

РАДИОФИЗИКА ГЕОКОСМОСА

УДК 537.874.4

В. Г. ГАЛУШКО, В. Г. БЕЗРОДНЫЙ,
А. В. КОЛОСКОВ, А. В. ЗАЛИЗОВСКИЙ
Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: galushko@rian.kharkov.ua

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ “ЭФФЕКТА САМОРАССЕЯНИЯ” МОЩНЫХ ВЧ СИГНАЛОВ В ИОНОСФЕРЕ

Предложено возможное объяснение “эффекта саморассеяния”, который был обнаружен в экспериментах по наблюдению излучения нагревного стенда EISCAT в трех сильно разнесенных в пространстве пунктах и заключался в синхронных вариациях уровней и доплеровских смещений частоты (ДСЧ) сигналов на всех приемных позициях. В частности, проведено численное моделирование с использованием данных радара некогерентного рассеяния EISCAT и показано, что девиации фазового пути на восходящем участке траектории распространения волны накачки могли играть определяющую роль в возникновении синхронных вариаций ДСЧ саморассеянных сигналов, наблюдавшихся в эксперименте. Кроме того, рассчитаны характеристики рассеяния ВЧ полей в ракурсном направлении с учетом регулярной рефракции в ионосфере и рассмотрено условие запитки межслоевого ионосферного волновода в заданном направлении ракурсно-рассеянными сигналами. Расчеты выполнены методом геометрической оптики в борновском приближении для анизотропной степенной модели спектра случайных неоднородностей верхней ионосферы. Показано, что рассмотренный механизм обеспечивает практически одинаковые характеристики рассеяния сигналов в направлении всех трех приемных пунктов.

Ключевые слова: “эффект саморассеяния”, ионосфера, ионосферная рефракция, магнитоориентированные неоднородности, ракурсное рассеяние, межслоевой ионосферный волновод

1. Введение

Эксперименты по воздействию на ионосферу мощным высокочастотным (ВЧ) излучением проводятся в США, Европе и России с шестидесятых–семидесятых годов двадцатого столетия. Сейчас в мире имеется четыре действующих ВЧ нагревных стенда (НС), один из которых находится в России (НС “Сура”, Васильсурск), два – в Европе (НС EISCAT, Тромсё, Норвегия и НС SPEAR, Шпицберген, Норвегия) и один – в США (НААРП, Аляска) [1]. Еще один нагревный стенд, располагавшийся в США (HIPAS, Аляска), эксплуатировался до 2010 г. Для исследования нелинейных эффектов, стимулированных в ионосферной плазме излучением таких установок, применяются разнообразные диагностические средства, включая радары некогерентного рассеяния (НР), комплексы многочастотного доплеровского зон-

дирования, камеры для оптических наблюдений, магнетометры и т. д. Одним из наиболее эффективных инструментов изучения искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) является метод ракурсного рассеяния, который основан на рассеянии пробных ВЧ и УВЧ сигналов специальных и вещательных передатчиков магнитоориентированными неоднородностями электронной концентрации [2]. Вместе с тем вполне очевидно, что определенная информация об ИИТ содержится и в сигналах собственно нагревного стенда, рассеянных или отраженных модифицированной областью ионосферы. По-видимому, один из первых целенаправленных экспериментов по наблюдению мощного ВЧ излучения, рассеянного им же созданными ионосферными неоднородностями, был проведен 26–30 октября 2002 г. авторами статьи [3] с использованием НС EISCAT (Тромсё, Норвегия, координаты: 69°35′ с. ш., 19°14′ в. д.). В большинстве сеансов нагревный стенд излучал волну О-поляризации преимущественно в направлении

© В. Г. Галушко, В. Г. Безродный, А. В. Колосков,
А. В. Зализовский, 2012

магнитного зенита (диаграмма направленности ориентировалась под углом места 78° в плоскости магнитного меридиана). В большинстве сеансов нагрева одновременно излучались два гармонических сигнала равной амплитуды, разнесенные по частоте на 19 или 22 Гц вблизи критической частоты F-слоя ионосферы, которая определялась по данным вертикального зондирования. Для диагностики эффектов модификации ионосферы использовался также УВЧ радар НР EISCAT, расположенный на расстоянии менее одного километра от НС.

Для регистрации излучения НС было организовано три приемных пункта, сильно разнесенных в пространстве. Один из них располагался в Антарктике на Украинской антарктической станции (УАС) “Академик Вернадский” ($65^\circ 15'$ ю. ш., $64^\circ 16'$ з. д.), второй – вблизи Харькова (Украина) в Радиоастрономической обсерватории (РАО) Радиоастрономического института Национальной академии наук Украины ($49^\circ 40'$ с. ш., $36^\circ 50'$ в. д.) и третий – вблизи Санкт-Петербурга в России ($59^\circ 57'$ с. ш., $30^\circ 42'$ в. д.).

Как правило, спектры принятых сигналов содержали две характерные компоненты (см. рис. 1). Одна из них была сравнительно узкополосной с незначительными вариациями доплеровского смещения частоты (ДСЧ), типичными для скачкового механизма распространения ВЧ сигналов в средних широтах. Скорее всего, эта составляющая излучалась боковыми лепестками антенны НС. Спектр второй компоненты был значительно шире (зачастую его ширина составляла величину порядка 10 Гц), подобно спектрам сигналов, рассеянных на частотах выше максимально применимой. Кроме того, широкополосная (рассеянная) составляющая сильно флуктуировала по частоте с размахом вариаций временами более 10 Гц. Следует также отметить, что соотношение между интенсивностями рассеянной и зеркально отраженной компонент уменьшалось с удалением от НС. Это иллюстрируется спектрами мощности сигналов, представленными на рис. 1. Видно, что в данном случае в РАО принимались обе, узкополосная (зеркальная) и широкополосная (рассеянная), компоненты, в то время как на УАС только широкополосная составляющая. Но самым примечательным является то, что вариации как амплитуды, так и ДСЧ широкополосной составляющей в большинстве слу-

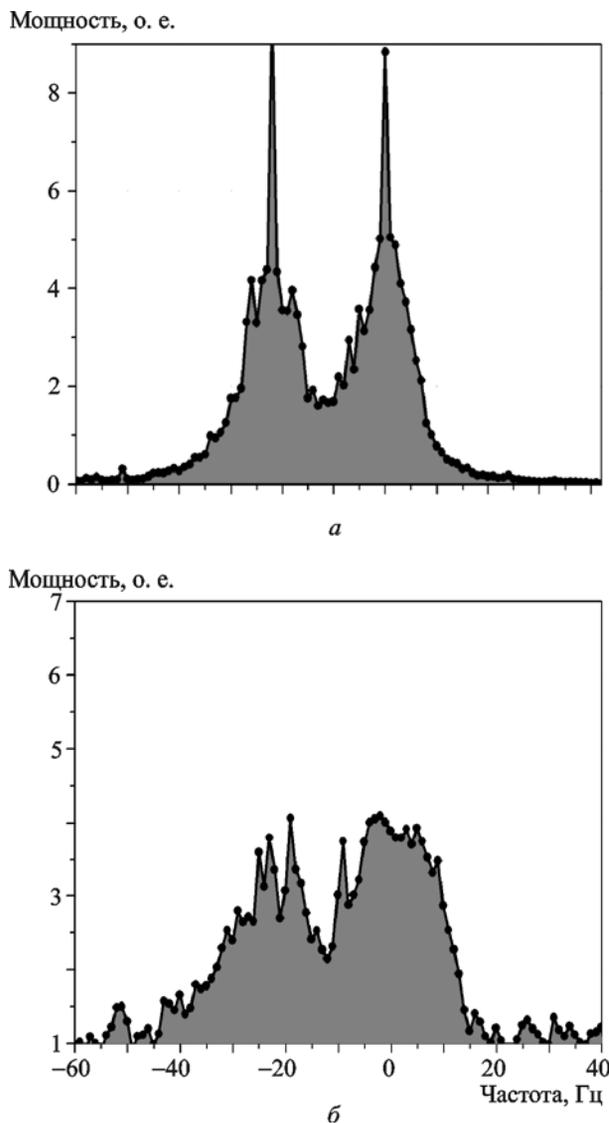


Рис. 1. Спектры мощности сигнала НС EISCAT, принятые в РАО (а) и на УАС (б) 29.10.2002 г. Частоты излучения равнялись 4040717 и 4040695 Гц (соответственно 0 и -22 Гц в спектрах). Спектры усреднены по интервалу времени 02:02:00–02:03:54 UT. Спектральное разрешение – порядка 1 Гц

чаев были практически синхронны во всех наблюдательных пунктах.

В качестве примера на рис. 2 приведены спектрограммы сигналов, принятых 29.10.2002 г. в интервале времени 2:00:30–2:15:00 UT в РАО и на УАС. Видно, что в спектрах, записанных в РАО, кроме широкополосной (рассеянной) составляющей сигнала НС, присутствует и узкополосная компонента, в то время как на УАС принимался только широкополосный сигнал на фоне узкополосных помех. Кроме того, и амплитуды, и ДСЧ сиг-

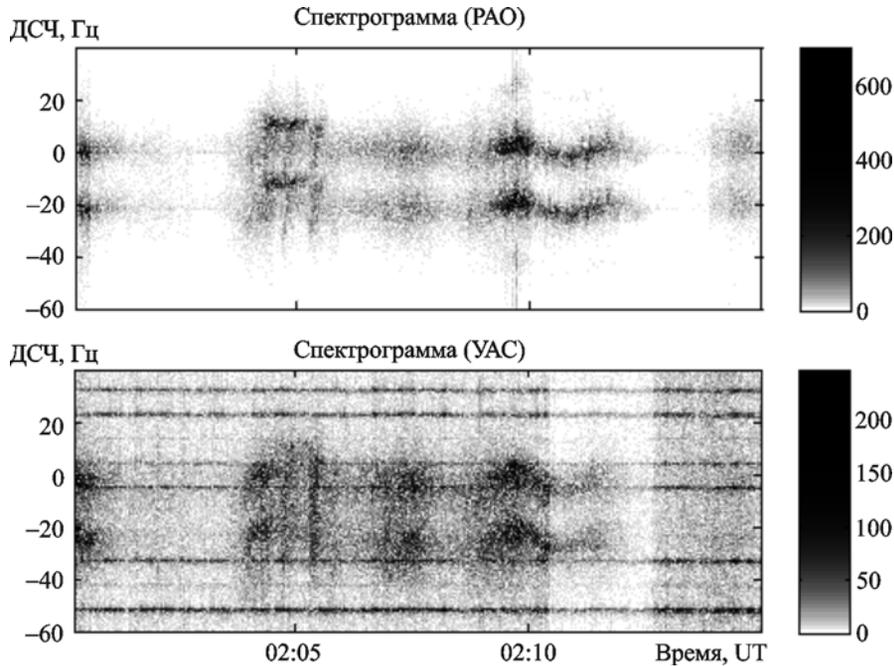


Рис. 2. Спектрограммы сигналов НС EISCAT, полученные в РАО (верхняя панель) и на УАС (нижняя панель) в интервале времени 02:00:30–02:15:00 UT 29.10.2002 г. Нагревный стенд излучал на частотах 4040717 и 4040695 Гц (соответственно 0 и –22 Гц по оси частот на спектрограммах)

налов флуктуируют синхронно в обоих сильно разнесенных в пространстве пунктах. Такое поведение спектральных параметров широкополосной составляющей позволило авторам предложить следующее объяснение наблюдавшемуся эффекту, который они назвали “эффектом саморассеяния” [3]. Сигналы НС, излученные в пределах главного лепестка диаграммы направленности антенны, на пути до области рассеяния проходят через одни и те же неоднородности нижележащей ионосферы, приобретая в результате одинаковое ДСЧ. Затем они рассеиваются на ими же созданных неоднородностях (отсюда “эффект саморассеяния”) и дальше распространяются к приемным пунктам, например, в межслоевом ионосферном волноводе, который характеризуется малым погонным затуханием. Такой механизм позволяет объяснить синхронные вариации спектральных параметров широкополосной компоненты сигнала НС в разных приемных пунктах и дистанционную зависимость соотношения между амплитудами “узкополосной” и “широкополосной” составляющих, однако требует более детального обоснования.

В настоящей работе для проверки предложенной гипотезы проведено моделирование ДСЧ ВЧ

сигнала, возникающего в нижней ионосфере, для условий эксперимента [3] с использованием данных радара НР EISCAT (раздел 2). Кроме того, рассчитаны характеристики рассеяния ВЧ полей в ракурсно-направлении с учетом регулярной рефракции в ионосфере и рассмотрено условие запитки межслоевого ионосферного волновода ракурсно-рассеянными сигналами (раздел 3).

2. Моделирование вариаций ДСЧ сигналов НС

Как известно [4], существует два основных механизма возникновения ДСЧ при ионосферном распространении радиоволн. Первый из них связан с физическим перемещением в пространстве приемника и/или источника сигнала. В нашем случае вторичным источником сигнала являются ионосферные неоднородности, и тогда в соответствии с [5] ДСЧ можно выразить как

$$f_D = \frac{1}{2\pi} \vec{K}(z_s) \cdot \vec{V}. \quad (1)$$

Здесь \vec{V} – вектор скорости движения рассеивающих неоднородностей, $\vec{K}(z_s) = \vec{k}^{(s)}(z_s) - \vec{k}^{(i)}(z_s)$ – вектор рассеяния на высоте рассея-

ния z_s , где $\vec{k}^{(s)}(z_s)$ и $\vec{k}^{(i)}(z_s)$ – волновые векторы рассеянной и падающей волн. Заметим, что $|\vec{k}^{(s)}(z_s)| = |\vec{k}^{(i)}(z_s)| = k_0 n(z_s)$, где $n(z_s)$ – коэффициент преломления, а $k_0 = 2\pi f/c$ – волновой вектор в свободном пространстве (f – частота сигнала, c – скорость света).

Второй механизм связан с вариациями коэффициента преломления вдоль пути распространения сигнала между источником и приемником. В этом случае ДСЧ может быть рассчитано как [4]

$$f_D = -\frac{f}{c} \frac{dP}{dt} = -\frac{f}{c} \int_L \frac{\partial n(l)}{\partial t} dl, \quad (2)$$

где P – длина фазового пути, l – координата вдоль траектории распространения L .

Проанализируем возможность появления зарегистрированных в эксперименте вариаций ДСЧ за счет рассмотренных выше механизмов. Из формулы (1) видно, что в случае первого механизма одинаковое значение ДСЧ в различных измерительных пунктах возможно только при равенстве соответствующих векторов рассеяния, что маловероятно ввиду большого пространственного разнеса приемных позиций. Поэтому более предпочтительным для объяснения синхронных вариаций ДСЧ в разных пунктах выглядит второй механизм. Действительно, если предположить, что основной вклад в ДСЧ дают флуктуации показателя преломления на общем для всех трасс распространения восходящем участке траектории, то вариации ДСЧ в разных приемных пунктах должны быть синхронными при любой динамике неоднородностей электронной концентрации.

Для проверки этой гипотезы были проведены следующие модельные расчеты. Пусть волна накачки распространяется в плоскостной ионосфере и рассеивается на ею же созданных неоднородностях. Как известно [1], наиболее эффективная генерация ИИТ при ВЧ нагреве происходит в области верхнего гибридного резонанса, высота которой z_{UH} определяется из следующего уравнения:

$$f^2 = f_p^2(z_{UH}) + f_H^2(z_{UH}), \quad (3)$$

где f – частота волны накачки, $f_p(z_{UH})$ – плазменная частота, $f_H(z_{UH})$ – гирочастота электронов.

Тогда величина ДСЧ за счет флуктуаций электронной концентрации на восходящем участке траектории может быть оценена из (2) путем интегрирования по высоте z от поверхности Земли ($z=0$) до $z=z_{UH}$,

$$f_D = -\frac{f}{2c} \int_0^{z_{UH}} \frac{\partial n^2(z,t)/\partial t}{\sqrt{n^2(z,t) - \sin^2 \theta_0}} dz, \quad (4)$$

где θ_0 – угол падения волны на нижнюю границу ионосферы, а коэффициент преломления в случае бесстолкновительной изотропной плазмы задается следующим образом [6]:

$$n(z,t) = \sqrt{1 - f_p^2(z,t)/f^2}.$$

Формула (4) была использована для численных оценок вариаций ДСЧ по реальным профилям электронной концентрации, которые восстанавливались по данным УВЧ радара HP EISCAT каждые 4 с.

В качестве примера на рис. 3, а приведены временные вариации электронной концентрации N_e в диапазоне высот 90–260 км, восстановленные по данным радара HP EISCAT, полученным 29 октября 2002 г., для интервала времени 04:19:30–04:21:00 UT. В это время антенна радара была ориентирована так же, как и диаграмма направленности антенны НС, т. е. в магнитный зенит, что соответствует $\theta_0 = 12.5^\circ$. Для сравнения на рис. 3, б приведены вариации ДСЧ для этого же интервала времени. Толстая линия соответствует данным измерений в РАО, а тонкая – результатам расчетов по формуле (4) с использованием распределения электронной концентрации, представленного на рис. 3, а. Видно, что экспериментальные и расчетные значения ДСЧ достаточно хорошо согласуются друг с другом. Таким образом, можно утверждать, что девиации фазового пути на восходящем участке траектории распространения волны накачки играли определяющую роль в возникновении синхронных вариаций ДСЧ “саморассеянных” сигналов, наблюдавшихся на разных приемных позициях.

Следует отметить, что приведенные выше результаты модельных расчетов были получены при интегрировании формулы (4) вдоль одной траектории волны накачки с $\theta_0 = 12.5^\circ$. На самом деле в пределах диаграммы направленнос-

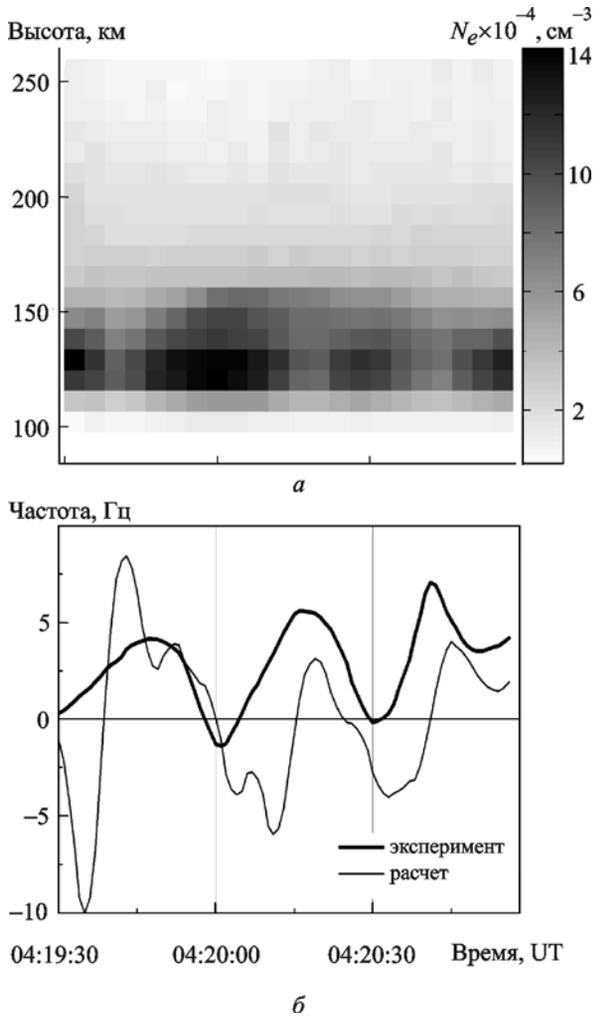


Рис. 3. Временные вариации электронной концентрации в диапазоне высот 90 + 260 км по данным радара HP EISCAT для интервала времени 04:19:30–04:21:00 UT 29.10.2002 г. (а). Вариации ДСЧ, измеренного в РАО (толстая линия) и рассчитанного по формуле (4) (тонкая линия) с использованием данных радара HP EISCAT (б)

ти антенны НС можно построить целый набор траекторий сигналов, которые, рассеиваясь на ими же созданных неоднородностях, могут далее распространяться в межслоевом ионосферном волноводе. В этой связи возникает необходимость определения областей, ответственных за рассеяние сигналов в заданных направлениях, а также исследования соответствующих условий запитки межслоевого волноводного канала. Для этого в следующем разделе рассчитаны характеристики рассеяния ВЧ полей в ракурсно-рассеянных направлениях с учетом регулярной рефракции в ионосфере и получено условие запитки межслоевого ионосферного волновода ракурсно-рассеянными сигналами.

3. Анализ условия возбуждения межслоевого ионосферного волновода ракурсно-рассеянными сигналами

Для исследования возможности волноводного распространения сигналов НС воспользуемся результатами работы [7], в которой рассмотрено рассеяние плоской электромагнитной волны магнитоориентированными плазменными неоднородностями с учетом регулярной рефракции в ионосфере. Задача решалась в следующей постановке (см. рис. 4). Из нижнего полупространства ($z < 0$) на ионосферный слой падает монохроматическая плоская электромагнитная волна частотой ω с волновым вектором $\vec{k}^{(i)}(0) = \{k_x^{(i)}(0), k_y^{(i)}(0), k_z^{(i)}(0)\}$. Здесь $k_x^{(i)}(0) = k_0 \sin \theta_0 \cos \varphi_0$, $k_y^{(i)}(0) = k_0 \sin \theta_0 \sin \varphi_0$ и $k_z^{(i)}(0) = k_0 \cos \theta_0$, где $k_0 = \omega/c$, а углы θ_0 и φ_0 определяют ориентацию волнового вектора на нижней границе ионосферы ($z = 0$). Ионосферный слой представляет собой плоскостойкую бесстолкновительную диэлектрическую среду, заполненную случайными неоднородностями,

$$\epsilon(x, y, z) = \begin{cases} \epsilon_0(z) + \delta\epsilon(x, y, z), & z \geq 0; \\ 1, & z < 0. \end{cases}$$

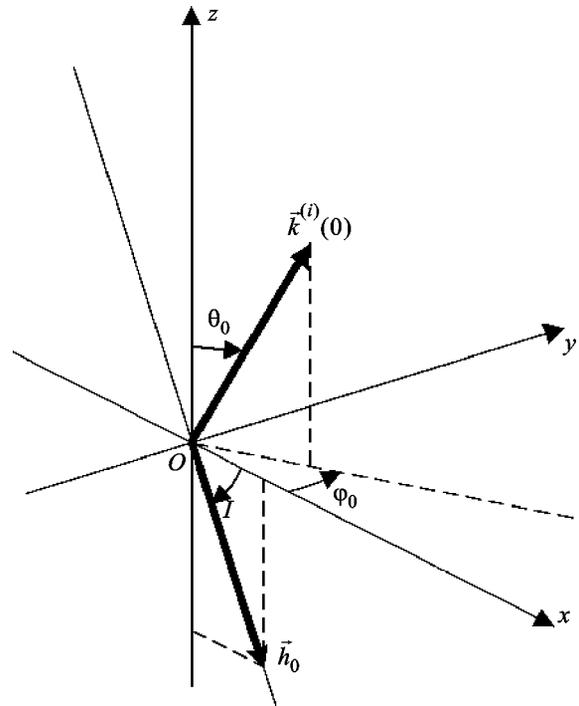


Рис. 4. Постановка задачи рассеяния

Здесь $\epsilon_0(z)$ – регулярная (т. е. в отсутствие неоднородностей) составляющая диэлектрической проницаемости ионосферы, которую можно записать в виде

$$\epsilon_0(z) = 1 - \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2} = 1 - \frac{4\pi e^2 N_0(z)}{m\omega^2}, \quad (5)$$

где $N_0(z)$ – регулярный высотный профиль электронной концентрации, а e и m соответственно заряд и масса электрона; $\delta\epsilon(x, y, z)$ – случайная добавка, обусловленная флуктуациями электронной концентрации $\delta N(x, y, z)$ с нулевым средним $\langle \delta N(\vec{r}, z) \rangle = 0$ и дисперсией $\langle [\delta N(\vec{r}, z)]^2 \rangle = \sigma_N^2(z)$ (угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают статистическое усреднение),

$$\delta\epsilon(x, y, z) = \frac{4\pi e^2 \delta N(x, y, z)}{m\omega^2}. \quad (6)$$

При этом предполагается выполнение неравенства $\sqrt{\langle [\delta\epsilon(x, y, z)]^2 \rangle} \ll \epsilon_0(z)$, что позволяет пренебречь влиянием неоднородностей электронной концентрации на траекториях распространения падающей и рассеянной волн и рассчитывать их в приближении геометрической оптики.

Как известно [2], рассеяние ВЧ полей на магнитоориентированных сильно анизотропных неоднородностях верхней ионосферы происходит преимущественно в направлениях, определенных так называемым ракурсным условием

$$\vec{K}(z_s) \cdot \vec{h}_0 = 0, \quad (7)$$

где $\vec{h}_0 \equiv \{h_{0x}, h_{0y}, h_{0z}\} = \{\cos I, 0, -\sin I\}$ – единичный вектор в направлении магнитного поля, ориентация которого в плоскости геомагнитного меридиана $y = 0$ (см. рис. 4) задается углом наклона I ($-90^\circ \leq I \leq 90^\circ$), отсчитываемым от горизонтальной плоскости [8]. Из (7) можно получить два решения для определения ориентации волнового вектора рассеянного поля:

$$\begin{aligned} \cos \theta_{1,2}^{(s)} &= \frac{1}{h_{0z}^2 + h_{0x}^2 \cos^2 \varphi^{(s)}} \times \\ &\times \left\{ h_{0z} \left(h_{0x} \sin \theta^{(i)} \cos \varphi_0 + h_{0z} \cos \theta^{(i)} \right) \pm h_{0x} \cos \varphi^{(s)} \times \right. \\ &\times \left. \left[\left(h_{0x} \cos \theta^{(i)} \cos \varphi_0 - h_{0z} \sin \theta^{(i)} \right)^2 + \right. \right. \end{aligned}$$

$$\left. \left. + h_{0x}^2 \left(\cos^2 \varphi^{(s)} - \cos^2 \varphi_0 \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \sin \theta_{1,2}^{(s)} &= \frac{1}{h_{0z}^2 + h_{0x}^2 \cos^2 \varphi^{(s)}} \times \\ &\times \left\{ h_{0x} \left(h_{0x} \sin \theta^{(i)} \cos \varphi_0 + h_{0z} \cos \theta^{(i)} \right) \cos \varphi^{(s)} \mp \right. \\ &\mp h_{0z} \left[\left(h_{0x} \cos \theta^{(i)} \cos \varphi_0 - h_{0z} \sin \theta^{(i)} \right)^2 + \right. \\ &\left. \left. + h_{0x}^2 \left(\cos^2 \varphi^{(s)} - \cos^2 \varphi_0 \right) \right]^{1/2} \right\}. \quad (8b) \end{aligned}$$

Здесь $\theta^{(s)}$, $\varphi^{(s)}$ и $\theta^{(i)}$, $\varphi^{(i)}$ – углы, определяющие ориентацию волновых векторов рассеянного (индекс s) и падающего (индекс i) полей в точке рассеяния z_s . Верхний знак в фигурных скобках относится к решению $\theta_1^{(s)}$, а нижний – к $\theta_2^{(s)}$. Кроме того, учтено, что в соответствии с уравнениями геометрической оптики для плоскостойкой среды $\varphi^{(i)} = \varphi_0$ (см., например, [9]). Заметим, что падающая волна может рассеиваться как в верхнее полупространство ($\cos \theta_{1,2}^{(s)} > 0$) относительно уровня z_s , так и в нижнее ($\cos \theta_{1,2}^{(s)} \leq 0$), т. е. $\theta_{1,2}^{(s)} \in [0, \pi]$. Таким образом, область существования решения (8) по углу $\varphi^{(s)}$ ограничена условием

$$\sin \theta_{1,2}^{(s)} \geq 0. \quad (9)$$

Еще одним необходимым условием существования действительного решения уравнения (7) является неотрицательность подкоренного выражения в (8), т. е.

$$\cos^2 \varphi^{(s)} \geq \cos^2 \varphi_0 - \left[\cos \theta^{(i)} \cos \varphi_0 - \frac{h_{0z}}{h_{0x}} \sin \theta^{(i)} \right]^2.$$

Значение $\sin \theta^{(i)}$ на высоте z_s связано с величиной $\sin \theta_0$ на высоте $z = 0$ посредством закона Снеллиуса [9]:

$$\sin \theta_0 = \sqrt{\epsilon_0(z)} \sin \theta^{(i)}(z) = \sqrt{\epsilon_0(z_s)} \sin \theta^{(i)}(z_s). \quad (10)$$

Из (10) следует, что если на некоторой высоте z выполняется равенство $\sin \theta_0 = \sqrt{\epsilon_0(z)}$, которое с учетом (5) можно представить в виде

$$\omega \cos \theta_0 = \omega_p(z), \quad (11)$$

то значение $\sin \theta^{(i)}$ на этой высоте равно 1, т. е. $\theta^{(i)}(z) = \pi/2$. Уравнение (11) определяет высоту критического отражения, z_{cr} , луча, упавшего под углом θ_0 на нижнюю границу ионосферного слоя. В таком случае в точку рассеяния приходят две волны, одна из которых рассеивается на восходящем участке траектории (прямой луч), а вторая – на нисходящем (отраженный луч). Отметим, что при $\omega \cos \theta_0 > \omega_{cr}$ точка отражения отсутствует и рассеяние происходит только на восходящем участке траектории.

Рассмотрим теперь рассеянную компоненту. Пусть профиль электронной концентрации $N_0(z)$ описывается гладкой функцией с одним максимумом $N_m(z_m)$ на высоте z_m (однослойная модель ионосферы). Тогда при $\omega_{cr} \geq \omega$ волны, рассеянные как в нижнее ($\cos \theta^{(s)} \leq 0$), так и верхнее ($\cos \theta^{(s)} > 0$) полупространство, выйдут на нижнюю границу ионосферного слоя $z=0$ под углом $\theta_0^{(s)} \in [\pi/2, \pi]$, который определяется из уравнения аналогичного (10),

$$\sin \theta_0^{(s)} = \sqrt{\varepsilon_0(z_s)} \sin \theta^{(s)}(z_s).$$

Если же $\omega_{cr} < \omega$, то границы $z=0$ достигнут только волны, рассеянные под углами $\theta^{(s)}(z_s) \geq \theta_{cr}^{(s)}$, где $\theta_{cr}^{(s)} \in [0, \pi/2]$ – некий критический угол, величина которого, с учетом (5) и закона Снеллиуса (10), определяется из уравнения

$$\sin \theta_{cr}^{(s)} = \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_{cr}^2}{\omega^2 - \omega_p^2(z_s)}}. \quad (12)$$

В противном случае, $\theta^{(s)}(z_s) < \theta_{cr}^{(s)}$, рассеянная волна уйдет в верхнее полупространство, пройдя сквозь ионосферу.

Заметим, что при наличии нескольких ионосферных слоев (например, F и E) возможна ситуация, когда сигналы, рассеянные в определенных направлениях, не достигают границ ионосферы и захватываются в межслоевой ионосферный волновод. Собственно этот случай и представляет интерес применительно к интерпретации “эффекта саморассеяния”. Подробно он будет исследован ниже, а сейчас рассмотрим энергетические характеристики ракурсного рассеяния. Как известно (см., например, [5]), мощность из-

лучения, рассеянного единичным объемом среды в единичный телесный угол в заданном направлении при единичной плотности потока падающего излучения, характеризуется эффективным дифференциальным поперечником рассеяния. В приближении однократного рассеяния эта величина описывается формулой [5, 7]

$$Q(\vec{K}(z_s)) = P(z_s) \frac{\pi k_0^4}{2} \Phi_\varepsilon(\vec{K}(z_s)). \quad (13)$$

Здесь $\Phi_\varepsilon(\vec{K}(z_s))$ – трехмерный пространственный спектр флуктуаций $\delta\varepsilon$, $P(z_s)$ – поляризационный множитель. В случае круговой поляризации, которая преимущественно используется при ВЧ нагреве ионосферы, $P(z_s)$ описывается формулой [5]

$$P(z_s) = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma(z_s)) = \frac{1}{2} \left[1 + \left(\vec{k}^{(s)}(z_s) \cdot \vec{k}^{(i)}(z_s) \right)^2 / k^4(z_s) \right], \quad (14)$$

где $\gamma(z_s)$ – угол, образованный волновыми векторами рассеянного, $\vec{k}^{(s)}(z_s)$, и падающего, $\vec{k}^{(i)}(z_s)$, полей, а $k(z_s) = |\vec{k}^{(s)}(z_s)| \equiv |\vec{k}^{(i)}(z_s)|$.

Широко распространенной аппроксимацией пространственного спектра $\Phi_\varepsilon(\vec{K})$ флуктуаций $\delta\varepsilon(\vec{r}, z)$ замагниченной плазмы верхней ионосферы в инерционном интервале волновых чисел является анизотропная степенная модель (см., например, [2]), для которой $\Phi_\varepsilon(\vec{K}(z_s))$ можно представить в виде

$$\Phi_\varepsilon(K_\parallel, K_\perp) = C_\varepsilon^2(z) \left[1 + (K_\parallel L_\parallel)^2 + (K_\perp L_\perp)^2 \right]^{-p/2}. \quad (15)$$

Здесь $C_\varepsilon^2(z) \sim \sigma_\varepsilon^2(z)$ – нормировочный множитель, где $\sigma_\varepsilon^2(z)$ – дисперсия флуктуаций $\delta\varepsilon$; $3 < p < 4$; K_\parallel и K_\perp – продольная и поперечная (относительно направления геомагнитного поля) составляющие вектора рассеяния \vec{K} ; а L_\parallel и L_\perp – характерные продольный и поперечный относительно h_0 внешние масштабы ионосферной турбулентности, причем $L_\parallel \gg L_\perp$.

С учетом условия ракурсного рассеяния (7) и выражения (15) из (13) получим

$$Q(z_s) = P(z_s) \frac{\pi k_0^4}{2} C_\varepsilon^2(z_s) \left[1 + K_\perp^2(z_s) L_\perp^2 \right]^{-p/2}, \quad (16)$$

где

$$K_{\perp}^2(z_s) = k_0^2 \left[\sin^2 \theta_0^{(s)} + \sin^2 \theta_0 + \left(\sin \theta_0^{(s)} \cos \varphi^{(s)} - \sin \theta_0 \cos \varphi^{(i)} \right)^2 \frac{h_{0x}^2}{h_{0z}^2} - 2 \sin \theta_0^{(s)} \sin \theta_0 \cos \left(\varphi^{(i)} - \varphi^{(s)} \right) \right]. \quad (17)$$

В соответствии с (6) для $C_{\varepsilon}^2(z_s)$ можно записать

$$C_{\varepsilon}^2(z_s) \sim \sigma_{\varepsilon}^2(z_s) = \frac{\omega_p^4(z_s) \sigma_N^2(z_s)}{\omega^4 N_0^2(z_s)}. \quad (18)$$

Таким образом, формула (16) позволяет считать значение поперечника рассеяния ионосферного слоя с анизотропными неоднородностями электронной концентрации, соответствующее направлению ракурсного рассеяния (условие (6)), при падении на него плоской электромагнитной волны. Заметим, что все величины, входящие в (16), выражаются через углы ориентации волновых векторов падающего и рассеянного полей на нижней границе ионосферного слоя $z = 0$, поскольку $\varphi^{(i)}(z) = \varphi_0$ и $\varphi^{(s)}(z) = \varphi_0^{(s)}$.

В качестве примера рассмотрим характеристики рассеяния для часто реализуемого режима вертикального нагрева ионосферы ($\theta_0 = 0$) при условии $\omega \leq \omega_{cr}$. Наклонение магнитного поля зададим равным $I = 77.5^\circ$, что соответствует месторасположению НС EISCAT ($69^\circ 35'$ с. ш., $19^\circ 14'$ в. д.). Кроме того, для удобства анализа введем угол $\theta_{out}^{(s)} = \pi - \theta_0^{(s)}$. На рис. 5 приведены изолинии $\varphi^{(s)} = 75^\circ (255^\circ)$, $45^\circ (225^\circ)$ и $0^\circ (180^\circ)$, построенные в координатах $\alpha = \omega_p^2(z_s)/\omega^2$ и $\theta_{out}^{(s)}$. Расчеты выполнены с использованием формул (5) и (7) при $\theta_0 = 0$. Видно, что, несмотря на нормальное падение исходной волны на ионосферный слой, волновой вектор ракурсно-рассеянной компоненты на выходе из ионосферы ($z = 0$) может существенно отклоняться от вертикали. Величина этого отклонения увеличивается с уменьшением α , т. е. уменьшением высоты рассеяния z_s , и с приближением направления рассеяния по азимуту к плоскости магнитного меридиана, достигая максимума, равного в данном случае $\pi - 2I = 25^\circ$, при $z_s = 0$ и $\varphi^{(s)} = 0, \pi$.

Рассмотрим теперь поперечник рассеяния в направлении, заданном формулами (8). Испол-

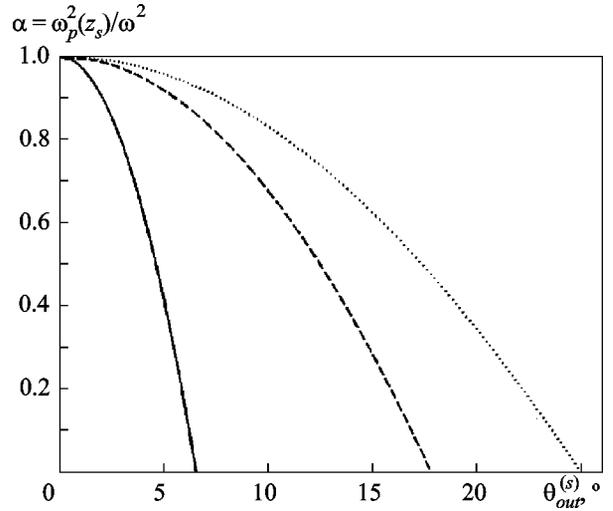


Рис. 5. Изолинии $\varphi^{(s)} = 75^\circ (255^\circ)$ (сплошная кривая), $\varphi^{(s)} = 45^\circ (225^\circ)$ (штриховая кривая) и $\varphi^{(s)} = 0^\circ (180^\circ)$ (пунктирная кривая), построенные в координатах $\alpha = \omega_p^2(z_s)/\omega^2$ и $\theta_{out}^{(s)}$ для угла наклона магнитного поля $I = 77.5^\circ$, соответствующего месторасположению НС EISCAT ($69^\circ 35'$ с. ш., $19^\circ 14'$ в. д.).

зуя выражения (14), (17) и (18), вычислим соответственно величины $P(z_s)$, $K_{\perp}^2(z_s)$ и $C_{\varepsilon}^2(z_s)$ при $\theta_0 = 0$, подставив которые в (16), получим

$$Q(z_s) \sim Q_0(z_s) \frac{\omega_p^4(z_s)}{\omega^4} \frac{h_{0z}^4 + h_{0x}^4 \cos^4 \varphi^{(s)}}{\left(h_{0z}^2 + h_{0x}^2 \cos^2 \varphi^{(s)} \right)^2} \times \left[1 + \frac{4k_0^2 h_{0x}^2 L_{\perp}^2 \varepsilon_0(z_s) \cos^2 \varphi^{(s)}}{h_{0z}^2 + h_{0x}^2 \cos^2 \varphi^{(s)}} \right]^{-p/2}, \quad (19)$$

где $Q_0(z_s) = \frac{\pi k_0^4 \sigma_N^2(z_s)}{2 N_0^2(z_s)}$. Для спокойных ионосферных условий можно считать, что $\frac{\sigma_N^2(z_s)}{N_0^2(z_s)} = \text{const} \equiv \tilde{\sigma}_N^2$. Тогда $Q_0(z_s) = \frac{\pi k_0^4}{2} \tilde{\sigma}_N^2$. На рис. 6 показаны угловые распределения величины $10 \log [Q(z_s)/Q_0(z_s)]$, рассчитанные по формуле (19) с $p = 11/3$ при $L_{\perp}/\lambda_0 = 1$ (верхний рисунок) и $L_{\perp}/\lambda_0 = 5$ (нижний рисунок). Здесь $\lambda_0 = f/c = 2\pi/k_0$ – длина волны в свободном пространстве. Для того чтобы иметь возможность хотя бы грубого сопоставления этих данных с высотами рассеяния z_s (или соответствующими им значениями $\omega_p(z_s)$), на рисунках изображены изолинии $\alpha = \omega_p^2(z_s)/\omega^2 = 0.3$ (сплошная линия), $\alpha = 0.75$ (штриховая линия) и $\alpha = 0.99$ (пунктирная линия).

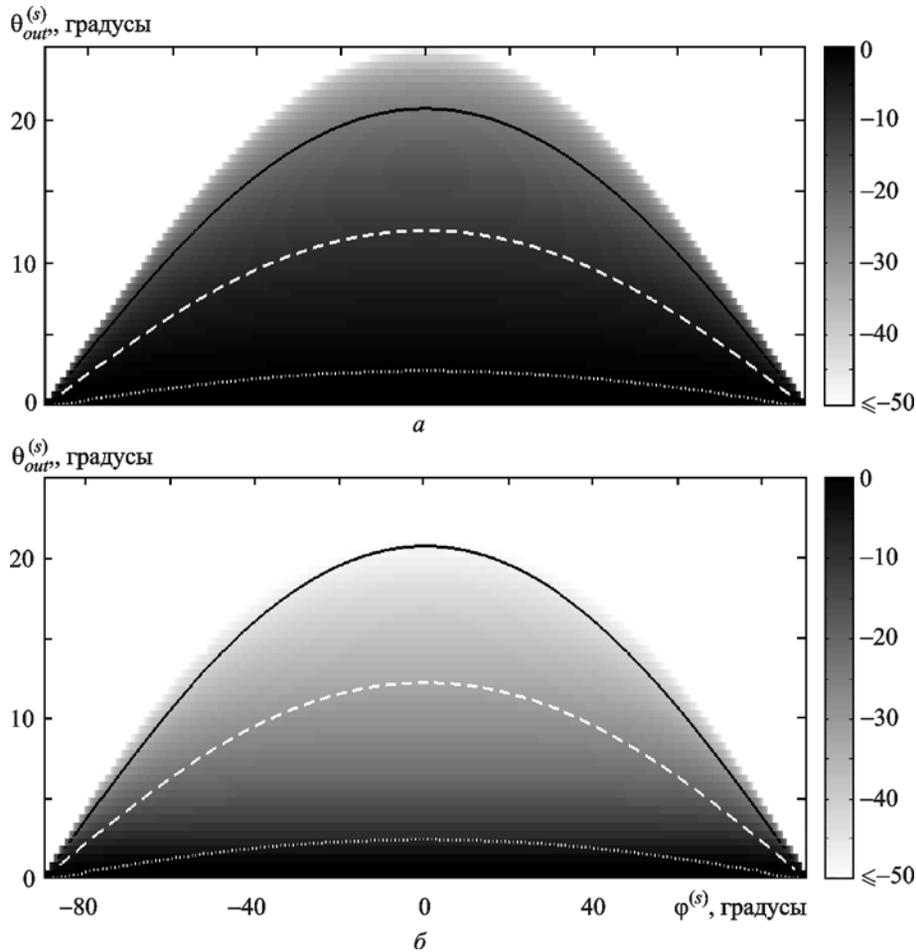


Рис. 6. Угловые распределения величины $10 \log [Q(z_s)/Q_0(z_s)]$, рассчитанные по формуле (19) с $p = 11/3$ при $L_{\perp}/\lambda_0 = 1$ (а) и $L_{\perp}/\lambda_0 = 5$ (б) для случая вертикального облучения ионосферы на широтах, соответствующих расположению НС EISCAT ($I = 77.5^\circ$). Сплошной, штриховой и пунктирной линиями показаны уровни $\alpha = \omega_p^2(z_s)/\omega^2 = 0.3$, $\alpha = 0.75$ и $\alpha = 0.99$ соответственно

Видно, что с ростом α (т. е. высоты рассеяния z_s) значение поперечника рассеяния увеличивается и достигает максимума при $\alpha = 1$, что соответствует $\theta_{out}^{(s)} = 0$. Это обусловлено как ростом $\sigma_N^2(z_s)$ (в силу предположения, что $\sigma_N^2(z_s) \sim N_0^2(z_s) \sim \omega_p^4(z_s)$), так и уменьшением второго слагаемого в квадратных скобках выражения (19), поскольку $\epsilon_0(z_s) \rightarrow 0$ при $z_s \rightarrow z_{cr}$. Последнее обстоятельство можно трактовать как увеличение длины волны исходного (падающего) поля в ионосфере при приближении к точке критического отражения, так как $k(z_s) = k_0 \sqrt{\epsilon_0(z_s)}$. Очевидно, с этим же связано и расширение азимутального распределения поперечника рассеяния при уменьшении $\theta_{out}^{(s)}$. Например, уже для $\theta_{out}^{(s)} \approx 5^\circ \div 10^\circ$ поперечник рассеяния практически изотропен в азимутальной плоскости, причем чем

меньше L_{\perp}/λ_0 , тем больше значение поперечника рассеяния. Это позволяет предположить, что при наличии нескольких ионосферных слоев (например, E и F) некоторая часть энергии рассеянной волны может быть захвачена в межслоевой ионосферный волновод. Поскольку такой волноводный канал характеризуется малым погонным затуханием ВЧ сигналов, вполне возможно, что именно он обеспечивал сверхдальнее распространение излучения НС EISCAT в экспериментах по наблюдению “эффекта саморассеяния” [3]. В этой связи рассмотрим возможность запитки межслоевого ионосферного волновода ракурсно-рассеянными сигналами более подробно.

Пусть в ионосфере имеются два слоя, например, E и F, которые характеризуются соответствующими критическими частотами, ω_{crE} и ω_{crF} , и высотами максимумов, z_{mE} и z_{mF} . Мини-

мальное значение плазменной частоты в межслоевой долине на высоте z_v , обозначим ω_v . Будем считать, что $\omega_{crF} \geq \omega$, т. е. волна частотой ω отражается от F-слоя (верхней “стенки” волновода) независимо от угла ее падения. Вполне очевидно, что межслоевой волновод может возбуждаться только полями, рассеянными в области высот $z_{mE} < z_s < z_{mF}$. Таким образом, прежде всего нужно, чтобы падающая волна проходила сквозь E-слой, т. е.

$$\omega \cos \theta_0 > \omega_{crE}.$$

Как следует из закона Снеллиуса, для того чтобы рассеянная компонента была захвачена волноводом, т. е. отражалась от E-слоя (нижней “стенки” волновода), необходимо выполнение следующего условия:

$$\sqrt{\epsilon_0(z_s)} \sin \theta^{(s)}(z_s) \geq \sqrt{\epsilon_0(z_{crE})},$$

которое с учетом (5) можно представить в виде, аналогичном (12),

$$\sin \theta^{(s)}(z_s) \geq \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_{crE}^2}{\omega^2 - \omega_p^2(z_s)}}, \quad (20)$$

где $\sin \theta^{(s)}(z_s)$ определяется формулой (8б).

Поскольку $\sin \theta^{(s)}(z_s) \leq 1$, из (20) следует, что рассеяние должно происходить в области высот $z_{mE} < z_s < z_F$, где $z_F \in [z_v, z_{mF}]$ определяется из уравнения $\omega_p(z) = \omega_{crE}$.

Дальнейший анализ проведем для параметров задачи, соответствующих условиям эксперимента по наблюдению “эффекта саморассеяния” излучения НС EISCAT [3]. Нас будет интересовать возможность запитки межслоевого ионосферного волновода в направлении приемных позиций, располагавшихся на УАС, вблизи Санкт-Петербурга (Россия) и в РАО. В выбранной системе координат для УАС $\varphi^{(s)} \approx 135^\circ$, а для двух других пунктов $\varphi^{(s)} \approx 225^\circ$. В большинстве сеансов нагрева излучение осуществлялось в направлении магнитного зенита на одной или двух близких частотах около 4.04 МГц. По данным ионозонда EISCAT во время экспериментов наблюдались мощные слои E, критические частоты которых были близки к частоте нагрева, а временами даже превышали ее. Для наших оценок зададим $f_{crE} = 3.9$ МГц. Как уже отмечалось в разделе 2, согласно [1] эффективная генерация ИИТ мощ-

ным ВЧ излучением происходит в области высот, на нижней границе которой, z_{UH} , выполняется условие верхнего гибридного резонанса (3), а на верхней, z_{cr} , – условие критического отражения (11). Поэтому для расчетов зададим область изменения $f_p(z_s)$ от значения $f_p(z_{UH}) = \sqrt{f^2 - f_H^2(z_{UH})}$, равного примерно 3.79 МГц при частоте волны накачки $f = 4.04$ МГц и $f_H \approx 1.4$ МГц, до $f_{crE} = 3.9$ МГц. Результаты вычислений для указанных выше параметров представлены на рис. 7. Здесь в координатах θ_0 (отсчет по радиусу), φ_0 (отсчет против часовой стрелки) приведены распределения величин $\sin \theta^{(s)}$, удовлетворяющих условию возбуждения межслоевого ионосферного волновода (формула (20)) на частоте 4.04 МГц, рассчитанные для $\varphi^{(s)} = 135^\circ$ и двух значений f_p , равных 3.79 МГц (а) и 3.87 МГц (в), а также соответствующие распределения величины $10 \log [Q(z_s)/Q_0(z_s)]$ при $p = 11/3$ и $L_\perp/\lambda_0 = 1$ (панели (б) и (г)). Значения указанных величин даны в оттенках серого (см. соответствующие шкалы справа). Как следует из анализа выражений (8) и (17), распределения $\sin \theta^{(s)}$ для $\varphi^{(s)} = 225^\circ$ будут такими же, как на рис. 7, а, в, а распределения $10 \log [Q(z_s)/Q_0(z_s)]$ отобразятся зеркально относительно линии $\varphi_0 = 180^\circ$. Заметим, что границы области захвата ракурсно-рассеянного сигнала межслоевым ионосферным волноводом определяются по уровню $\sin \theta^{(s)}(z_s) = \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_{crE}^2}{\omega^2 - \omega_p^2(z_s)}}$ (см. выражение (20)), равному примерно 0.754 при $f_p = 3.79$ МГц и 0.909 при $f_p = 3.87$ МГц. Штриховой линией на рисунке показана диаграмма направленности НС EISCAT по уровню половинной мощности. Видно, что для заданной ориентации передающей антенны возможность волноводного распространения в направлениях $\varphi^{(s)} = 135^\circ$ и $\varphi^{(s)} = 225^\circ$ реализуется в весьма узкой области углов вблизи значений $\theta_0 \approx 15^\circ$ и $\varphi_0 = 180^\circ$, характерные размеры которой, например, при $f_p = 3.87$ МГц составляют около $\pm 15^\circ$ по азимуту и менее 1° по углу θ_0 (см. рис. 7, а). При этом линейные размеры области, например, на высоте 200 км, равны приблизительно $45 \div 50$ км поперек магнитного меридиана и $3 \div 4$ км вдоль. Заметим, что, как следует из анализа выражений (8), этот случай соответствует рассеянию отражен-

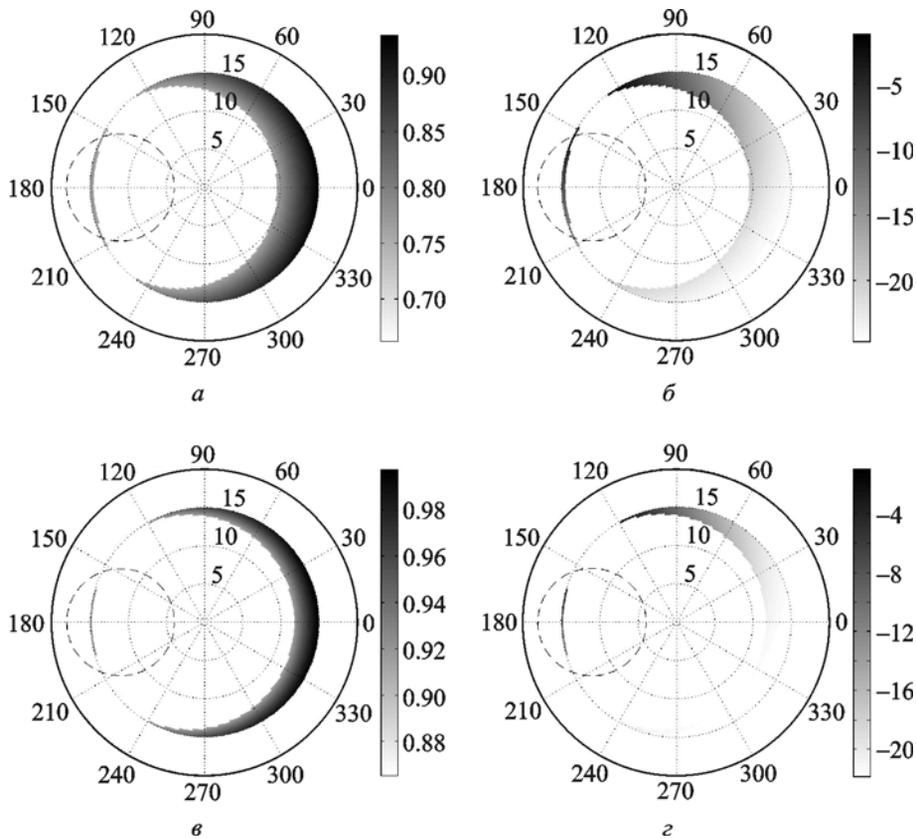


Рис. 7. Распределения величин $\sin \theta^{(s)}$, удовлетворяющих условию возбуждения межслоевого ионосферного волновода (формула (20)) на частоте 4.04 МГц в координатах θ_0 (отсчет по радиусу), ϕ_0 (отсчет по кругу против часовой стрелки), рассчитанные для $\varphi^{(s)} = 135^\circ$ и двух значений f_p , равных 3.79 МГц (а) и 3.87 МГц (в), а также соответствующие распределения величины $10 \log [Q(z_s)/Q_0(z_s)]$ при $p = 11/3$ и $L_\perp/\lambda_0 = 1$ (панели (б) и (г)). Значения указанных величин даны в оттенках серого (см. соответствующие шкалы справа). Пунктирной линией показана диаграмма направленности НС EISCAT по уровню половинной мощности

ных от ионосферы сигналов. Значение величины $10 \log [Q(z_s)/Q_0(z_s)]$ в данном диапазоне углов меняется незначительно, примерно от -4 до -12 (см. рис. 7, б). При увеличении f_p , т. е. при приближении высоты рассеяния z_s к высоте критического отражения z_{cr} , угловые, а значит и линейные, размеры данной области уменьшаются приблизительно в 2 раза (см. рис. 7, в), а поперечник рассеяния меняется незначительно (см. рис. 7, г).

В свете проведенного анализа объяснение “эффекта саморассеяния”, предложенное в [3], представляется весьма правдоподобным. Действительно, по данным радара НР EISCAT во время экспериментов в области высот 100 ÷ 200 км наблюдались достаточно сильные вариации электронной концентрации, которые могли оказывать существенное влияние на ДСЧ и амплитуду сигналов НС. В частности, это подтверждается ре-

зультатами компьютерного моделирования вариаций ДСЧ, приведенными в разделе 2. Поскольку угловые размеры области рассеяния, ответственной за запитку межслоевого ионосферного волновода в направлении расположения приемных позиций, весьма малы, можно полагать, что соответствующие траектории нагревного сигнала на восходящем участке проходят через одни и те же неоднородности нижней ионосферы, а значит, в равной степени подвергаются их влиянию. Затем отразившиеся от ионосферного слоя F сигналы рассеиваются на ими же созданных магнитоориентированных неоднородностях и распространяются в направлении пунктов наблюдения с помощью волноводного механизма. Учитывая, что область рассеяния, обеспечивающая волноводное распространение в данных направлениях, одна и та же, а траектории сигналов в межслоевом волноводе практически не под-

вержены влиянию нижней ионосферы, можно ожидать, что вариации ДСЧ и амплитуды сигналов в разных приемных пунктах будут похожими. Вероятно, подобный эффект и наблюдали авторы работы [3] в экспериментах по одновременной регистрации излучения НС EISCAT на УАС “Академик Вернадский”, в РАО РИ НАНУ (Украина) и вблизи Санкт-Петербурга (Россия). Конечно, остается открытым вопрос о выводе энергии из межслоевого волновода. Эта проблема требует специального исследования с использованием информации об ионосферных параметрах вдоль трассы распространения, которое не являлось предметом настоящей работы.

4. Заключение

Таким образом, в статье рассмотрен один из возможных механизмов, позволяющий объяснить синхронные вариации амплитуды и ДСЧ сигналов НС EISCAT в нескольких сильно разнесенных в пространстве приемных пунктах [3]. В частности, ДСЧ, наблюдавшееся в экспериментах [3], скорее всего, обусловлено флуктуациями электронной концентрации в нижней части ионосферы вдоль восходящего участка траекторий, практически одинаковых для всех радиотрасс, что подтверждается результатами численного моделирования с использованием данных радара НР EISCAT. Затем сигнал нагревного стенда рассеивался на им же созданных ионосферных неоднородностях и далее распространялся волноводной модой, практически не испытывая влияния нижней ионосферы. Это предположение хорошо согласуется с результатами анализа характеристик рассеяния ВЧ сигналов магнитоориентированными случайными плазменными неоднородностями. Расчеты выполнены в приближении метода малых возмущений геометрической оптики для изотропной плоскостной (в среднем) ионосферы, т. е. предполагалось, что как падающая, так и рассеянная электромагнитные волны распространяются вдоль невозмущенных траекторий. Получено уравнение так называемого конуса ракурсного рассеяния, связывающее траекторные характеристики падающей и рассеянной в ракурсном направлении компонент сигнала. В борновском приближении рассчитан поперечник рассеяния ионосферного слоя с анизотропными неоднородностями электронной концентрации, соответствующий

направлению ракурсного рассеяния, при падении на него плоской электромагнитной волны. Для случая вертикального падения проанализированы зависимости интенсивности рассеянной компоненты (поперечника рассеяния) и угла выхода сигнала из ионосферного слоя от направления и высоты рассеяния. Получено условие запитки межслоевого ионосферного волновода ракурсно-рассеянными сигналами с заданной ориентацией горизонтальной проекции волнового вектора. Расчеты характеристик рассеяния с использованием реальных ионосферных данных, соответствующих условиям проведения экспериментов по наблюдению “эффекта саморассеяния” [3], свидетельствуют о возможности реализации такого механизма.

Полученные результаты могут быть полезны при обработке и интерпретации данных экспериментов по наблюдению рассеяния ВЧ сигналов естественными и искусственными ионосферными неоднородностями, разработке новых методов диагностики турбулентной составляющей околоземной плазмы, а также при исследовании механизмов дальнего и сверхдальнего распространения ВЧ электромагнитного излучения.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность проф. Ю. М. Ямпольскому за полезные замечания при обсуждении работы, а также Василию Белею и Майклу Ритвелду за предоставленные данные радара НР EISCAT. Работа выполнена в соответствии с планами НИР “Ятаган-2” (номер госрегистрации 0011U000063) и “Збурення” (номер госрегистрации 0111U003979) при частичной финансовой поддержке партнерского проекта УНТЦ № P-524.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере // Успехи физических наук. – 2007. – Т. 177, № 11. – С. 1145–1177.
2. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. – М.: Наука, 1984. – 392 с.
3. Зализовский А. В., Кащеев С. Б., Ямпольский Ю. М., Галушко В. Г., Белей В. С., Айшем Б., Ритвелд М. Т., Ла Хоз С., Брекке А., Благовещенская Н. Ф., Корниенко В. А. Спектральные особенности КВ сигнала нагревного стенда EISCAT в Европе и Антарктике // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, № 3. – С. 261–273.

4. Bennett J. A. The ray theory of Doppler frequency shifts // Austr. J. Phys. – 1968. – Vol. 21. – P. 259–272.
5. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. – М.: Наука, 1978. – 463 с.
6. Davies K. Ionospheric Radio. – London, U.K.: Peter Peregrinus Ltd, 1990. – 580 pp.
7. Безродний В. Г., Галушко В. Г., Райнши Б. В. Ракурсное рассеяние ВЧ радиоволн на магнитоориентированных неоднородностях плоскостной ионосферы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2011. – Т. 16, № 1. – С. 33–42.
8. Akasofu S. I. and Chapman S. Solar-Terrestrial Physics. – Oxford: Clarendon Press, 1972. – 901 pp.
9. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980. – 304 с.

В. Г. Галушко, В. Г. Безродний, О. В. Колосков,
А. В. Зализовский

Радиоастрономічний інститут НАН України,
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

ЩОДО МОЖЛИВОГО МЕХАНІЗМУ “ЕФЕКТУ САМОРОЗСІЮВАННЯ” ПОТУЖНИХ ВЧ СИГНАЛІВ В ІОНОСФЕРІ

Запропоновано можливе пояснення “ефекту саморозсіювання”, що був виявлений в експериментах зі спостереження за випромінюванням нагрівного стенда EISCAT у трьох сильно рознесених у просторі пунктах і полягав у синхронних варіаціях рівнів та доплерівських зсувів частоти (ДЗЧ) сигналів на всіх приймальних позиціях. Зокрема, виконано чисельне моделювання з використанням даних радара некогерентного розсіювання EISCAT та показано, що девіації фазового шляху на висхідній ділянці траєкторії поширення хвилі накачки могли відігравати визначальну роль у виникненні синхронних варіацій ДЗЧ саморозсіюваних сигналів, що спостерігалися в експерименті. Крім того, розраховано характеристики розсіювання ВЧ полів у ракурсному напрямку з урахуванням регулярної рефракції в іоносфері та розглянуто умови збудження міжшарового іоносферного хвильоводу в заданому напрямку ракурсно-розсіяними сигналами.

Розрахунки виконано методом геометричної оптики у борнівському наближенні для анізотропної ступеневої моделі спектру випадкових неоднорідностей верхньої іоносфери. Показано, що розглянутий механізм забезпечує практично однакові характеристики розсіювання сигналів у напрямку всіх трьох приймальних пунктів.

V. G. Galushko, V. G. Bezrodny, A. V. Koloskov,
and A. V. Zalizovski

Institute of Radio Astronomy, National Academy
of Sciences of Ukraine,
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

A POSSIBLE MECHANISM OF THE “SELF-SCATTERING EFFECT” OF POWERFUL HF SIGNALS IN THE IONOSPHERE

The paper suggests a possible explanation to the “self-scattering effect” which has been revealed in the experiments on monitoring the EISCAT heater emissions at three greatly dispersed sites and consisted in synchronous variations in the signal amplitudes and Doppler frequency shifts as observed at all the receiving positions. In particular, numerical simulations have been performed with the use of data from the EISCAT incoherent scatter radar which results show that phase path deviations at the upgoing segment of the pump wave trajectory might play the determinative role in producing synchronous variations in the Doppler frequency shifts of the self-scattered signals observed in the experiments. In addition, the characteristics of HF fields scattered in aspect-sensitive directions are determined with allowance for the regular refraction effects in the ionosphere, and a condition for excitation of the ionospheric interlayer duct channel by HF signals aspect-sensitive scattered in a given direction is analyzed. The geometrical optics calculations are made within the Born approximation for an anisotropic power-law model spectrum of random irregularities of the upper ionosphere. It is shown that the suggested mechanism could provide practically identical HF signal scattering characteristics toward all the three receiving sites.

Статья поступила в редакцию 08.05.2012