г. Зондирующие частоты были выбраны таким образом, чтобы ДН радара охватывала пространство, которое пересекают низколетящие спутники

Отдельно стоит упомянуть поведение параметра, характеризующего асимметрию спектра отраженного от спутника сигнала. На рис. 4, *а* показан коэффициент асимметрии спектра, на панели *б* — отраженная мощность. Видно, что на входе в ДН спектр отраженного сигнала искривлен в левую сторону, в районе максимума отраженной мощности, когда спутник находится в центре ДН, спектр практически не искажен, и затем, когда спутник начинает покидать ДН, спектр начинает искривляться вправо.

Таким образом, стандартное отклонение полученных скоростей колеблется от 2–3 м/с при максимальном отношении сигнал/шум до 10–20 м/с при минимальном. Можно сделать вывод, что корреляционная методика определения по фазе АКФ скорости вдоль луча зрения радара работает удовлетворительно и может применяться для определения скоростей дрейфа плазмы при условии выбора достаточного времени накопления, позволяющего получить удовлетворительное отношение сигнал/шум.

4. ДВИЖЕНИЯ В ИОНОСФЕРЕ

Все виды движений в ионосфере можно грубо разделить на два класса — ветры и дрейфы. Когда говорят о ветрах в ионосфере, имеют в виду, как правило, именно движения нейтральной атмосферы, глобальные по масштабу и медленно меняющиеся во времени. Перестройка общей циркуляции атмосферы на ионосферных уровнях может произойти очень быстро, на протяжении нескольких дней и даже часов, если соответствующим образом изменятся управляющие процессы, основными из которых являются неравномерное нагревание и охлаждение атмосферы и действие возникающих при этом градиентов давления. Когда говорят об ионосферных дрейфах, имеют в виду дрейф ионизированной компоненты в целом или движение неоднородностей ионизации в окружающей плазме под действием сторонних сил [Beynon, Williams, 1977; Kelley, 2009; Казимировский, 1979].

В общем случае на ионизированную компоненту действуют силы трех категорий. Это можно представить в виде

$$V_i=V_d+V_n+V_e, \qquad (4.1)$$

где V_d — скорость, обусловленная диффузионными процессами, связанными с наличием градиентов гравитации и электронной концентрации; V_n — скорость,

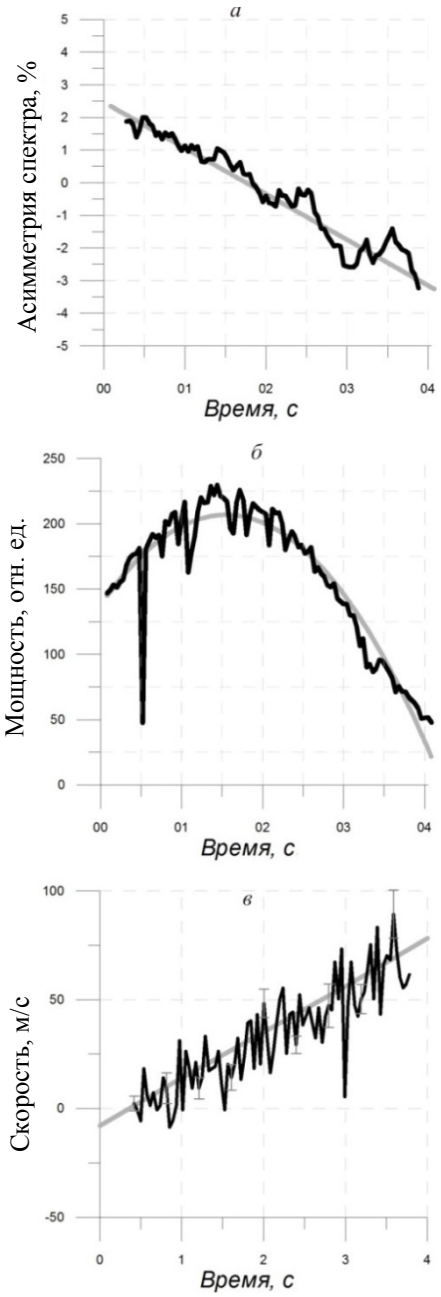

Рис. 4. Асимметрия спектра сигнала, отраженного от спутника H-1 R/B (MABES), во время пролета через ДН радара НР (*а*); мощность отраженного сигнала во время пролета спутника (*б*); сравнение полученной скорости спутника H-1 R/B (MABES) вдоль луча зрения ИРНР (черная кривая) с расчетной скоростью (серая прямая) (*в*)

обусловленная движением нейтральных частиц, связанных с пространственно-временными вариациями параметров нейтральной атмосферы; V_e — скорость, обусловленная движениями, вызванными электрическими полями, генерируемыми в динамо-области и магнитосфере и проникающими в F-область вдоль геомагнитных силовых линий.

Таким образом, движение ионосферной плазмы вдоль магнитных силовых линий осуществляется под действием сил диффузии и нейтрального ветра. Нейтральный ветер увлекает заряженную компоненту ионосферы вследствие ионного торможения, т. е. в результате столкновений ионов с нейтральными частицами. Вследствие вмороженности это движение возможно только вдоль силовых линий геомагнитного поля. В результате нейтральный меридиональный ветер, направленный к экватору, поднимает слой F2 вверх, увеличивая высоту максимума ионизации слоя F2 h_mF2. Ветер, направленный к полюсу, приводит к обратному эффекту. Амбиполярная диффузия также действует вдоль силовых линий магнитного поля, поскольку поперечная компонента, как будет показано ниже, пренебрежимо мала. Большую роль в движении заряженных частиц поперек магнитного поля играют также электрические поля.

На рис. 5 показан суточный ход скорости дрейфа плазмы вдоль луча зрения радара в сравнении с поведением h_mF2. Видно, что данные величины демонстрируют схожее поведение, например в ночные часы, что не удивительно, поскольку в лучевую скорость вносят свой вклад ветра, которые в значительной степени ответственны как раз за h_mF2 [Zhang,

1999]. Впрочем, они существенно различаются в дневные часы, а также во время роста и снижения h_mF2, т. е. мы видим, что, кроме нейтрального ветра, в лучевую скорость вносят вклад другие силы. Конечной целью в данной главе является разделение трех сил и оценка их вклада в лучевую скорость дрейфа плазмы вдоль луча зрения радара НР, которую мы получаем в регулярных экспериментах.

В мировой практике определения скорости нейтрального меридионального ветра используются разные подходы [Evans, 1970], базирующиеся на различных предположениях о том, в каких условиях измеряются скорости дрейфа, которые впоследствии используются для расчета ветров.

На большинстве моностатических радаров с вертикальным лучом сканирования используется допущение либо об отсутствии электрических полей [Yemelyanov, Dzyubanov, 2007] и соответственно рождаемых ими скоростей дрейфа, либо о пренебрежимо малом влиянии таких движений на измеряемую вертикальную скорость дрейфа плазмы. Иначе данные по дрейфу под воздействием электрических полей получают сторонними измерениями и моделированием [Salah, Holt, 1974]. В этом случае экспериментаторам достаточно одного луча радара, для того чтобы по нему оценить вклад, вносимый ветром в измеренную скорость дрейфа плазмы.

$$\begin{cases} V_{\parallel} \neq 0, \\ V_{\perp} \approx 0, \\ V_{pe} = 0, \end{cases} \tag{4.2}$$

где $V_{\parallel}$ — параллельная полю компонента движения, $V_{\perp}$, V_{pe} — перпендикулярные полю компоненты движения в направлениях север–юг и запад–восток соответственно.

Второе приближение, использующееся, в частности, в двухлучевом эксперименте на радаре Аресибо [Aponte et al., 2005], заключается в том, что авторы пренебрегают компонентой движения поперек поля в направлении запад–восток, считая, что существуют только движение вдоль поля и движение поперек поля в направлении север–юг:

$$\begin{cases} V_{\parallel} \neq 0, \\ V_{\perp} \neq 0\ , \\ V_{pe} = 0. \end{cases} \tag{4.3}$$

В таком приближении для решения системы уравнений с двумя неизвестными $V_{\parallel}$ и $V_{\perp}$ экспериментаторам требуется измерение одновременно на

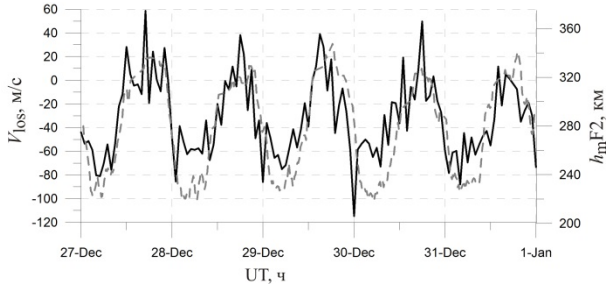

Рис. 5. Сравнение суточного хода скорости дрейфа плазмы вдоль луча зрения радара в декабре 2013 г. (сплошная кривая) с суточным ходом h_mF2 (штриховая кривая)

двух лучах. Впрочем, есть работы [Witasse, 1999], в которых с помощью трех одновременно работающих радаров НР в Тромсё, Соданкюла и Кируна был измерен полный вектор электрического поля и далее расчет ветров велся без каких-либо допущений, однако мы такими техническими возможностями не располагаем.

Как уже было сказано выше, в экспериментах, проводимых на ИРНР, мы можем измерять скорость дрейфа плазмы вдоль луча зрения радара. Дрейф скорости по лучу зрения V_{los} на частотах, близких 159 МГц, практически параллелен линиям магнитного поля в наших широтах [Shcherbakov, 2009], т. е. $V_{los}=V_i\cos\alpha$, где α — угол между лучом зрения радара и магнитным полем. Таким образом, чтобы оценить скорость нейтрального меридионального ветра V_n, необходимо исключить из лучевой скорости дрейфа влияние амбиполярной диффузии V_d и электрических полей [Titheridge, 1991].

4.1. Расчет скорости амбиполярной диффузии

Изначально мы исходили из предположения, что влиянием движения поперек магнитного поля можно пренебречь, исходя из предположений об отсутствии сильных электрических полей в спокойной геомагнитной обстановке, рождающих подобные движения [Zhang, 1999]. Таким образом, для расчета ветра нам должно было хватить данных, полученных лишь по одному лучу радара (рис. 6), а выражение (4.1) сократится до

$$V_i=V_d+V_n. \tag{4.1.1}$$

Амбиполярная диффузия, как уже было сказано выше, для статичной атмосферы может быть рассчитана по высотным вариациям температур ионов, электронов и нейтрального газа, а также электронной концентрации и концентрации нейтральных частиц. Эти параметры, которые использовались для определения диффузии, были получены на ИРНР. Параметры нейтральной атмосферы были взяты из эмпирической модели нейтральной атмосферы MSISE.

Для расчета скорости амбиполярной диффузии воспользуемся выражениями, предложенными в работе [Брюнелли, Намгаладзе, 1988]:

$$V_d = -\sin ID\left[\frac{\partial n_e}{\partial h}\frac{1}{n_e}+\left(\frac{1}{T_p}\frac{\partial T_p}{\partial h}+\frac{1}{H_p}\right)\right], \tag{4.1.2}$$

где H_p — плазменная шкала высот, D — коэффициент амбиполярной диффузии:

$$H_p = \frac{kT_p}{mg}, \tag{4.1.3}$$

$$D = \frac{kT_p}{m\nu_{in}}. \tag{4.1.4}$$

В выражении (4.1.4) T_p — плазменная температура, а ν_{in} — частота соударений заряженных частиц с нейтральными:

$$\nu_{in} = 6.5\cdot 10^{-11}\times \\ \times\sqrt{T_n}\left(1-0.15\lg\left(T_n\right)+0.006\lg^2\left(T_n\right)\right)[\mathrm{O}], \tag{4.1.5}$$

где [O] — концентрация атомарного кислорода, T_n — температура нейтрального газа, которые можно оценивать с помощью эмпирической модели нейтральной атмосферы MSISE.

4.2. Скорость нейтрального ветра

Обратимся теперь к члену V_n в выражении (4.1.1), описывающему дрейф ионов под действием ветра. Выражение для него может быть записано в виде

$$V_n = V_{nx}\sin I\cos I\cos D - V_{ny}\sin I\cos I\cos D + V_{nz}\sin^2 I, \quad (4.2.1)$$

где V_{nx}, V_{ny}, V_{nz} — меридиональная, зональная и вертикальная составляющие скорости нейтрального газа в декартовой системе координат. Ось X направлена в Северном полушарии на географический юг, ось Y — на восток, ось Z — в зенит, I, D — наклонение и склонение геомагнитного поля.

С учетом того, что обычно $V_{nz} \ll V_{nx}$, V_{ny}, и пренебрегая эффектами склонения, т. е. различием между географическими и геомагнитными координатами, поскольку над Иркутском геомагнитное склонение в 2001 г. было всего лишь 2°24′, можно записать

$$V_n \approx V_{nx}\sin I\cos I. \quad (4.2.2)$$

Отсюда следует, что вертикальная составляющая скорости ветрового увлечения ионов обусловлена главным образом меридиональной составляющей скорости горизонтального движения нейтрального газа. Это является следствием, с одной стороны, замагниченности ионов, т. е. ограничения их подвижности поперек магнитного поля, с другой — гидростатического равновесия в нейтральном газе, ограничивающего подвижность нейтрального газа вдоль вертикальной оси. Из (4.2.2) следует, что движения нейтрального газа к экватору вызывают движения ионов вверх по силовым линиям геомагнитного поля, а движения нейтрального газа к полюсу вызывают движения ионов вниз по геомагнитным силовым линиям.

Таким образом, как уже говорилось выше, чтобы оценить скорость нейтрального меридионального ветра V_n из формулы (4.1.1), нам необходимо исключить вклад скорости амбиполярной диффузии из полученной нами скорости дрейфа $V_{los} = V_i\cos\alpha$ плазмы вдоль луча радара. Исходя из геометрии нашего эксперимента, представленной на рис. 6, для расчета используем следующее выражение:

$$V_n = \left(V_{los}/\cos\alpha - V_d\right)/\cos I. \quad (4.2.1)$$

Для апробации методики определения нейтральных меридиональных ветров в январе 2013 г., июне 2013 г., а также декабре 2013 — январе 2014 гг. проводились серии длительных непрерывных экспериментов на ИРНР. Зондирование проводилось в течение 900 мкс прямоугольным импульсом на двух частотах 155.5 и 159.5 МГц. Зимний эксперимент 2013 г. насчитывал в общей сложности двадцать одни сутки измерений, летний эксперимент 2013 г. — двенадцать, зимний — семнадцать. Усреднение полученных скоростей нейтральных ветров проводилось по всем суткам. Геомагнитная обстановка во время зимнего эксперимента была спокойной, K_p-индекс не превышал 3 ни в один из дней наблюдений. Летом 2013 г. в первые десять дней наблюдений K_p-индекс также не превышал 3, однако в последних два дня поднялся до 4.

На рис. 7 представлено сравнение параметров ветров, полученных в ходе зимнего эксперимента 2013 г., с модельным поведением ветра согласно модели HWM93. Видно, что полученные нами параметры ветра значительно превышают прогнозируемые моделью значения по абсолютным величинам.

4.3. Учет влияния электрических полей на скорость дрейфа плазмы

Серьезное превышение по модулю расчетных параметров ветров над модельными значениями может быть связано с тем, что мы не учитываем влияния других сил, вносящих вклад в скорость дрейфа плазмы. Исходя из этого предположения, допустив возможность существования электрических полей, которые создавали бы движения плазмы поперек линий магнитного поля, мы решили немного изменить геометрию эксперимента по сравнению с показанной на рис. 6, дополнив ее еще одним лучом.

ИРНР в своих регулярных экспериментах позволяет одновременно излучать на двух разных частотах (рис. 9). Из-за частотного сканирования каждый

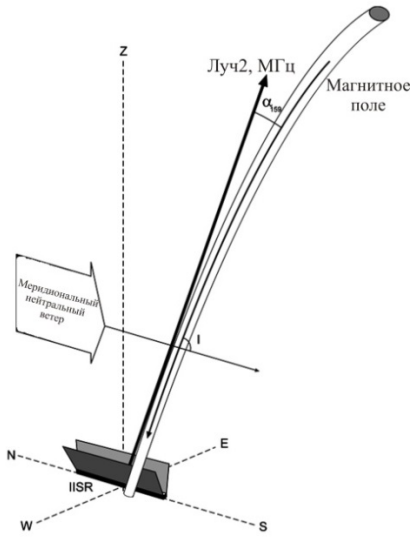

Рис. 6. Геометрия однолучевого эксперимента: α — угол между лучом зрения радара и магнитным полем, I — угол между меридиональным нейтральным ветром и магнитным полем

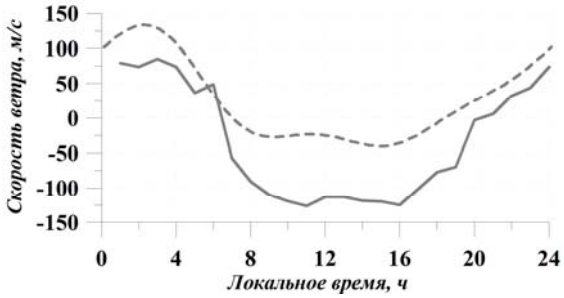

Рис. 7. Усредненные до суточных вариаций скорость нейтрального ветра в январе 2013 г. на высоте 270 км (сплошная линия) и суточный ход ветра по модели HWM93 (штриховая линия)

из лучей будет иметь собственные наклонение и азимут, а значит, и свой угол между лучом зрения радара и магнитным полем. Силы, ответственные за возникновение дрейфа: ветра, диффузия, электрические поля — вносят свой вклад в каждый из лучей с разными весами. Таким образом, если бы существовало только движение вдоль линий геомагнитного поля, полученные нами скорости дрейфа по двум лучам повторяли бы друг друга на разных частотах с точностью до дисперсии, отличаясь лишь по модулю из-за разных углов между лучом на соответствующей частоте и магнитным полем. Однако сравнение скоростей по двум лучам (рис. 8) показало, что объяснить расхождения в скоростях одними лишь разными проекциями параллельных полю движений не получится. Исходя из этого, можно предположить, что, помимо движений вдоль магнитного поля, существует и перпендикулярная магнитному полю составляющая движения.

Скорость дрейфа плазмы в этом случае можно представить в виде двух компонент — параллельной и перпендикулярной полю. В первую вносят вклад нейтральный ветер и диффузия, во вторую — электрические поля:

$$V_{ll}=U_{wind}\cos I+U_{dif}, \quad (4.3.1)$$

$$V_{p}=U_{E\times B}. \quad (4.3.2)$$

Обе эти компоненты, в свою очередь, вносят различный вклад в определяемые нами лучевые скорости на разных частотах, поскольку лучи имеют различное положение относительно магнитного поля Земли (4.3.3) и (4.3.4).

$$V_{159}=V_{ll}\cos\alpha_{159}+V_{p}\cos\beta_{159}, \quad (4.3.3)$$

$$V_{155}=V_{ll}\cos\alpha_{155}+V_{p}\cos\beta_{155}, \quad (4.3.4),$$

где α и β — углы между лучом радара и компонентой скорости.

Решив систему уравнений (4.3.3)–(4.3.4), мы сможем найти V_{ll} и V_p, а затем уже с их помощью определить скорость нейтрального меридионального ветра из (4.3.1). Полученные таким образом параметры ветра показаны на рис. 10. Видно, что по сравнению с зимним экспериментом 2013 г. скорость ветра, рассчитанная по двухлучевой методике, намного лучше соответствует модели, однако все еще превышает ее по абсолютным значениям.

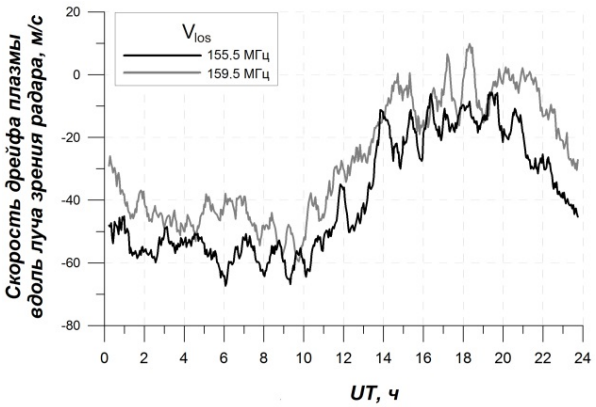

Рис. 8. Скорость дрейфа вдоль луча зрения радара, полученная на разных частотах в зимнем эксперименте 2013 г. Данные сглажены скользящим средним по 11 элементам

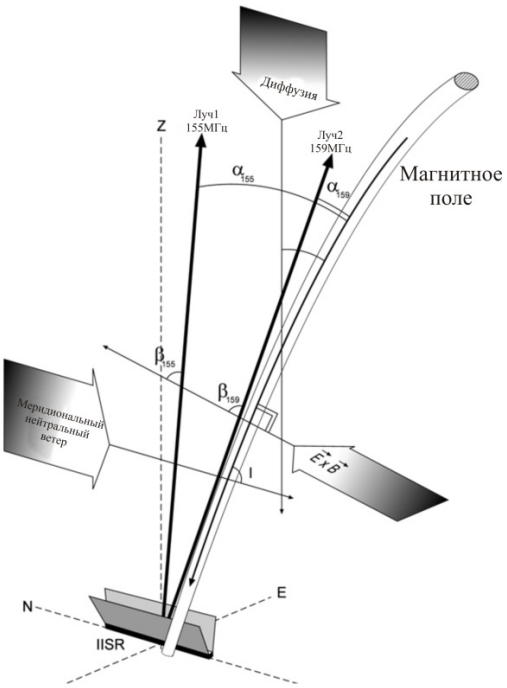

Рис. 9. Геометрия двухлучевого эксперимента: α — углы между лучами радара на частотах 155 и 159 МГц и магнитным полем, β — углы между лучами радара и направлением движения заряженных частиц под действием электрического поля, *I* — угол между меридиональным нейтральным ветром и магнитным полем

Рис. 10. Усредненная до суточных вариаций скорость нейтрального ветра в июне 2013 г. на высоте 270 км (сплошная линия), полученная по двухлучевой методике, в сравнении с суточным ходом ветра по модели HWM07 (штриховая линия)

Система уравнений (4.3.1)–(4.3.2) учитывает лишь поперечные движения плазмы в направлении север–юг. Чтобы учесть поперечные движения в направлении запад–восток, придется добавить в систему уравнений еще одно неизвестное V_{pe}:

$$V_{ll}=U_{wind}\cos I+U_{dif},$$

$$V_{p}=U_{E\times B},$$

$$V_{ep}=U'_{E\times B}.$$

Соответственно выражения (4.3.3)–(4.3.4) примут вид:

$$V_{159}=V_{ll}\cos\alpha_{159}+V_{p}\cos\beta_{159}\ V_{pe}\cos\gamma_{159}, \quad (4.3.5)$$

$$V_{155}=V_{ll}\cos\alpha_{155}+V_{p}\cos\beta_{155}\ V_{pe}\cos\gamma_{155}. \quad (4.3.6)$$

Однако добавить еще один луч в эксперимент мы не можем. Таким образом, решить подобную систему уравнений можно лишь вводом дополнительного

условия. Для этого мы использовали критерий минимума модуля скорости плазмы:

$$V^2 = V_{\text{ll}}^2 + V_{\text{p}}^2 + V_{\text{pe}}^2 \to \min. \qquad (4.3.7)$$

Подобная идея регуляризации применялась рядом авторов в работах по расчету полного вектора электрического поля с помощью многолучевого моностатического радара [Nicolls, 2014]. Для того чтобы воспользоваться условием (4.3.7), решим систему уравнений (4.3.5)–(4.3.6) относительно V_{ll} и V_{p}:

$$V_{\text{ll}}=A_{\text{ll}}-B_{\text{ll}}V_{\text{pe}},$$
$$V_{\text{p}}=A_{\text{p}}-B_{p}V_{\text{pe}}, \qquad (4.3.8)–(4.3.9)$$

где

$$A_{\text{ll}} = \frac{V_{155}\cos(\beta_{159}) - V_{159}\cos(\beta_{155})}{\cos(\alpha_{155})\cos(\beta_{159}) - \cos(\alpha_{159})\cos(\beta_{155})},$$

$$B_{\text{ll}} = \frac{\cos(\beta_{159})\cos(\gamma_{155}) - \cos(\beta_{155})\cos(\gamma_{159})}{\cos(\alpha_{155})\cos(\beta_{159}) - \cos(\alpha_{159})\cos(\beta_{155})},$$

$$A_{\text{p}} = \frac{V_{159} - A_{\text{ll}}\cos(\alpha_{159})}{\cos(\beta_{159})},$$

$$B_{\text{p}} = \frac{\cos(\beta_{159}) - B_{\text{ll}}\cos(\alpha_{159})}{\cos(\beta_{159})}. \qquad (4.3.10)–(4.3.13)$$

Подставив (4.3.8)–(4.3.9) в (4.3.7), получим условие минимума модуля скорости плазмы, выраженное через V_{pe}:

$$V^2=(A_{\text{ll}}-B_{\text{ll}}V_{\text{pe}})^2+(A_{\text{p}}-B_{\text{p}}V_{\text{pe}})^2+V^2_{\text{pe}}\to\min. \qquad (4.3.14)$$

Выражение (4.3.14) является параболой с положительным коэффициентом перед квадратичным членом, следовательно, существует единственный и нетривиальный для такой функции минимум:

$$V_{\text{pe}} = \frac{A_{\text{ll}}B_{\text{ll}} + A_{\text{p}}B_{\text{p}}}{1 + B_{\text{ll}}^2 + B_{\text{p}}^2}. \qquad (4.3.15)$$

Зная V_{pe}, найдем V_{ll} и V_{p} по формулам (4.3.8)–(4.3.9).

Полученные по двухлучевой методике с регуляризирующим условием параметры ветра (рис. 11, *б*) для летнего эксперимента 2013 г. хорошо согласуются с теоретической моделью HWM07. Для сравнения на рис. 11, *а* показаны параметры ветра, полученные по методике с двумя лучами, учитывающей только поперечное движение в направлении север–юг. Видно, что при учете всех компонент движений плазмы амплитуда меридионального ветра существенно падает, что намного лучше согласуется с модельными значениями.

5. ВЫВОДЫ

Целью нашей работы было как можно более подробно представить эволюцию методики расчета нейтральных меридиональных ветров на ИРНР, учитывающую конструктивные особенности ИРНР, из-за которых общепринятые подходы показывали неудовлетворительные результаты. Проверка одной из составляющих этой методики с помощью низкоорбитальных спутников не только показала ее работоспособность, но и дала дополнительную информацию о возникающей в экспериментах асимметрии спектра. Впрочем, проблемы исследования эффекта асимметрии спектра на ИРНР требуют дальнейшего тщательного изучения. Нами было показано, как на моностатическом радаре можно получить скорости нейтральных меридиональных ветров с учетом перпендикулярных полю движений как в меридиональной, так и в зональной плоскостях. Показано существенное различие в параметрах ветра, получаемых по однолучевой методике, т. е. в отсутствие электрических полей, и параметрах, полученных с учетом поперечных полю движений. Однако представленные результаты, касающиеся рассчитанных ветров, нуждаются в дополнительном серьезном обосновании, в частности в оценках получающегося электрического поля и его сравнении с теоретическими моделями ионосферы для средних широт, или же непосредственно в измерениях электрического поля в независимых экспериментах.

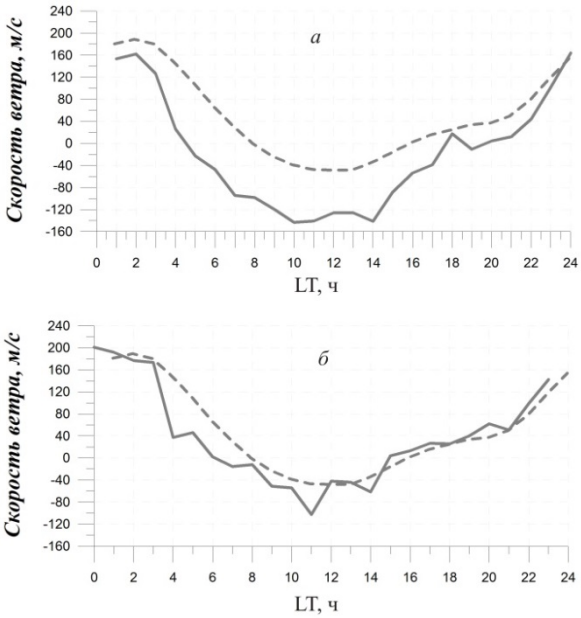

Рис. 11. Усредненные до суточных вариаций скорости нейтрального ветра в июне 2013 г. на высоте 270 км (сплошная линия), полученные по двухлучевой методике (*а*) и по двухлучевой методике с дополнительным регуляризирующим условием (*б*), в сравнении с суточным ходом ветра по модели HWM07 (штриховая линия)

Сравнение полученных результатов с эмпирическими моделями горизонтальных ветров HWM не рассматривается нами как абсолютно объективная положительная оценка работы, поскольку общеизвестно, что эмпирические модели HWM93 и HWM07 для средних широт Восточно-Сибирского региона имеют значительные расхождения в сравнении как друг с другом, так и с теоретической моделью, разработанной в Институте солнечно-земной физики [Tashchilin, Romanova, 2002]. Например, рядом исследователей отмечается, что с параметрами ветра над Иркутском, полученными рядом авторов, зимой лучше согласуется модель HWM93 [Shchepkin et al., 2009], а летом лучше согласуется модель HWM07 [Романова и др., 2002]. Было проведено сопоставление результатов с этими моделями, для

того чтобы выяснить, сможет ли предложенный нами подход дать результат, попадающий по порядку полученных величин в рамки, установленные эмпирической моделью. Кроме того, мы хотели показать, что недоучет влияния электрических полей на скорость дрейфа плазмы теоретически может вызывать серьезные ошибки в определении скорости нейтрального ветра. При этом хорошее согласие суточного хода полученных параметров ветров с модельными является показателем того, что наше исследование движется в правильном направлении.

В своей дальнейшей работе мы планируем, накопив достаточно экспериментального материала в спокойных и возмущенных условиях в разные периоды солнечной активности, провести сравнение с теоретической моделью ионосферы [Tashchilin, Romanova 2002], а затем перейти к созданию собственной модели нейтральных ветров верхней атмосферы. Создание такой модели, принимающей во внимание региональные особенности среднеширотной ионосферы Восточно-Сибирского региона, крайне важно, поскольку большинство международных моделей базируются на данных высокоширотных радаров НР либо на данных, полученных на радарах, находящихся в Западном полушарии.

Работа выполнена в рамках гранта № НШ-2942.2014.5 Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 528 с.

Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д. Движения в ионосфере. Новосибирск, Наука, 1979. 344 с.

Кринберг И.А., Тащилин А.В. Крупномасштабная модель верхней ионосферы // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1979. Вып. 45. С. 122–127.

Романова Е.Б., Жеребцов Г.А., Ратовский К.Г. и др. Сравнение отклика F2-области ионосферы на геомагнитные бури на средних и низких широтах // Солнечно-земная физика. 2013. Вып. 22. С. 27–30.

Aponte N., Nicolls M.J., Gonza´lez S.A., et al. Instantaneous electric field measurements and derived neutral winds at Arecibo // Geophys. Res. Let. 2005. V. 32. P. L12107. DOI: 10.1029/2005GL022609.

Beynon W.J.G., Williams P.J.S. 1978, Report Prog. Physics. V. 41, 909 p.

Butler T.W., Semeter J., Heinselman C.J., Nicolls M.J. Imaging F region drifts using monostatic phased array incoherent scatter radar // Radio Sci. 2010. V. 45, N 5, rS5013.

Dougherty J.P., Farley D.T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma // Proc. Roy. Soc. 1960, A259, pp. 79–99.

Evans. J.V. Observation of F region vertical velocities at Millstone Hill. Evidence for drifts due to expansion, contraction and winds // Radio Sci. June 1971. V. 6, N 6. P. 609–626.

Farley D.T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma // J. Geophys. Res. 1966. V. 71, N 17. P. 4091–4098.

Griffin E.M., Aruliah A., Muller-Wodarg I.C.F., Aylward A. Meridional winds. I. Optical and radar experimental comparisons // Ann. Geophys. 2004a. V. 22. P. 849–862.

Griffin E.M., Aruliah A., Muller-Wodarg I.C.F., Aylward A. Comparison of high-latitude thermospheric meridional winds. II. Combined FPI, radar and model. Climatologies // Ann. Geophys. 2004b. V. 22. P. 863–876.

Grydeland T., Lind F.D., Erickson P.J., Holt J.M. Software radar signal processing // Ann. Geophys. 2005. V. 23. P. 109–121.

Hedin A.E. MSIS-86 thermospheric model // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 4649–4662.

Jiuhou Lei, Libo Liu, Xiaoli Luan, Weixing Wan. Model study on neutral winds in the ionospheric F2 region and comparison with the equivalent winds derived from the Wuhan ionosonde data // Terr. Atm. Oceanic Sci. 2003. V. 14, N 1. P. 1–12.

Kelley M.C. The Earth's Ionosphere: Plasma Physics & Electrodynamics. 2nd Ed. Academic Press, 2009. 575 p. Intern. Geophys. Ser. 2009. V. 96.

Nicolls M.J., Cosgrove R., Bahcivan H. Estimating the vector electric field using monostatic, multibeam incoherent scatter radar measurements // Radio Sci. November 2014. P. 1124–1139.

Potekhin A.P., Medvedev A.V., Zavorin A.V., et al. Development of diagnostic capabilities of the Irkutsk Incoherent Scattering Radar // Cosmic Res. 2008. V. 46, N 4. P. 347–353.

Richards P.G., Nicolls M.J., Heinselman C.J., et al. Measured and modeled ionospheric densities, temperatures, and winds during the international polar year // J. Geophys. Res. 2009. V. 114, A12317. DOI: 10.1029/2009JA014625.

Salah J.E., Holt J.M. Midlatitude thermospheric winds from incoherent scatter radar and theory // Radio Sci. 1974. V. 9, no. 2. P. 301–313. DOI: 10.1029/RS009i002p00301.

Semeter J., Butler T., Heinselman C., et al. Volumetric imaging of the auroral ionosphere: Initial results from PFISR // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2008. V. 71. P. 738–743.

Semeter J., Butler T.W., Zettergren M., et al. Composite imaging of auroral forms and convective flows during a substorm cycle // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. DOI: 10.1029/2009JA014931.

Shchepkin L.A., Kuznetsova G.M., Kushnarenko G.P., Ratovsky K.G. Calculations of the ionization drift velocity by the Titheridge method, based on the data obtained at the Irkutsk digisonde // Geomagnetism and Aeronomy. 2009. V. 49, N 8. Special Iss. 2. P. 1308–1310.

Shcherbakov A.A., Medvedev A.V., Kushnarev D.S. Correlation method for determining the ionospheric plasma drift velocity at the Irkutsk Incoherent Scatter Radar // Geomagnetism and Aeronomy. 2009. V. 49, N 7. P. 1028–1033.

Shun-Rong Zhanga, Shoichiro Fukaoa Oliverc W.L., Yuichi Otsukaa. The height of the maximum ionospheric electron density over the MU radar // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 1999. V. 61. P. 1367–1383.

Schunk R.W., Nagy A.F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. 2nd Ed. Cambridge Atmospheric and Space Science Series, 2009.

Tashchilin A.V., Romanova E.B. Numerical modeling the high-latitude ionosphere // Proc. COSPAR. Colloquia Series. 2002. V. 14. P. 315–325.

Titheridge J.A. Mean meridional wind in the ionosphere at 70° N // Planet Space Sci. 1991. V. 39, N 5. P. 657–669.

Tobiska W.K. Revised solar extreme ultraviolet flux model // J. Atmos. Terr. Phys. 1991. V. 53. P. 1005–1018.

Vickrey J.F., Wesley E.S., Farley D.T. Incoherent scatter measurements of ion counterstreaming // Geophys. Res. Let. 1976. V. 3, N 4. P. 217–220. DOI: 10.1029/GL003i004p00217.

Vila P., Rees D., Merrien P., Kone E. Fabry–Pérot interferometer measurements of neutral winds and F2 layer variations at the magnetic equator // Ann. Geophys. 1998. V. 16. P. 731–737.

Witasse O., Lilensten J., Lathuillere C., Pibaret B. Meridional thermospheric neutral wind at high latitude over a full solar cycle // Ann. Geophys. 1998. V. 16. P. 1400–1409.

Yemelyanov L.Ya., Dzyubanov D.A. The peculiarities of mid-latitude ionosphere plasma drift velocity determination // Telecommunications Radio Engineering. 2007. V. 66, N 14. P. 1313–1327.

Yizengaw E. Global longitudinal dependence observation of the neutral wind and ionospheric density distribution // Intern. J. Geophys. V. 2012. DOI: 10.1155/2012/342581.

REFERENCES

Aponte N., Nicolls M.J., Sixto A. Gonza´lez, Sulzer M.P., Kelley M.C., Robles E., Tepley C.A. Instantaneous electric field measurements and derived neutral winds at Arecibo. *Geophys. Res. Let.* 2005, vol. 32, pp. L12107. DOI: 10.1029/2005GL022609.

Beynon W.J.G., Williams P.J.S. 1978, Report Prog. Physics. V. 41, 909 p.

Brunelli B.E., Namgaladze A.A. Fizika ionosphery [Physics of the Ionosphere]. Moscow, Nauka Publ., 1988. 528 p. (in Russian).

Butler T.W., Semeter J., Heinselman C.J., Nicolls M.J. Imaging F region drifts using monostatic phased array incoherent scatter radar. *Radio Science*. 2010, vol. 45, no. 5, rS5013.

Dougherty J.P., Farley D.T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma. *Proc. Roy. Soc.* 1960, A259, pp. 79–99.

Evans J.V. Observation of F region vertical velocities at Millstone Hill. Evidence for drifts due to expantion, contraction and winds. *Radio Science*. June 1971, vol. 6, no. 6, pp. 609–626.

Farley D.T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma. *J. Geophys. Res.* 1966, vol. 71, no. 17, pp. 4091–4098.

Griffin E.M., Aruliah A., Muller-Wodarg I.C.F., Aylward A. Meridional winds. I. Optical and radar experimental comparisons. *Annales Geophysicae*. 2004a, vol. 22, pp. 849–862.

Griffin E.M., Aruliah A., Muller-Wodarg I.C.F., Aylward A. Comparison of high-latitude thermospheric meridional winds. II. Combined FPI, radar and model climatologies. *Annales Geophysicae*. 2004b, vol. 22, pp. 863–876.

Grydeland T., Lind F.D., Erickson P.J., Holt J.M. Software radar signal processing. *Annales Geophysicae*. 2005, vol. 23, pp. 109–121.

Hedin A.E. MSIS-86 thermospheric model. *J. Geophys. Res.* 1987, vol. 92, pp. 4649–4662.

Jiuhou Lei, Libo Liu, Xiaoli Luan, Weixing Wan. Model study on neutral winds in the ionospheric F2 region and comparison with the equivalent winds derived from the Wuhan ionosonde data. *Terrestrial Atmospheric and Oceanic Sciences*. 2003, vol. 14, no. 1, pp. 1–12.

Kazimirovsky E.S., Kokourov V.D. Dvizheniya v ionosfere [Motions in the Ionosphere]. Novosibirsk, Nauka Publ., 1979. 344 p. (in Russian).

Kelley M.C. The Earth's Ionosphere: Plasma Physics & Electrodynamics. 2nd Ed. Academic Press, 2009. 575 p. *Intern. Geophys. Ser.* 2009. V. 96.

Krinberg I.A., Tashchilin A.V. Large-scale model of the upper ionosphere. *Issledovaniya po Geomagnetizmu, Aeronomii I Phizike Solntsa* [Res. on Geomagnetizm, Aeronomy and Solar Phys.] Moskow, Nauka Publ., 1979, iss. 45, pp. 122–127 (in Russian).

Nicolls M.J., Cosgrove R., Bahcivan H. Estima-ting the vector electric field using monostatic, multibeam incoherent scatter radar measurements. *Radio Sci.* November 2014, vol. 49, iss. 11, pp. 1124–1139.

Potekhin A.P., Medvedev A.V., Zavorin A.V., Kushnarev D.S., Lebedev V.P., Shpynev B.G. Development of diagnostic capabilities of the Irkutsk Incoherent Scattering Radar. *Cosmic Res.* 2008, vol. 46, no. 4, pp. 347–353.

Richards P.G., Nicolls M.J., Heinselman C.J., Sojka J.J., Holt J.M., Meier R.R. Measured and modeled ionospheric densities, temperatures, and winds during the international polar year. *J. Geophys. Res*. 2009, vol. 114, p. A12317. DOI: 10.1029/2009JA014625.

Romanova E.B., Zherebtsov G.A., Ratovsky K.G., Polekh N.M., Shi D., Vang S., Vang G. Comparison of response F2-region of the ionosphere to geomagnetic storms at middle and low latitudes. *Solnechno-Zemnaya Fizika* [Solar-Terrestrial Physics]. 2013, vol. 22, pp. 27–30 (in Russian).

Salah J.E., Holt J.M. Midlatitude thermospheric winds from incoherent scatter radar and theory. *Radio Sci.* 1974, vol. 9, no. 2, pp. 301–313. DOI: 10.1029/RS009i002p00301.

Semeter J., Butler T., Heinselman C., Nicolls M., Kelly J., Hampton D. Volumetric imaging of the auroral ionosphere: Initial results from PFISR. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 2008, vol. 71, pp. 738–743.

Semeter J., Butler T.W., Zettergren M., et al. Composite imaging of auroral forms and convective flows during a substorm cycle. *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. DOI: 10.1029/2009JA014931.

Shchepkin L.A., Kuznetsova G.M., Kushnarenko G.P., Ratovsky K.G. Calculations of the ionization drift velocity by the Titheridge method, based on the data obtained at the Irkutsk digisonde. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2009, vol. 49, no. 8, special iss. 2, pp. 1308–1310.

Shcherbakov A.A., Medvedev A.V., Kushnarev D.S. Correlation method for determining the ionospheric plasma drift velocity at the Irkutsk Incoherent Scatter Radar. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2009, vol. 49, no. 7, pp. 1028–1033.

Shun-Rong Zhanga, Shoichiro Fukaoa, Oliverc W.L., Yuichi Otsukaa. The height of the maximum ionospheric electron density over the MU radar. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* 1999, vol. 61, pp. 1367–1383.

Schunk R.W., Nagy A.F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. 2nd Ed. Cambridge Atmospheric and Space Science Ser., 2009.

Tashchilin A.V., Romanova E.B. Numerical modeling the high-latitude ionosphere. *Proc. COSPAR. Colloquia Series.* 2002, vol. 14, pp. 315–325.

Titheridge J.A. Mean meridional wind in the ionosphere at 70° N. *Planet Space Sci.* 1991, vol. 39, no. 5, pp. 657–669.

Tobiska W.K. Revised solar extreme ultraviolet flux model. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1991, vol. 53, pp. 1005–1018.

Vickrey J.F., Swartz W.E., Farley D.T. Incoherent scatter measurements of ion counterstreaming. *Geophys. Res. Lett.* 1976, vol. 3, no. 4, pp. 217–220. DOI: 10.1029/GL003i004p00217.

Vila P., Rees D., Merrien P., Kone E. Fabry–Pérot interferometer measurements of neutral winds and F2 layer variations at the magnetic equator. *Annales Geophysicae* 1998, vol. 16, pp. 731–737.

Witasse O., Lilensten J., Lathuillere C., Pibaret B. Meridional thermospheric neutral wind at high latitude over a full solar cycle. *Annales Geophysicae.* 1998, vol. 16, pp. 1400–1409.

Yemelyanov L.Ya., Dzyubanov D.A. The peculiarities of mid-latitude ionosphere plasma drift velocity determination. *Telecommunications Radio Engineering*. 2007, vol. 66, no. 14, pp. 1313–1327.

Yizengaw E. Global longitudinal dependence observation of the neutral wind and ionospheric density distribution. *Intern. J. Geophys.* 2012, vol. 2012. DOI: 10.1155/2012/342581.