

**ПРОНИКНОВЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛНОВОДНЫХ МОД
В ВЕРХНЮЮ АТМОСФЕРУ****PENETRATION OF INTERNAL GRAVITY WAVEGUIDE MODES
INTO THE UPPER ATMOSPHERE****Г.В. Руденко***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, rud@iszf.irk.ru***И.С. Дмитриенко***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, dmitrien@iszf.irk.ru***G.V. Rudenko***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, rud@iszf.irk.ru***I.S. Dmitrienko***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, dmitrien@iszf.irk.ru*

Аннотация. Настоящая работа посвящена описанию ВГВ волноводных мод с помощью диссипативного решения над источником [Руденко, Дмитриенко, 2015]. Такое описание сравнивается с их описанием на основе решений бездиссипативных уравнений — как точных, так и в ВКБ-приближении. Показано, что дисперсионные соотношения для волноводных возмущений, рассчитываемые любым из методов, близки друг другу и хорошо согласуются с наблюдаемыми характеристиками перемещающихся ионосферных возмущений. Использование диссипативного решения над источником позволяет, в отличие от остальных методов, адекватно описать пространственную структуру возмущения в верхней атмосфере.

Ключевые слова: ВГВ, волноводное распространение, ПИВ.

Abstract. The paper deals with the description of the internal gravity waveguide modes using dissipative solutions above the source [Rudenko, Dmitrienko, 2015]. Such description is compared with the accurate approach and the WKB approximation for the dissipationless equations. It is shown that for waveguide disturbances, dispersion relations calculated by any of the methods are close to each other and are in good agreement with the observed characteristics of traveling ionospheric disturbances. The use of dissipative solutions over the source allows us, in contrast to other methods, to adequately describe the spatial structure of perturbations in the upper atmosphere.

Keywords: IGW, waveguide propagation, TIDs.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию свойств захваченных атмосферных мод, простирающихся на большие высоты. Описание таких мод может быть получено с помощью диссипативного решения над источником (ДРНИ) [Руденко, Дмитриенко, 2015]. Действительно, ДРНИ удовлетворяет верхнему граничному условию для захваченных мод — непотуплению энергии сверху, а так как источник в задаче о захваченных модах отсутствует, ДРНИ справедливо во всей атмосфере. ДРНИ может принимать на поверхности Земли, вообще говоря, произвольные значения. Таким образом, задача поиска решений для захваченных мод сводится к задаче выбора ДРНИ, удовлетворяющих нижнему граничному условию для захваченных мод — нулевой вертикальной скорости на поверхности Земли; это граничное условие определяет дисперсионное уравнение для захваченных мод.

Мы рассматриваем ВГВ-моды волновода, создаваемого температурной стратификацией нижней атмосферы. Такие моды даже без учета атмосферной диссипации не могут описываться решениями с действительными собственными значениями вследствие подбарьерного просачивания из волновода.

Так что, строго говоря, рассматриваемые захваченные моды являются не отдельными дискретными модами, а коллективными. Однако с точки зрения нашей задачи это обстоятельство существенно только тем, что мы должны строить решение над источником с комплексными частотой или волновым числом — в отличие от [Руденко, Дмитриенко, 2015], где для расчетов использовались действительные параметры частоты и волнового числа. Мы в настоящей работе полагаем заданной действительную частоту и находим соответствующее ей комплексное горизонтальное волновое число, при котором ДРНИ удовлетворяет нижнему граничному условию. Такое ДРНИ и представляет собой волноводную моду. Согласно [Руденко, Дмитриенко, 2015], ДРНИ образуется посредством соединения трех решений: аналитического решения для верхней части атмосферы (R^I), рассматриваемой в рамках изотермического приближения и численных решений для реальной неизотермической диссипативной атмосферы в средней части (R^{II}) и для реальной неизотермической в рамках приближения малой диссипации в нижней части (R^{III}). Таким образом, получаемые для волноводных мод решения дают связь их амплитуды и других параметров в нижней атмосфере с их параметрами в верхней изотермической атмосфере.

Возможность описания амплитудных характеристик волноводных мод на больших высотах является крайне важной, прежде всего с точки зрения их экспериментального обнаружения. Несмотря на то что энергия волноводных мод в основном сосредоточена на низких высотах в области их захвата, в силу экспоненциального роста относительных величин возмущений, связанного с падением атмосферной плотности, мы имеем лишь опосредованную возможность их наблюдения преимущественно в верхней части атмосферы. В этой области относительные значения возмущенных величин велики по сравнению с их значениями в нижней части атмосферы и на тех высотах, где возмущения еще не совсем подавлены диссипацией, они могут приводить к значительным возмущениям заряженной компоненты ионосферы. Именно благодаря «невидимому» распространению ВГВ вниз мы наблюдаем весьма распространенное явление перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ).

Работа организована следующим образом. В секции 1 описана применяемая для расчетов модель атмосферы. Секция 2 посвящена построению и анализу волноводных мод спектрального диапазона ВГВ. Мы сравниваем решения волноводной задачи, построенные с помощью ДРНИ, с решениями для бездиссипативного приближения, полученными как ВКБ-методом, так и численными методами. Такие сравнения преследуют сразу две цели. Во-первых, они позволяют достичь ясности в понимании влияния диссипации на основные характеристики волноводного распространения: дисперсионные соотношения, волноводное просачивание и горизонтальное затухание волноводных мод. Во-вторых, они являются дополнительными тестами к тестам [Руденко, Дмитриенко, 2015] как метода получения ДРНИ, так и соответствующих кодов. Мы получаем дисперсионные свойства и полное описание высотной структуры всех компонент возмущения. В полученном волноводном решении присутствуют все характерные особенности захваченных ВГВ в реальной атмосфере: локализация вследствие температурной стратификации; просачивание через область непрозрачности; качественные изменения волновой структуры, связанные с диссипативным характером распространения возмущения в верхней атмосфере. Мы получаем полную информацию о всей высотной структуре волноводных мод, которая непосредственно может быть использована для установления количественного соответствия ВГВ-мод с ПИВ. Мы показываем, что наши волноводные решения хорошо согласуются с основными характеристиками ПИВ, следующими из наблюдений: соотношениями периодов с пространственными масштабами, горизонтальным затуханием, величинами полной фазовой скорости распространения, наклонами фазовых фронтов.

Следует отметить, что волноводные моды исследовались в давних работах [Francis, 1973a, b] и их результаты широко используются и в теоретических работах, и в интерпретации наблюдений различных возмущений, в том числе и в верхней атмосфере [Shibata, Okuzawa, 1983; Afraimovich et al., 2001;

Vadas, Liu, 2009; Vadas, Nicolls, 2012; Idrus et al., 2013; Heale et al., 2014; Hedlin, Drob, 2014 и др.]. В работах [Francis, 1973a, b] были получены дисперсионные характеристики и вертикальные структуры волноводных мод. В работе [Francis, 1973b] было показано, что одна или две нижние ВГВ-моды способны за счет волноводного просачивания присутствовать на ионосферных высотах. Метод Фрэнсиса может рассчитывать достаточно хорошо структуру волновых возмущений в нижней части атмосферы и дисперсионные характеристики захваченных неоднородностями нижней атмосферы мод. Детально метод Фрэнсиса с точки зрения его применимости в верхней атмосфере обсужден в [Руденко, Дмитриенко, 2015]. Здесь мы отметим только то обстоятельство, что особенности метода Фрэнсиса, состоящие в использовании всюду понижения порядка дифференциальных уравнений, допустимого только при слабой диссипации, в действительности не позволяют получить правильного описания возмущений в верхней атмосфере. В отличие от метода Фрэнсиса в нашем методе построения ДРНИ мы используем понижение порядка волновых уравнений до второго (в собственном варианте) только для области высот малой диссипации, где это вполне оправданно. Поэтому наш метод, в отличие от метода Фрэнсиса, позволяет адекватно описывать верхнеатмосферные возмущения.

1. МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ

Наши вычисления мы проводим на модели атмосферы, задаваемой высотным профилем невозмущенной температуры $T_0(z)$ согласно распределению NRLMSISE-2000 с географическими координатами Иркутска для местного полудня зимнего солнцестояния:

$$p_0(z) = p_0(0)e^{-\frac{g}{R} \int_0^z \frac{1}{T_0(z')} dz'}, \quad p_0(0) = 1.01 \text{ Па};$$

$$\rho_0(z) = \rho_0(0)e^{-\frac{g}{R} \int_0^z \frac{1}{T_0(z')} dz'}, \quad \rho_0(0) = 287.0 \text{ г/м}^3.$$

Здесь p_0, ρ_0 — невозмущенные величины давления и плотности; z — вертикальная координата, отсчитываемая от поверхности Земли; $g=9.807 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения, $R=287 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ — универсальная газовая постоянная. Мы учитываем, что атмосфера обладает теплопроводностью, полагая ее динамический коэффициент постоянным.

Поскольку для нашего метода построения волновых решений кроме распределения невозмущенной температуры необходимы также ее первая, вторая и третья производные (см. [Руденко, Дмитриенко, 2015]), мы используем в качестве модели для расчетов аппроксимацию модели NRMSIS, обладающую гладкостью вплоть до третьей производной:

$$T(z > 430) = 944.4,$$

$$T(95.3 < z \leq 430) = \left[\cos \left(\frac{\pi}{2} \left(\frac{430 - z}{430 - 95.3} \right)^6 \right) \right]^3 - 1 \times \quad (1)$$

$$\times (944.4 - 185.4) + 944.4,$$

$$\begin{aligned}
 T(46 < z \leq 95.3) &= -\left[\cos\left(\frac{\pi}{2}\left(\frac{95.3-z}{95.3-46}\right)^2\right) \right]^3 - 1 \times \\
 &\times (257 - 185.4) + 185.4, \\
 T(20 < z \leq 46) &= \left[\cos\left(\frac{\pi}{2}\left(\frac{z-20}{46-20}\right)^2\right) \right]^3 - 1 \times \\
 &\times (215.1 - 257) = 215.1, \\
 T(0 < z \leq 20) &= \left[\cos\left(\arccos(0.5^{3/2})\left(\frac{20-z}{20}\right)^2\right) \right]^3 - 1 \times \\
 &\times (215.1 - 270.1) + 215.1.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Исходная зависимость $T_0(z)$ и ее аппроксимация представлены на рис. 1.

При выборе модели для зимнего периода мы ориентировались на то, что наши результаты в наибольшей степени можно сравнить с имеющимися конкретными наблюдениями для нашего региона во время наиболее уверенного приема ПИВ. В летний период у нас они практически не наблюдаются. Этому могут быть две причины: либо источники возмущений себя не проявляют, либо для этого периода нарушаются условия волноводного запира- ния по предполагаемым трассам распространения. Для предметного обсуждения таких факторов необ- ходим отдельный анализ возможных трасс волно- водного распространения при различных положениях источников и пунктов приема.

2. ВГВ-ВОЛНОВОД

В данной секции мы рассмотрим низкочастот- ные ВГВ-возмущения, проявляющиеся на ионо- сферных высотах вдали от порождающих их исто- чников. Поскольку такие волны не могут захва- тываться в верхней атмосфере (приближенно изо- термической), остается только возможность их ин- терпретации как возмущений, просачивающихся из ВГВ-волновода, имеющего место на более низких высотах [Hines, 1960].

Мы далее сравниваем три способа решения вол- новодной задачи: 1) ВКБ-описание без учета дисси- пации; 2) численное решение краевой задачи без учета диссипации; 3) решение волноводной задачи с использованием ДРНИ [Руденко, Дмитриенко, 2015]. Сначала приведем необходимые формулы для каждого из методов.

3.1. Уравнения для волноводной задачи

1. ВКБ-приближение без учета диссипации

Из системы уравнений (7) [Руденко, Дмитриенко, 2015] в главном порядке ВКБ-приближения нетрудно получить квадрат волнового числа в виде

$$(k_z^{\text{ВКБ}})^2 = U(z),$$

где

$$U(z) = -\frac{1}{4} \frac{\gamma^2 g^2}{c_s^4} + (\gamma - 1) \frac{k^2 g^2}{c_s^2 \omega^2} + \frac{\omega^2}{c_s^2} - k_x^2. \tag{2}$$

Мы используем в настоящей работе те же обозна- чения, что и в работе [Руденко, Дмитриенко, 2015].

Обсудим приведенный на рис. 2 профиль функции U для произвольно выбранных волновых парамет- ров ω и k_x ($T_w = \frac{2\pi}{\omega} = 90$ мин, $\lambda_{\text{гор}} = \frac{2\pi}{k_x} = 1390$ км.

Хорошо видно, что волноводная локализация воз- можна в области распространения ниже высоты z_1 за счет верхней запирающей стенки, создаваемой от- рицательными значениями U в области $z_1 < z < z_2$. Выше z_2 начинается область свободного распро- странения в вертикальном направлении, в которую может просачиваться часть энергии волноводной моды. Заметим, что характерной особенностью рас- сматриваемой задачи является сильная вариация формы и значений U в зависимости от волновых параметров ω и k_x . Претерпевают изменения также и значения высот z_1 и z_2 .

Можно показать, что в случае подбарьерного просачивания условие волноводного запира- ния с просачиванием в ВКБ-приближении может быть представлено модифицированным условием кванто- вания Бора–Зоммерфельда (MBSCQ) с комплекс- ными точками поворота

$$\begin{aligned}
 \int_C \sqrt{U} dz &\approx \pi \left(\frac{1}{2} + n \right) + i \exp \left[-2 \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{U_0(z)} dz \right] \equiv \\
 &\equiv \pi \left(\frac{1}{2} + n \right) + iQ, \quad n = 0, 1, \dots
 \end{aligned} \tag{3}$$

Условие (3) дает дисперсионные соотношения между действительными частотами ω и комплекс- ными волновыми числами k_x с малой мнимой ча- стью, отражающей степень горизонтального затуха- ния волноводной моды с номером n . Контур инте- грирования C интеграла левой части равенства (3) начинается с нулевой высоты z_0 и заканчивается в комплексной точке поворота z_{c1} , близкой к действи- тельной точке поворота $z_1(U(z_1), \omega, \text{Re}k_x)$. Кроме того, если существуют внутренние (комплексные) точки поворота, мы полагаем, что контур C также проходит через эти точки (в наших расчетах для простоты участки контура C с $\text{Re}U(z) < 0$ не учиты- ваются). Интеграл в аргументе экспоненты в правой части (3) полагаем действительным; индекс 0 функ- ции U в подынтегральном выражении означает, что она является функцией действительной части k_x и действительного z : $U_0(z) = U(z, \omega, \text{Re}k_x)$. Уравнение (3) решаем методом возмущений. Из уравнения

$$\int_0^{z_1} \sqrt{|U_0(z)|} dz - \pi \left(\frac{1}{2} + n \right) = 0 \tag{4}$$

для выбранной действительной ω находим действи- тельный корень k_{0x} уравнения (4). Далее вводим обозначения

$$\begin{aligned}
 \int_C \sqrt{U} dz &\approx \pi \left(\frac{1}{2} + n \right) + i \exp \left[-2 \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{U_{0(z)}} dz \right] \equiv \\
 &\equiv \pi \left(\frac{1}{2} + n \right) + iQ, \quad n = 0, 1, \dots,
 \end{aligned}$$

$$k_x = k_{0x}(1 + i\delta), \quad U(z) = U_0(z) + k_{0x} i \delta \frac{\partial}{\partial k_x} U_0. \tag{5}$$

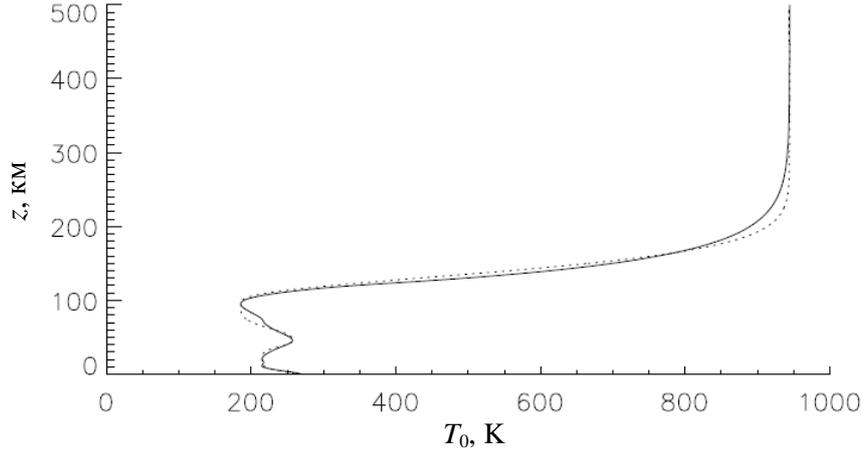


Рис. 1. Исходное распределение температуры — сплошная линия; аппроксимация — точечная линия

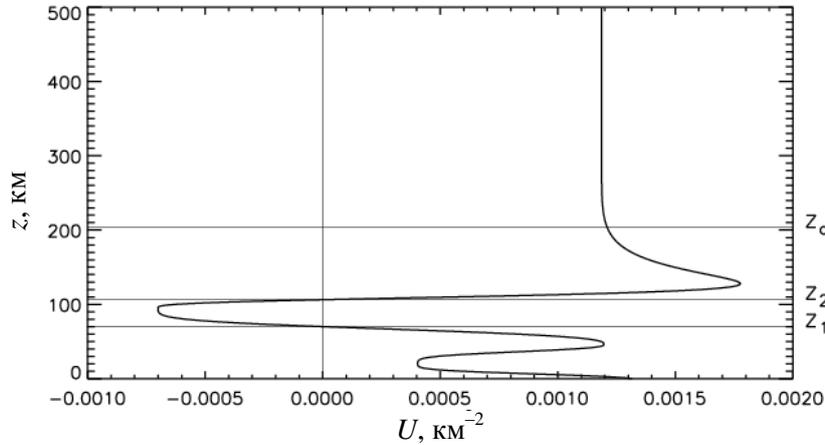


Рис. 2. Характерное высотное распределение функции U

Подставляя (5) в (3) и учитывая комплексность точек поворота z_{cj} контура интегрирования интеграла левой части равенства (3), получаем уравнение на комплексную добавку горизонтального волнового вектора:

$$\delta \frac{1}{2} \int_0^{z_1} \frac{k_{0x}}{\sqrt{U_0}} \left(\frac{\partial}{\partial k_x} U_0 \right) dz + \delta^{3/2} \frac{2}{3} e^{3i\pi/4} k_{0x}^{3/2} \sum_j \left[\frac{(\partial U_0 / \partial k_x)^{3/2}}{|\partial U_0 / \partial z|} \right]_{z=z_j} = Q. \quad (6)$$

Уравнение (6) на $\delta^{1/2}$ имеет три корня, из которых мы выбираем один, соответствующий затухающую волноводной моды.

2. Краевая задача (BVP, Boundary Value Problem) без учета диссипации

Краевую задачу удобнее всего сформулировать на основе дифференциального уравнения второго порядка на возмущенную вертикальную скорость v_z . Такое уравнение нетрудно получить, используя систему уравнений (2), (9), (10) из работы [Руденко, Дмитриенко, 2015]:

$$\begin{aligned} p' &= a_{11}p + a_{12}v_z, \\ v_z' &= a_{21}p + a_{22}v_z, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{p'_0}{\gamma p_0}; \quad a_{12} = i\omega \rho_0 \left(1 - \frac{\omega_N^2}{\omega^2} \right), \\ a_{21} &= -\frac{i\omega}{\rho_0} \left(\frac{p'_0}{\gamma p_0 g} + \frac{k_x^2}{\omega^2} \right); \quad a_{22} = -\frac{p'_0}{\gamma p_0}. \end{aligned}$$

Дифференцируем 2-е уравнение из (7):

$$v_z'' = a_{21}p' + a_{22}v_z' + a'_{21}p + a'_{22}v_z. \quad (8)$$

Затем, используя для p' 1-е уравнение из (7) и выражая p из 2-го уравнения из (7):

$$p = \frac{1}{a_{21}} (v_z' - a_{22}v_z), \text{ получаем уравнение на } v_z:$$

$$v_z'' + P v_z' + B = 0,$$

$$P = -a_{11} - a_{22} - (\ln a_{21})' = \frac{T'_0}{T_0 \left(\frac{\omega^2}{k^2 c_s^2} - 1 \right)} - \frac{\gamma g}{c_s^2},$$

$$\begin{aligned} B &= -a_{21}a_{12} + a_{11}a_{22} + a_{22} (\ln a_{21})' - a'_{22} = \\ &= -\frac{g}{c_s^2} P - \left(\frac{g}{c_s^2} - \frac{T'_0}{T_0} \right) \frac{g}{c_s^2} + \frac{g}{c_s^2} \left(\frac{\omega^2}{c_s^2} k^2 \right) \left(1 - \frac{\omega_N^2}{\omega^2} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Краевую задачу для уравнения (9) удобно решать с использованием соответствующего нелинейного уравнения Риккати:

$$G' - PG - BG^2 - 1 = 0, \quad (10)$$

где G связана с v_z соотношением

$$Gv'_z = v_z. \quad (11)$$

Функция G волноводного решения должна удовлетворять верхнему и нижнему краевым условиям. Вверху ($z=z_\infty \rightarrow +\infty$) функция G должна соответствовать убегающей вверх волне:

$$G(z_\infty) = -\left(\frac{1}{2}P_\infty + i\sqrt{B_\infty - \frac{1}{4}P_\infty}\right)^{-1}. \quad (12)$$

В численной реализации высота z_∞ выбиралась равной 430 км, выше которой в нашей модели функция U постоянна. Внизу ($z=0$) мы полагаем

$$G(0)=0. \quad (13)$$

Это условие, согласно (11), эквивалентно условию равенства нулю функции v_z .

Решая начальную задачу Коши (10), (12) на функцию G , мы определяем значения дисперсионной функции, которая должна удовлетворять условию

$$D(\omega, k_x) = G(0, \omega, k_x) = 0. \quad (14)$$

Формально уравнение (14) мы можем решать, полагая действительным либо первый, либо второй аргумент дисперсионной функции D . В первом случае мы будем иметь моды, затухающие (в силу неэрмитовости задачи) в горизонтальном направлении распространения, во втором — моды, затухающие во времени. В данной работе мы ограничиваемся анализом мод с действительными значениями частоты ω . Вертикальная пространственная структура моды для пары дисперсионных значений ω и k_x , удовлетворяющих уравнению (14), может быть получена путем численного решения задачи Коши на уравнения (9) с начальным условием $v_z(0)=0$, $v'_z(0)=1$, соответствующим выбору граничного условия (13) для функции G .

3. Решение волноводной задачи с использованием ДРНИ (BVPD, boundary value problem with dissipation)

Поскольку граничные условия на верхней границе для волноводных мод те же, что и для ДРНИ [Руденко, Дмитриенко, 2015], для решения волноводной задачи достаточно выбрать ДРНИ, удовлетворяющие условию равенства нулю вертикальной скорости на поверхности Земли. Таким образом, соответствующее дисперсионное уравнение принимает вид

$$D(\omega, k_x) = v_z(0, \omega, k_x) = 0. \quad (15)$$

Оно является комплексным вследствие просачивания через барьер и наличия диссипации.

3.2. Численные расчеты характеристик внутренних гравитационных волноводных мод

Прежде всего при расчетах волноводных мод был установлен тот факт, что для частотного диапазона, соответствующего ПИВ на выбранной модели

атмосферы, существует только одна безузловая волноводная мода с $n=0$. Это показали все алгоритмы, описанные в 3.1. Для возможности общего анализа характеристик распространения полученной волноводной моды на одном рис. 3 приводятся:

- дисперсионная зависимость горизонтальной длины волны от периода колебаний (сплошная кривая — одинаковая для задач BVPD и BVP; точечная — MBSCQ);
- характеристики волны просачивания, формально отнесенные к $z=z_c$: полная фазовая скорость (штриховая кривая); вертикальная групповая скорость (штрихпунктир); вертикальная длина волны (штрих с тремя точками).

Рисунок 4 представляет характеристики горизонтального затухания 0-моды: BVPD — сплошная кривая; BVP — штриховая кривая; MBSCQ — пунктир.

Отметим наиболее важные моменты:

- Рассмотренный случай модельной атмосферы показал существование только одной моды. Поскольку

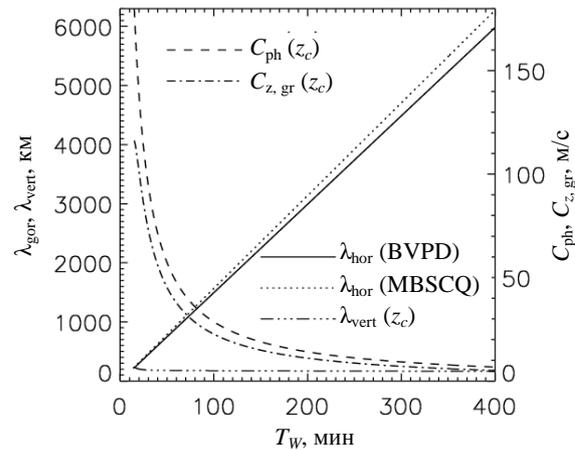


Рис. 3. Волноводные характеристики 0-моды: горизонтальная длина волны, BVPD=BVP (сплошная кривая); горизонтальная длина волны, MBSCQ (точечная кривая); полная фазовая скорость убегающей волны (штриховая кривая); вертикальная групповая скорость убегающей волны (штрихпунктир); вертикальная длина убегающей волны (штрих с тремя точками)

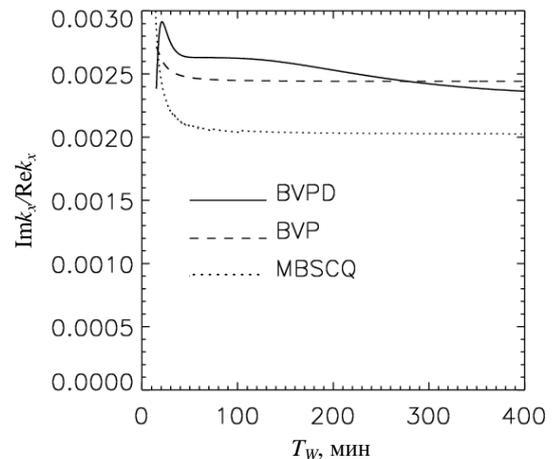


Рис. 4. Горизонтальное затухание 0-моды: BVPD — сплошная кривая; BVP — штриховая кривая; MBSCQ — пунктир

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов

	Elevation ($T_W=82$ мин)	Elevation ($T_W=182$ мин)	Velocity ($T_W=82$ мин)	Velocity ($T_W=182$ мин)
P2	$[-78^\circ, -71^\circ]$	$[-86^\circ, -731^\circ]$	[18, 28](м/с)	[19.5, 32](м/с)
Наша	-82°	-86°	35 (м/с)	15.6 (м/с)

выбранное время модели для рассмотренной географической локализации отвечает наиболее частым фактам обнаружения ионосферных возмущений, можно предположить, что реализация условий (где-либо) для двух или более мод, скорее всего, или крайне редка, или отсутствует вовсе.

- Три метода (BVDP, BVP и MBSCQ) показали близкие значения как горизонтальной скорости распространения волноводной моды, так и горизонтального затухания. Горизонтальное затухание достаточно мало для сверхдальнего распространения волноводных возмущений. Хорошее совпадение результатов точных методов с результатом формально не применимого для нулевой моды квазиклассического описания является достаточно интересным фактом с методологической точки зрения.

- Интересно отметить свойство, которое, по-видимому, специфично только для ВГВ-мод с просачиванием. Зависимости на рис. 4 показывают высокую добротность волноводных колебаний при достаточно небольшом уменьшении амплитуды волноводного решения после прохождения барьера непрозрачности $[z_1, z_2]$. Параметр \sqrt{Q} , определенный в уравнении (3), имеет значение 0.41. В случае обычной акустической волноводной моды такое значение параметра \sqrt{Q} привело бы к достаточно сильному горизонтальному затуханию порядка 0.41^2 . Для ВГВ множитель первого члена в уравнении (6) принимает значения порядка 30 (для звука — ~1), обеспечивая высокую добротность мод данного типа. С физической точки зрения этот эффект обеспечивается малостью вертикальной групповой скорости просачивающейся волны.

Важно также отметить, что полученная дисперсионная зависимость нулевой моды очень хорошо воспроизводит характерное соотношение горизонтальных масштабов и периодов наблюдаемых ПИВ. Кроме того, мы имеем хорошее совпадение полученных нами величин полной фазовой скорости в верхней атмосфере с наблюдаемыми фазовыми скоростями ПИВ [Ratovsky et al., 2008; Medvedev et al., 2009]. Эти результаты вполне соответствуют волноводной концепции природы ПИВ. Были проведены более детальные сопоставления свойств волноводных возмущений с наблюдаемыми свойствами ПИВ, описанными в работе [Medvedev et al., 2013]. В этой работе было проведено исследование пространственно-временной структуры на основе анализа данных профилей электронной плотности двух лучей Иркутского радара некогерентного рассеяния и дигизонда.

Прежде всего сравним полученные на основе 12-часового оконного спектрального анализа величины Elevation и Velocity (приведенные на рис. 1,

[Medvedev et al., 2013]) с эквивалентными им по смыслу величинами угловой характеристики

$\text{Atan} \frac{k_{\text{vert}}(z_c)}{k_{\text{hor}}(z_c)}$ и скорости $c_{\text{ph}}(z_c)$ соответственно.

Величины, приведенные в таблице, носят оценочный характер, поскольку они содержат k_{vert} , условия применения которой на высотах порядка z_c не выполняются. Кроме того, наличие на рассматриваемых высотах не учитываемого в теории реального ветра может приводить к существенным смещениям наблюдаемых характеристик относительно теоретических. Для нас достаточно того, что предсказываемые теорией характеристики по своим величинам соответствуют наблюдаемым диапазонам этих характеристик. Представляет также интерес сравнение с наиболее вероятными значениями Elevation, Velocity и Wavelength ($\approx \lambda_{\text{vert}}$), приведенными на рис. 4–6 из [Medvedev et al., 2013]. Для нас представляют интерес левые части этих рисунков для дневных регистраций в соответствии с используемой нами дневной моделью атмосферы. Отметим, что в дневных регистрациях временной спектр сигналов отвечает ограниченному интервалу периодов приблизительно от ~1 до ~3 ч с двумя локальными максимумами вероятности появления в окрестностях периодов 3 и 1.5 ч (рис. 2, [Medvedev et al., 2013]). Первый максимум — наибольший с малой шириной, второй — более размытый с меньшим значением. Наилучшее соответствие наблюдениям демонстрируют наши величины Elevation и Wavelength. Наиболее вероятное значение Elevation (рис. 4, [Medvedev et al., 2013]), равное -75° , близко нашим значениям (см. таблицу). Наиболее вероятное значение Wavelength 175 км (рис. 6, [Medvedev et al., 2013]) очень близко нашему значению $\lambda_{\text{vert}}=192$ км (см. рис. 3). Наиболее вероятное значение Velocity (рис. 5, [Medvedev et al., 2013]), равное 35 м/с, соответствует на нашем

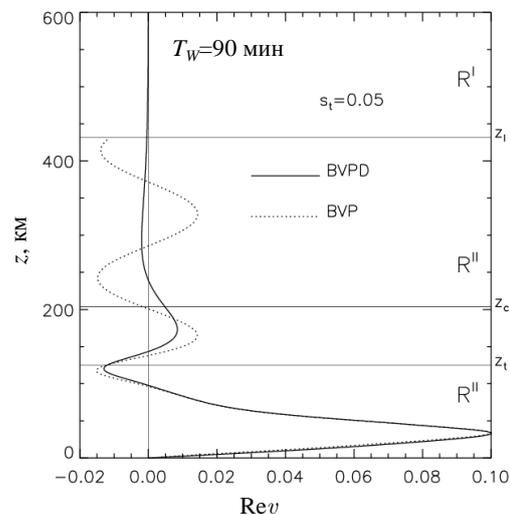


Рис. 5. Пример сравнения ДРНИ с волноводным решением без учета диссипации

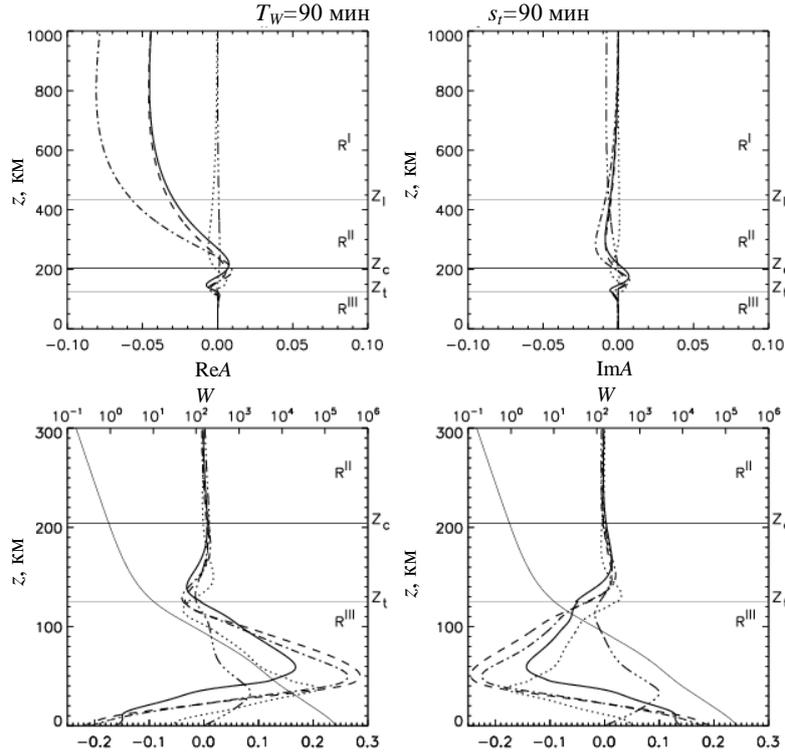


Рис. 6. Полная структура волноводного решения для периода $T_w=90$ мин. Соответствие линий волновым величинам такое же, как на рис. 6 из [Руденко, Дмитриенко, 2015] (пунктир — Θ ; штрих с тремя точками — v ; сплошная — n ; штриховая — f ; штрихпунктир — u). Тонкая сплошная линия описывает высотное распределение функции $W(z)$

графике рис. 3 значению периода $T_w=1.4$ ч. Это значение T_w соответствует одному из максимумов спектрального распределения (рис. 2, [Medvedev et al., 2013]). Таким образом, мы видим хорошее подтверждение нашего теоретического описания наблюдательными фактами.

3.3. Высотная структура внутренней гравитационной волноводной моды

После того как волноводные дисперсионные соотношения найдены, для получения высотной структуры волноводного решения нужно рассчитать ДРНИ для двух связанных дисперсионной зависимостью волновых параметров ω и k_x . В схеме решения задачи BVPD эта процедура уже заложена. В схеме BVP мы можем получить зависимость $v_z(z)$, используя найденную из BVP-процедуры функцию $G(z, \omega, k_x)$. Для этого нам достаточно численно проинтегрировать дифференциальное уравнение первого порядка $v'_z = v_z / G$ с начальным значением $v_z(z_w) = 1$. Мы воспользуемся результатом BVP для волноводного решения только для его сравнения с решением по нашей основной схеме BVPD. Для сравнения мы используем высотные распределения величины $v_z(z) = \left(\frac{\rho_0}{\rho_0(0)}\right)^{1/2} \frac{v_z}{c_z}$. На рис. 5 сравниваются между собой величины $\text{Re } v_z$ решений BVPD и BVP при волновом периоде $T_w=90$ мин, которому соответствуют собственные значения горизонтального волнового числа $k_x=(4.66233 \cdot 10^{-3} + i1.22515 \cdot 10^{-5}) \text{ км}^{-1}$ для

случая BVP и $k_x=(4.66215 \cdot 10^{-3} + i1.14273 \cdot 10^{-5}) \text{ км}^{-1}$ для случая BVPD. Мы видим, что оба решения очень близки друг другу в области R^{III} , где диссипация мала. Выше них графики, естественно, существенно различаются. Решение BVP выходит на асимптотику волны в однородной среде, а ДРНИ (BVPD) затухает под воздействием волновой диссипации.

Таким образом, рис. 5 ясно показывает, что волновое описание без учета диссипации справедливо только для ограниченного высотного диапазона, в котором выполняется условие малости параметра s .

Для удобства графического представления ДРНИ мы будем использовать два набора величин. Для отображения верхней части волноводного решения используем Θ, n, f, v, u , определенные равенствами (17) из [Руденко, Дмитриенко, 2015]. Для отображения нижней части используем следующие их модификации:

$$\begin{aligned} \Theta^- &= W\Theta, \\ n^- &= Wn, \\ f^- &= Wf, \\ v^- &= 10 Wv \\ u^- &= Wu. \end{aligned} \tag{18}$$

Здесь $W(z) = \left(\frac{\rho_0(z)}{\rho_0(200 \text{ км})}\right)^{1/2}$. Во всех следующих представлениях волновых решений мы используем нормировку $\max\left(\sqrt{v_x^2 + v_z^2}\right) = 50 \text{ м/с}$.

Обсудим первый пример волноводной структуры на рис. 6. На этом рисунке представлены зависимости от z действительных и мнимых частей всех компонент

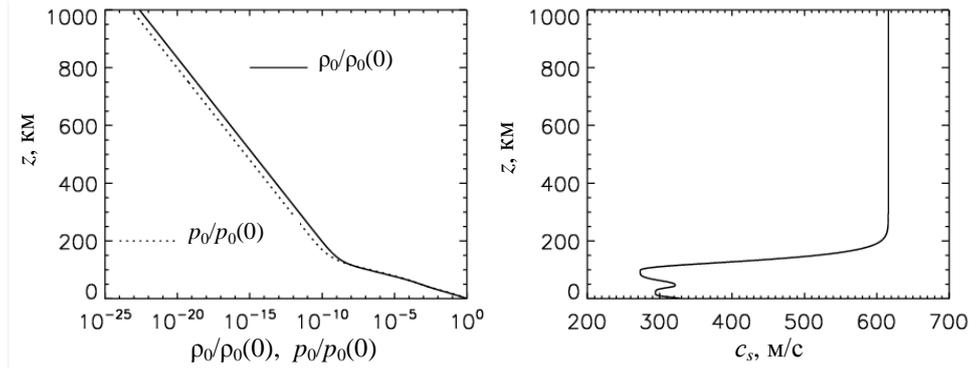


Рис. 7. Зависимости от высоты невозмущенных величин давления, плотности и скорости звука

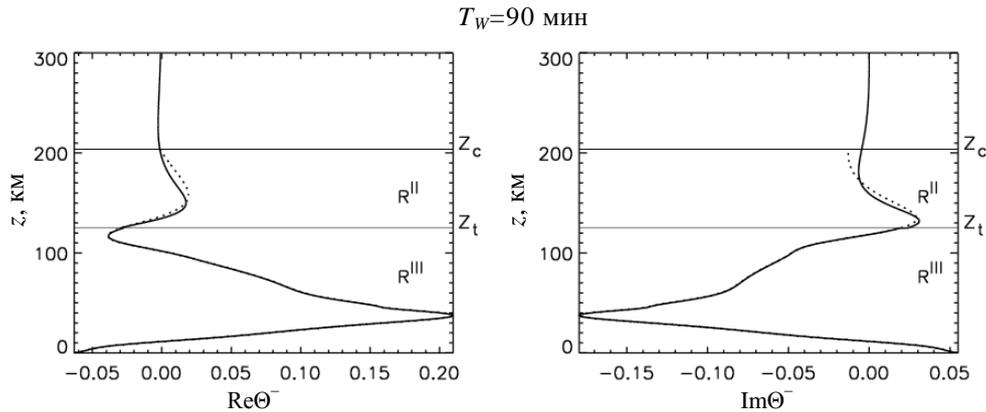


Рис. 8. Модуль возмущения температуры волноводных решений с диссипацией и без диссипации (сплошная и точечная кривые соответственно)

возмущения ((17) из [Руденко, Дмитриенко, 2015] и (16)). Верхние графики показывают зависимость относительных величин компонент возмущения. Нижние графики описывают детали вертикальной структуры, которые не проявляются на верхних из-за экспоненциального фактора. Мы видим, что относительные величины принимают наибольшие значения в верхней части атмосферы, а абсолютные — в нижней. Достигая некоего максимума, относительные величины начинают уменьшаться вследствие воздействия диссипации. В представленном масштабе все величины выглядят непрерывными на высоте z_c . Показатели разрывности решения для данного случая достаточно малы:

$$\begin{aligned} \delta_{[\Theta]} = \delta_{[T]} = \delta_{[\Theta^-]} = 0.134, \\ \delta_{[u]} = \delta_{[Q]} = \delta_{[u^-]} = 0.095. \end{aligned} \quad (17)$$

Таким образом, мы получили решение, близкое по качеству решениям изотермической модели атмосферы (секция 5, [Руденко, Дмитриенко, 2015]). Отметим, что согласно расчетам показатели разрывности одинаковы по порядку для всех точек дисперсионной кривой.

Отображенные на нижних панелях рис. 6 $W(z)$ (тонкая сплошная линия) невозмущенные температура (рис. 1), давление, плотность и скорость звука (рис. 7) дают возможность расчета абсолютных величин возмущений на любой высоте.

Для косвенного теста можно использовать расчет численного параметра, аналогичного параметру показателя суммарного вертикального поглощения η

из [Руденко, Дмитриенко, 2015] ((43), [Руденко, Дмитриенко, 2015]) для изотермической модели атмосферы. В изотермическом случае η равен отношению модуля амплитуды T на высоте z_c к модулю амплитуды падающей снизу волны без диссипации на этой же высоте. Если, как в нашем случае, доля отраженной волны на высоте z_c невелика, то вместо падающей волны без диссипации мы можем использовать полную комбинацию падающей волны с отраженной. Исходя из этого мы выбираем аналогичную η характеристику η_{calc} для случая с неоднородной атмосферой. Для вычисления этой величины решаем снизу вверх до высоты z_c задачу Коши для системы уравнений (2), (9), (10) из [Руденко, Дмитриенко, 2015], используя в качестве граничных значений значения p и v из ДРНИ на поверхности Земли.

Величину η_{calc} мы вычисляем как отношение модуля T на высоте z_c к модулю T полученного на этой высоте волнового решения без диссипации. Пример такого расчета показан на рис. 8. Этот рисунок еще раз подтверждает, что заметные различия между решениями с диссипацией и без нее начинаются с высоты z_c . Видно, что на высоте z_c эти решения различаются существенно.

Величину η_{calc} мы сравниваем с величиной η , рассчитываемой для изотермической модели, в которой температура среды выбирается равной T_0 не изотермической модели на высоте z_c . Результат сравнения этих величин по всему спектру 0-моды представлен на рис. 9.

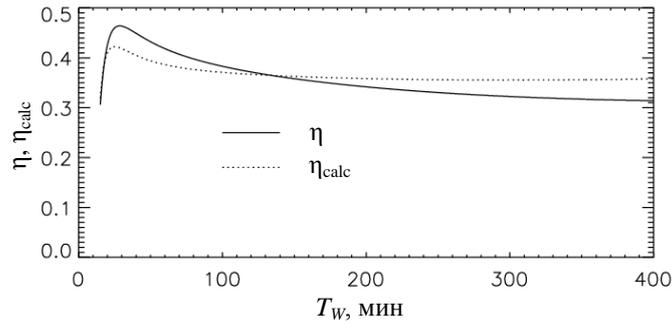


Рис. 9. Сравнение величин η_{calc} и η

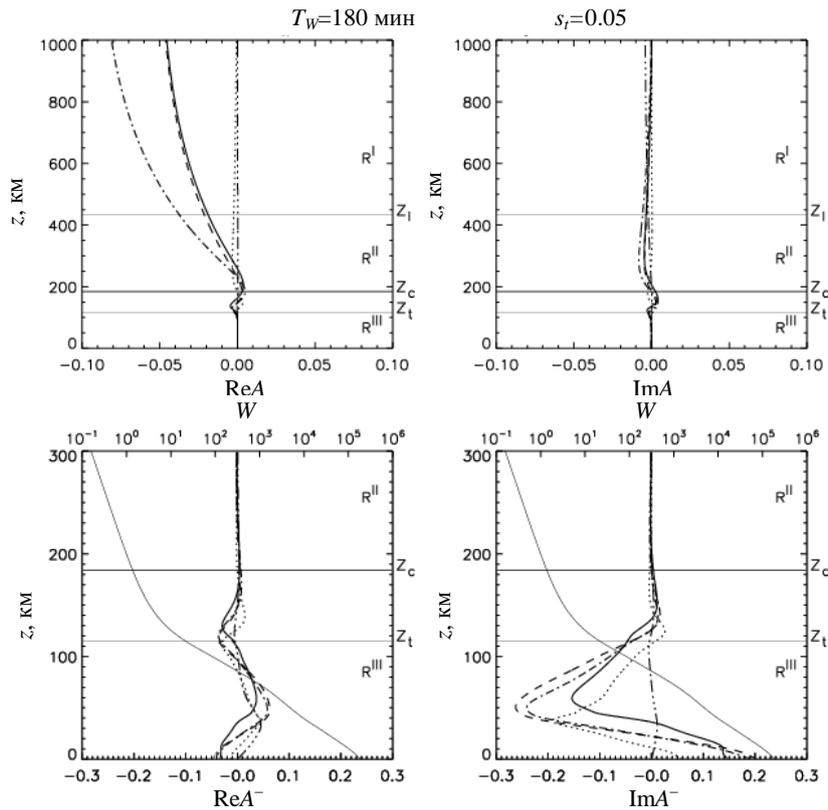


Рис. 10. Полная структура волноводного решения для периода $T_W=180$ мин

Последний рисунок показывает, что порядок величины показателя суммарного вертикального поглощения волнового решения на интервале $z=[-\infty, z_c]$ $\eta=(-\infty, z_c) \approx \eta(z_s, z_c)$. Близость η_{calc} изотермическому η является качественным подтверждением правильности ДРНИ. Заметим, что если величины η_{calc} , η определить через комплексные значения определяющих их величин, то в этом случае комплексные η_{calc} , η совпадают примерно с такой же точностью. Результаты расчетов для комплексных η_{calc} , η мы не приводим.

Для более полного представления волноводной моды мы представляем еще рис. 10–12 для $T_W=180$ мин и для крайних точек спектрального диапазона $T_W=15$ мин и $T_W=400$ мин.

Заметим, что в длинноволновой части спектра (рис. 10, 12) мы не видим прекращения роста некоторых относительных величин в расчетном интервале высот, однако ясно, что они затухают вне его, так как

продолжениями численных решений являются затухающие аналитические решения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены волноводные моды ВГВ-типа, для которых характерно подбарьерное просачивание в верхнюю атмосферу, обеспечивающее их проникновение на ионосферные высоты. Из-за экспоненциального падения атмосферной плотности убегающее вверх возмущение экспоненциально растет в своих относительных величинах. Это приводит к тому, что наиболее сильное проявление захваченных волн имеет место на больших высотах, вызывая «видимые» перемещения ионосферных возмущений на большие расстояния. Для выбранной нами модели атмосферы мы получили, что при заданной частоте имеет место только одна основная (безузловая) мода. Мы рассчитали дисперсионную кривую для волноводной моды — комплексное горизонтальное число

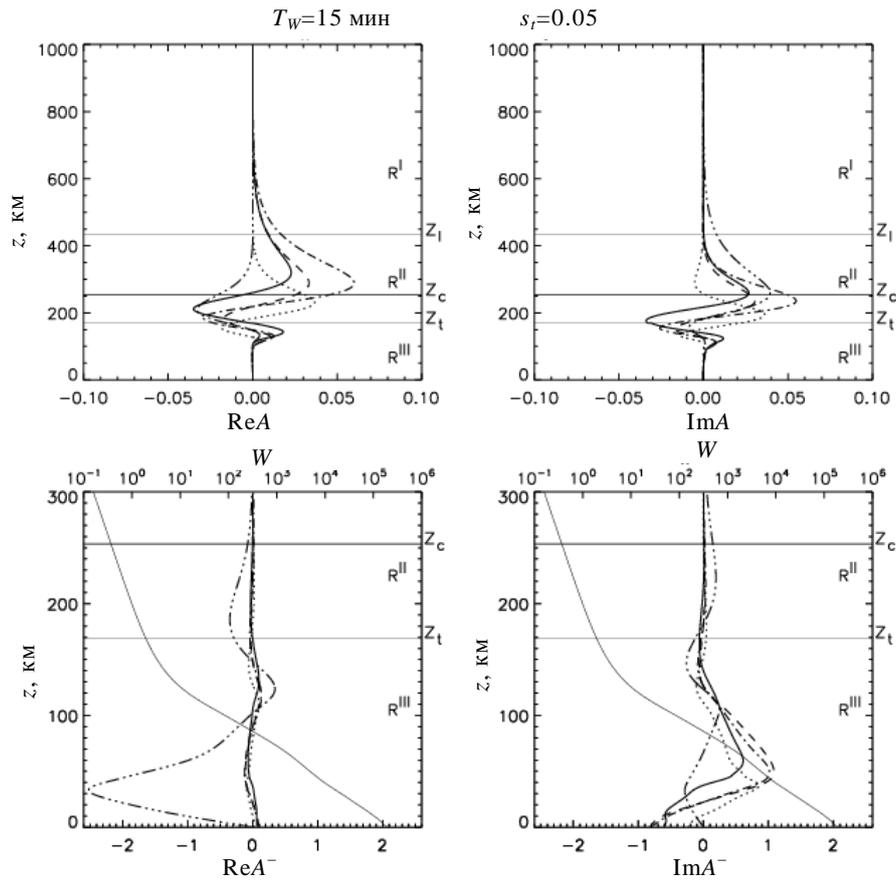


Рис. 11. Полная структура волноводного решения для периода $T_W=15$ мин

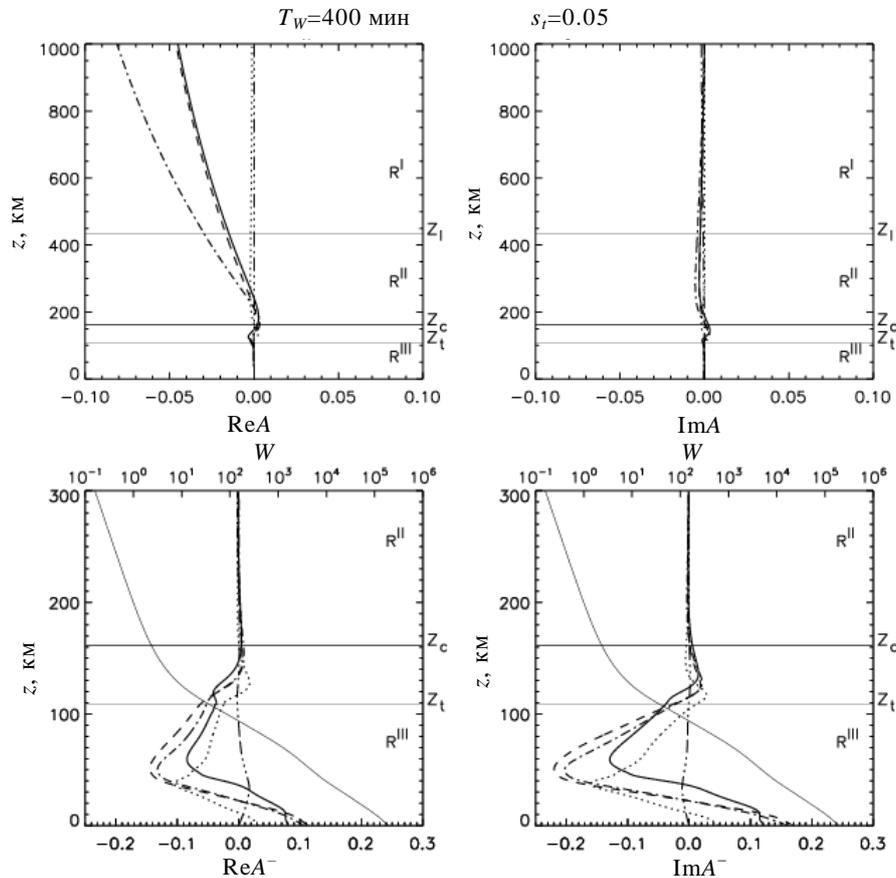


Рис. 12. Полная структура волноводного решения для периода $T_W=400$ мин

как функцию действительной частоты. Мы впервые представили во всей полноте на всех высотах вертикальную структуру ВГВ-моды вместе с ее убегающей из волновода частью при полноценном учете диссипации. Такую возможность мы получили благодаря использованию метода построения диссипативного решения над источником, изложенного в [Руденко, Дмитриенко, 2015].

В настоящей работе, кроме диссипативного решения, исследованы также возможности описания без учета диссипации. Показано, что, несмотря на неприменимость в верхней атмосфере, бездиссипативное описание оказывается достаточно полезным в нижней атмосфере. Оно позволяет оценить число мод и получить пристрелочные значения для численного расчета собственных значений; наиболее удобен для этих целей метод ВКБ. Интересно отметить, что ВКБ-описание дает корректные результаты, несмотря на его формальную неприменимость, причем имеет место хорошее совпадение дисперсионных ВКБ-характеристик с точными.

Мы продемонстрировали, что предложенная нами методика не дает каких-либо существенных погрешностей, способных сравниться с погрешностями в наблюдательных данных. В проведенных конкретных расчетах существует не подконтрольная нам погрешность, связанная со статистическим характером модели NRLMSISE. Это самый существенный фактор возможных отличий, получаемых нами в рамках применения этой модели, от наблюдаемых. В силу этого мы должны, вообще говоря, соотносить свои результаты со статистическими наблюдаемыми характеристиками. Поэтому проведенные нами сравнения с экспериментальными данными выглядят достаточно убедительно. Используя полученные дисперсионные соотношения и характеристики волнового распространения просачивающегося возмущения, мы получили очень хорошее соответствие с основными характеристиками наблюдаемых ПИВ: отношение между горизонтальными масштабами и волновыми периодами, способность распространения на многие тысячи километров без существенного затухания; обратное направление вертикальной фазовой скорости; малые значения вертикальной фазовой скорости, специфичный наклон фазового фронта.

Мы благодарны Медведеву А.В. и Ратовскому К.Г. за полезное сотрудничество в процессе написания нашей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ахмедов Р.Р., Куницын В.Е. Моделирование ионосферных возмущений, вызванных землетрясениями и взрывами // Геомагнетизм и аэронавигация. 2004. Т. 44, № 1. С. 1–8.
 Медведев А.В., Ратовский К.Г., Толстик М.В., Кушнарев Д.С. Метод исследования пространственно-временной структуры волновых возмущений в ионосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. 2009. Т. 49, № 6. С. 812–823.
 Руденко Г.В., Дмитриенко И.С. Волна над источником в теплопроводной атмосфере. Солнечно-земная физика. 2015. Т. 1, № 4. С. 11–29.

Afraimovich E.L., Kosogorov E.A., Lesyuta O.S., et al. Geomagnetic control of the spectrum of traveling ionospheric disturbances based on data from a global GPS network // *Ann. Geophys.* 2001. V. 19, iss. 7. P. 723–731. DOI: 10.5194/angeo-19-723-2001.
 Francis S.H. Acoustic-gravity modes and large-scale traveling ionospheric disturbances of a realistic, dissipative atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1973a. V. 78. P. 2278.
 Francis S.H. Lower-atmospheric gravity modes and their relation to medium-scale traveling ionospheric disturbances // *J. Geophys. Res.* 1973b. V. 78. P. 8289–8295.
 Heale C.J., Snively J.B., Hickey M.P., Ali C.J. Thermospheric dissipation of upward propagating gravity wave packets // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2014. V. 119, iss. 5. P. 3857–3872. DOI: 10.1002/2013JA019387.
 Hedlin Michael A.H., Drob Douglas P. Statistical characterization of atmospheric gravity waves by seismoacoustic observations // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2014. V. 119, iss. 9. P. 5345–5363. DOI: 10.1002/2013JD021304.
 Hines C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // *Can. J. Phys.* 1960. V. 38. P. 1441–1481.
 Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982–1995 // *Ann. Geophys.* 1996. V. 14. P. 917–940.
 Hunsucker R.V. Atmospheric propagation of atmospheric gravity waves: A review // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1982. V. 20. P. 293–315.
 Idrus Intan Izafina, Abdullah Mardina, Hasbi Alina Marie, et al. Large-scale traveling ionospheric disturbances observed using GPS receivers over high-latitude and equatorial regions // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013. V. 102. P. 321–328. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.06.014.
 Kirchengast G., Hocke K., Schlegel K. Gravity waves determined by modelling of travelling ionospheric disturbances in incoherent scatter radar measurements // *Radio Sci.* 1995. V. 30. P. 1551–1567.
 Ma S.Y., Schlegel K., Xu J.S. Case studies of the propagation characteristics of auroral TIDs with EISCAT CP2 data using maximum entropy cross-spectral analysis // *Ann. Geophys.* 1998. V. 16, N 2. P. 161–167.
 Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., et al. Studying of the spatial-temporal structure of wavelike ionospheric disturbances on the base of Irkutsk Incoherent Scatter Radar and digisonde data // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013. V. 105. P. 350–357.
 Oliver W.L., Fukao S., Sato T., et al. Ionospheric incoherent scatter measurements with the middle and upper atmosphere radar: Observations during the large magnetic storm of February 6–8 // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93, N A12. P. 14649–14655.
 Ratovsky K.G., Medvedev A.V., Tolstikov M.V., Kushnarev D.S. Case studies of height structure of TID propagation characteristics using cross-correlation analysis of incoherent scatter radar and DPS-4 ionosonde data // *Adv. Space Res.* 2008. V. 41. P. 1453–1457.
 Shibata T., Okuzawa T. Horizontal velocity dispersion of medium-scale travelling ionospheric disturbances in the F-region // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1983. V. 45. P. 149–159.
 Vadas S.L., Nicolls M.J. Using PFISR measurements and gravity wave dissipative theory to determine the neutral, background thermospheric winds // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35, iss. 2. CiteID L02105. URL: <http://dx.doi.org/10.1029/2007GL031522> (accessed August 15, 2015).
 Vadas S.L., Nicolls M.J. The phases and amplitudes of gravity waves propagating and dissipating in the thermosphere: Theory // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117, iss. A5. CiteID A05322. DOI: 10.1029/2011JA017426.
 Vadas Sharon L., Liu Han-li. Generation of large-scale gravity waves and neutral winds in the thermosphere from the

dissipation of convectively generated gravity waves // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114, iss. A10. CiteID A10310. DOI: 10.1029/2009JA014108.

Williams P.J.S., Viridi T.S., Lewis R.V., et al. Worldwide atmospheric gravity-wave study in the European sector 1985–1990 // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 1993. V. 55, N 4–5. P. 683–696.

REFERENCES

Afraimovich E.L., Kosogorov E.A., Lesyuta O.S., Ushakov I.I., Yakovets A.F. Geomagnetic control of the spectrum of traveling ionospheric disturbances based on data from a global GPS network. *Ann. Geophys.* 2001, vol. 19, iss. 7, pp. 723–731. DOI: 10.5194/angeo-19-723-2001.

Akhmedov P.P., Kunitsyn V.E. Modeling of ionospheric disturbances caused by earthquakes and explosions. *Geomagnetizm i Aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy] 2004, vol. 44, no. 1, pp. 1–8 (in Russian).

Francis S.H. Acoustic-gravity modes and large-scale traveling ionospheric disturbances of a realistic, dissipative atmosphere. *J. Geophys. Res.* 1973a, vol. 78, p. 2278.

Francis S.H. Lower-atmospheric gravity modes and their relation to medium scale traveling ionospheric disturbances. *J. Geophys. Res.* 1973b, vol. 78, pp. 8289–8295.

Heale C.J., Snively J.B., Hickey M.P., Ali C.J. Thermospheric dissipation of upward propagating gravity wave packets. *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2014, vol. 119, iss. 5, pp. 3857–3872. DOI: 10.1002/2013JA019387.

Hedlin Michael A.H., Drob Douglas P. Statistical characterization of atmospheric gravity waves by seismoacoustic observations. *J. Geophys. Res. Atmos.* 2014, vol. 119, iss. 9, pp. 5345–5363. DOI: 10.1002/2013JD021304.

Hines C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.* 1960, vol. 38, pp. 1441–1481.

Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982–1995. *Ann. Geophys.* 1996, vol. 14, pp. 917–940.

Hunsucker R.V. Atmospheric propagation of atmospheric gravity waves: A review. *Rev. Geophys. Space Phys.* 1982, vol. 20, pp. 293–315.

Idrus Intan Izafina, Abdullah Mardina, Hasbi Alina Marie, Husin Asnawi, Yatim Baharuddin. Large-scale traveling ionospheric disturbances observed using GPS receivers over high-latitude and equatorial regions. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013, vol. 102, pp. 321–328. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.06.014.

Kirchengast G., Hocke K., Schlegel K. Gravity waves determined by modelling of travelling ionospheric disturbances in incoherent scatter radar measurements. *Radio Science.* 1995, vol. 30, pp. 1551–1567.

Ma S.Y., Schlegel K., Xu J.S. Case studies of the propagation characteristics of auroral TIDs with EISCAT CP2 data using maximum entropy cross-spectral analysis. *Ann. Geophys.* 1998, vol. 16, no. 2, pp. 161–167.

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., Kushnarev D.S. Method of investigation of space-time structure of wave disturbances in the ionosphere. *Geomagnetizm i Aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy] 2009, vol. 49, no. 6, pp. 812–823 (in Russian).

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., Alsatkin S.S., Scherbakov A.A. Studying of the spatial–temporal structure of wavelike ionospheric disturbances on the base of Irkutsk incoherent scatter radar and Digisonde data. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013, vol. 105, pp. 350–357.

Oliver W.L., Fukao S., Sato T., Tsuda T., Kato S., Kimura I., Ito A., Saryou T., Araki T. Ionospheric incoherent scatter measurements with the middle and upper atmosphere radar: Observations during the large magnetic storm of February 6–8. *J. Geophys. Res.* 1988, vol. 93, no. A12, pp. 14649–14655.

Ratovsky K.G., Medvedev A.V., Tolstikov M.V., Kushnarev D.S. Case studies of height structure of TID propagation characteristics using cross-correlation analysis of incoherent scatter radar and DPS-4 ionosonde data. *Adv. Space Res.* 2008, vol. 41, pp. 1453–1457.

Rudenko G.V., Dmitrienko I.S. Wave above the source in the heat-conducting atmosphere. *Solnechno-Zemnaya Fizika* [Solar-Terrestrial Physics]. 2015, vol. 1, iss. 4, pp. 11–29 (in Russian).

Shibata T., Okuzawa T. Horizontal velocity dispersion of medium-scale travelling ionospheric disturbances in the F-region. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1983, vol. 45, pp. 149–159.

Vadas S.L., Nicolls M.J. Using PFISR measurements and gravity wave dissipative theory to determine the neutral, background thermospheric winds. *Geophys. Res. Lett.* 2008, vol. 35, iss. 2, CiteID L02105. URL: <http://dx.doi.org/10.1029/2007GL031522> (accessed August 15, 2015).

Vadas S.L., Nicolls M.J. The phases and amplitudes of gravity waves propagating and dissipating in the thermosphere: Theory. *J. Geophys. Res.* 2012, vol. 117, iss. A5, CiteID A05322. DOI: 10.1029/2011JA017426.

Vadas Sharon L., Liu Han-li. Generation of large-scale gravity waves and neutral winds in the thermosphere from the dissipation of convectively generated gravity waves. *J. Geophys. Res.* 2009, vol. 114, iss. A10, CiteID A10310. DOI: 10.1029/2009JA014108.

Williams P.J.S., Viridi T.S., Lewis R.V., Lester M., Rodger A.S., Freeman K.S.C. Worldwide atmospheric gravity wave study in the European sector 1985–1990. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 1993, vol. 55, no. 4–5, pp. 683–696.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию свойств захваченных атмосферных мод, простирающихся на большие высоты. Описание таких мод может быть получено с помощью диссипативного решения над источником (ДРНИ) [Руденко, Дмитриенко, 2015]. Действительно, ДРНИ удовлетворяет верхнему граничному условию для захваченных мод — непоступлению энергии сверху, а так как источник в задаче о захваченных модах отсутствует, ДРНИ справедливо во всей атмосфере. ДРНИ может принимать на поверхности Земли, вообще говоря, произвольные значения. Таким образом, задача поиска решений для захваченных мод сводится к задаче выбора ДРНИ, удовлетворяющих нижнему граничному условию для захваченных мод — нулевой вертикальной скорости на поверхности Земли; это граничное условие определяет дисперсионное уравнение для захваченных мод.

Мы рассматриваем ВГВ-моды волновода, создаваемого температурной стратификацией нижней атмосферы. Такие моды даже без учета атмосферной диссипации не могут описываться решениями с действительными собственными значениями вследствие подбарьерного просачивания из волновода. Так что, строго говоря, рассматриваемые захваченные моды являются не отдельными дискретными модами, а коллективными. Однако с точки зрения нашей задачи это обстоятельство существенно только тем, что мы должны строить решение над источником с комплексными частотой или волновым числом — в отличие от [Руденко, Дмитриенко, 2015], где для расчетов использовались действительные параметры частоты и волнового числа. Мы в настоящей работе полагаем заданной действительную частоту и находим соответствующее ей комплексное горизонтальное волновое число, при котором ДРНИ удовлетворяет нижнему граничному условию. Такое ДРНИ и представляет собой волноводную моду. Согласно [Руденко, Дмитриенко, 2015], ДРНИ образуется посредством соединения трех решений: аналитического решения для верхней части атмосферы (RI), рассматриваемой в рамках изотермического приближения и численных решений для реальной неизотермической диссипативной атмосферы в средней части (RII) и для реальной неизотермической в рамках приближения малой диссипации в нижней части (RIII). Таким образом, получаемые для волноводных мод решения дают связь их амплитуды и других параметров в нижней атмосфере с их параметрами в верхней изотермической атмосфере.

Возможность описания амплитудных характеристик волноводных мод на больших высотах является крайне важной, прежде всего с точки зрения их экспериментального обнаружения. Несмотря на то что энергия волноводных мод в основном сосредоточена на низких высотах в области их захвата, в силу экспоненциального роста относительных величин возмущений, связанного с падением атмосферной плотности, мы имеем лишь опосредованную возможность их наблюдения преимущественно в верхней части атмосферы. В этой области относительные значения возмущенных величин велики по

сравнению с их значениями в нижней части атмосферы и на тех высотах, где возмущения еще не совсем подавлены диссипацией, они могут приводить к значительным возмущениям заряженной компоненты ионосферы. Именно благодаря «невидимому» распространению ВГВ внизу мы наблюдаем весьма распространенное явление перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ).

Работа организована следующим образом. В секции 1 описана применяемая для расчетов модель атмосферы. Секция 2 посвящена построению и анализу волноводных мод спектрального диапазона ВГВ. Мы сравниваем решения волноводной задачи, построенные с помощью ДРНИ, с решениями для бездиссипативного приближения, полученными как ВКБ-методом, так и численными методами. Такие сравнения преследуют сразу две цели. Во-первых, они позволяют достичь ясности в понимании влияния диссипации на основные характеристики волноводного распространения: дисперсионные соотношения, волноводное просачивание и горизонтальное затухание волноводных мод. Во-вторых, они являются дополнительными тестами к тестам [Руденко, Дмитриенко, 2015] как метода получения ДРНИ, так и соответствующих кодов. Мы получаем дисперсионные свойства и полное описание высотной структуры всех компонент возмущения. В полученном волноводном решении присутствуют все характерные особенности захваченных ВГВ в реальной атмосфере: локализация вследствие температурной стратификации; просачивание через область непрозрачности; качественные изменения волновой структуры, связанные с диссипативным характером распространения возмущения в верхней атмосфере. Мы получаем полную информацию о всей высотной структуре волноводных мод, которая непосредственно может быть использована для установления количественного соответствия ВГВ-мод с ПИВ. Мы показываем, что наши волноводные решения хорошо согласуются с основными характеристиками ПИВ, следующими из наблюдений: соотношениями периодов с пространственными масштабами, горизонтальным затуханием, величинами полной фазовой скорости распространения, наклонами фазовых фронтов.

Следует отметить, что волноводные моды исследовались в давних работах [Francis, 1973a, b] и их результаты широко используются и в теоретических работах, и в интерпретации наблюдений различных возмущений, в том числе и в верхней атмосфере [Shibata, Okuzawa, 1983; Afraimovich et al., 2001; Vadas, Liu, 2009; Vadas, Nicolls, 2012; Idrus et al., 2013; Heale et al., 2014; Hedlin, Drob, 2014 и др.]. В работах [Francis, 1973a, b] были получены дисперсионные характеристики и вертикальные структуры волноводных мод. В работе [Francis, 1973b] было показано, что одна или две нижние ВГВ-моды способны за счет волноводного просачивания присутствовать на ионосферных высотах. Метод Фрэнсиса может рассчитывать достаточно хорошо структуру волновых возмущений в нижней части атмосферы и дисперсионные характеристики захваченных

неоднородностями нижней атмосферы мод. Детально метод Фрэнсиса с точки зрения его применимости в верхней атмосфере обсужден в [Руденко, Дмитриенко, 2015]. Здесь мы отметим только то обстоятельство, что особенности метода Фрэнсиса, состоящие в использовании всюду понижения порядка дифференциальных уравнений, допустимого только при слабой диссипации, в действительности не позволяют получить правильного описания возмущений в верхней атмосфере. В отличие от метода Фрэнсиса в нашем методе построения ДРНИ мы используем понижение порядка волновых уравнений до второго (в собственном варианте) только для области высот малой диссипации, где это вполне оправданно. Поэтому наш метод, в отличие от метода Фрэнсиса, позволяет адекватно описывать верхнеатмосферные возмущения.

**СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ
И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА****NORTH-SOUTH ASYMMETRY OF GEOMAGNETIC ACTIVITY
AND SOLAR WIND ELECTRIC FIELD****Г.А. Макаров***Институт космических исследований и аэронавтики
им. Ю.Г. Шафера СО РАН,
Якутск, Россия, gmakarov@ikfia.sbras.ru***G.A. Makarov***Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aero-
nomy of SB RAS,
Yakutsk, Russia, gmakarov@ikfia.sbras.ru*

Аннотация. Исследуется асимметрия геомагнитной активности в Северном и Южном полушариях. Показано, что асимметрия тем больше, чем выше уровень магнитной активности. Обнаружено, что асимметрия полушарий проявляется в компоненте 06–18 GMT суточной вариации магнитной активности, а в компоненте 00–12 GMT асимметрия отсутствует полностью. Предполагается, что причиной северо-южной асимметрии являются меридиональные токи Педерсена, текущие между высокими и средними широтами в ионосфере. Предложена качественная модель образования асимметрии, связанная с электрическим полем солнечного ветра.

Ключевые слова: геомагнитная активность, магнитосфера Земли, межпланетное магнитное поле.

Abstract. Geomagnetic activity asymmetry in the northern and southern hemispheres is studied. It is shown, that the higher is the level of magnetic activity the greater is asymmetry. It is found, that the asymmetry of hemispheres shows itself in the 06–18-hourly component of magnetic activity daily variation, while the asymmetry in the 00–12-hourly component is completely absent. The cause of geomagnetic north-south asymmetry is supposed to be Pedersen meridional current between high and low latitudes in the ionosphere. The qualitative model of formation of asymmetry connected with the solar wind electric field is proposed.

Keywords: Geomagnetic activity, the Earth's magnetosphere, interplanetary magnetic field.

ВВЕДЕНИЕ

Известно [Siebert, 1968; Wilcox, 1968], что геомагнитная активность в положительном секторе межпланетного магнитного поля (ММП) в Северном полушарии выше, чем в Южном, а в отрицательном секторе ММП, наоборот, активность выше в Южном полушарии. В отмеченных работах анализируются геомагнитные трехчасовые данные [Siebert, 1968] или суточные вариации в отдельные периоды [Wilcox, 1968]. Однако в них не рассматривалось влияние уровня магнитной активности на величину асимметрии.

Для выяснения физической природы северо-южной асимметрии магнитной активности необходимо рассмотреть ее по всему массиву данных и в периоды с различной магнитной активностью.

Анализовались трехчасовые данные геомагнитных индексов a_n и a_s за 1968–1975 гг. и их среднесуточные значения A_n и A_s [Geomagnetic Data, 1972–1976]. Весь массив данных разделялся на два класса по знаку секторной структуры ММП от Солнца (положительный сектор) и к Солнцу (отрицательный сектор). В каждый класс входили четыре группы в зависимости от уровня магнитной активности. Первую группу составили дни, имеющие суточную сумму ΣK_p , равную $0 \div 12$ баллам, вторую — $13 \div 18$, третью — $19 \div 23$, четвертую — $24 \div 33$. Обработка данных проводилась методом наложенных эпох. В результате по каждой группе получены трехчасовые данные и их месячные значения.

**ГОДОВЫЕ
И СУТОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ**

В работе [Данилов, 1998] показано, что превышение магнитной активности в положительном секторе ММП в Северном полушарии равно превышению активности в отрицательном секторе ММП в Южном полушарии. Для выделения асимметрии применим следующую комбинацию геомагнитных индексов A_n и A_s Северного и Южного полушарий соответственно. В качестве активного варианта A образуем сумму среднесуточных значений $A = (A_n^+ + A_s^-)$, где знаки «+» и «-» относятся к положительному и отрицательному секторам ММП. Для сравнения образуем контрольный вариант $K = (A_n^- + A_s^+)$. Результаты для четырех групп ΣK_p представлены на рис. 1. Видно, что кривые в активном варианте A расположены выше, чем в контрольном варианте K . При этом различие между A и K увеличивается с ростом магнитной активности. В спокойные периоды ($\Sigma K_p = 0 \div 12$) различие между A и K практически исчезает.

Рассмотрим изменения a_n и a_s по времени суток. Для этого по данным трехчасовых a_n и a_s был проведен гармонический анализ Фурье и определены амплитуда R и время T максимума суточной вариации. В качестве времени T принято солнечное время Северного геомагнитного полюса GMT, отличающееся от гринвичского времени UT на 4.5 ч ($GMT = UT - 4.5$). В солнечно-эклиптической системе координат вектор

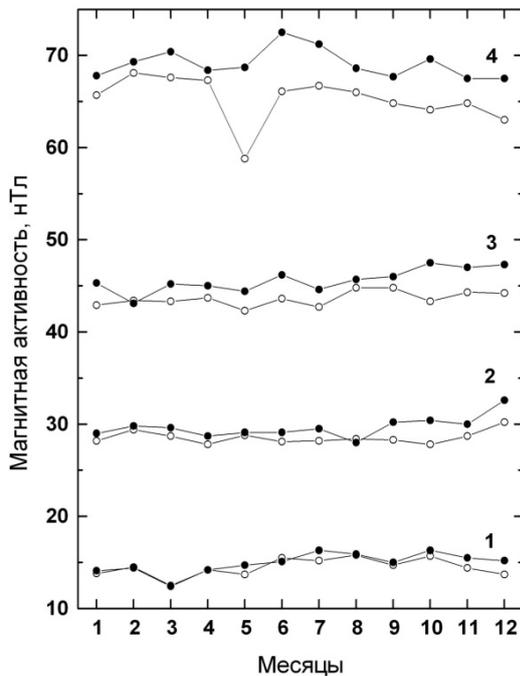


Рис. 1. Годовой ход магнитной активности для активного (●—●) и контрольного (○—○) вариантов. Активный вариант соответствует сумме ($A_n^+ + A_s^+$), контрольный вариант — ($A_n^- + A_s^+$), где индексы обозначают Северное (n) и Южное (s) полушария и полярность секторов ММП. Цифрами обозначены уровни магнитной активности: 1 — $\Sigma K_p = 0 \div 12$; 2 — $13 \div 18$; 3 — $19 \div 23$; 4 — $24 \div 33$

с амплитудой R с фазой максимума T (выраженной в градусах) можно разложить на две компоненты $a_x = R \cos T$ и $a_y = R \sin T$, направленные по геомагнитному меридиану и параллели соответственно. Если причиной геомагнитной активности являются ионосферные токи, очевидно, что a_x -компонента обусловлена токами, текущими по геомагнитным параллелям, а a_y -компонента — токами, текущими по меридиану. По компонентам a_x и a_y образуем комбинации A и K . Результаты представлены на рис. 2. Отметим, что в случае a_y приняты абсолютные значения, так как эта компонента имеет противоположные знаки в положительном и отрицательном секторах ММП.

Видно, что в случае a_x варианты A и K практически не отличаются, а в случае a_y кривые варианта A расположены значительно выше, чем для контрольного варианта K . Это означает, что северо-южная асимметрия магнитной активности связана с ионосферными токами, текущими вдоль меридиана.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭФФЕКТА

Авторы работ [Siebert, 1968] и [Wilcox, 1968] считают, что полушария Земли более восприимчивы к магнитным возмущениям, когда хвостовое поле магнитосферы Земли имеет противоположное направление относительно ММП и может произойти пересоединение полей. Эта идея вызывает два замечания. Во-первых, в долях хвоста поле имеет только B_x -компоненту. Следовательно, пересоединение может произойти только с B_x -компонентой ММП. Однако в работах [Шеломенцев, 1977] и [Yoshizawa,

1986] показано, что северо-южная асимметрия магнитной активности связана с азимутальной B_y -компонентой ММП. Автор работы [Petrukovich, 2011] по данным ИСЗ Geotail показал, что B_y -компонента ММП существенно влияет на B_x -компоненту магнитного поля в плазменном слое, которая зависит от угла наклона геодиполя. В работе [Cao et al., 2014] на базе измерений Cluster этот результат был подтвержден. Следовательно, идея пересоединения полей в радиальном направлении не может быть принята для объяснения асимметрии. Во-вторых, если допустить, что хвостовое поле магнитосферы Земли и ММП все-таки пересоединяются, остается неясным, как передать энергию пересоединения в средние широты, так как доли хвоста связаны силовыми линиями с полярной шапкой.

Автор работы [Шеломенцев, 1977] считает, что в периоды (+) ММП авроральная утренняя электроструя возрастает, а возвратные токи в Северном полушарии смещаются к экватору, а в Южном полушарии — к полюсу. Сделан вывод, что возвратные холловские токи утренней электроструи являются причиной северо-южной асимметрии. Это неверно, поскольку эти токи текут в основном по параллелям, а их магнитный эффект должен проявляться в a_x -компоненте. Из рис. 2 видно, что в этой компоненте асимметрия полушарий не проявляется совсем. Согласно данным рис. 2, асимметрия проявляется в a_y -компоненте суточной вариации, т. е. связана с меридиональными токами.

В работе [Yoshizawa, 1986] отмечено, что на величину асимметрии влияет суббуревая активность. Там же получено, что величина асимметрии зависит от магнитного местного времени. Магнитная и суббуревая активности — не тождественные понятия. В отличие от суббуревой магнитная активность не обязательно изменяется в результате накопления энергии в хвосте магнитосферы.

Мы предлагаем следующую качественную схему образования северо-южной асимметрии магнитной активности. ММП проникает в доли хвоста магнитосферы и генерирует электрическое поле $\mathbf{E} = -[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$, где \mathbf{V} — скорость солнечного ветра, \mathbf{B} — магнитное поле хвоста, направленное к Земле в северной доле хвоста и от Земли в южной. В долях хвоста происходит электрический дрейф плазмы (рис. 3). Видно, что в активном варианте скорость дрейфа \mathbf{V}_A направлена с утренней стороны хвоста на вечернюю, а в контрольном варианте — с вечера на утро. На высотах ионосферы дрейфу подвержены только электроны, а протоны остаются на месте из-за частых соударений с нейтралами. Следовательно, в полярной ионосфере генерируются токи, текущие с вечера на утро. Это согласуется с известным фактом [Ионосферно-магнитные возмущения ..., 1986], что в положительном секторе ММП в Северном полушарии вечерний вихрь конвекции расширяется на большую часть полярной шапки, что эквивалентно появлению электрического тока поперек полярной шапки.

В активном варианте положительные заряды скапливаются на утренней стороне полярной ионосферы, а отрицательные заряды — на вечерней. Эти дрейфовые заряды усиливают существующее электри-

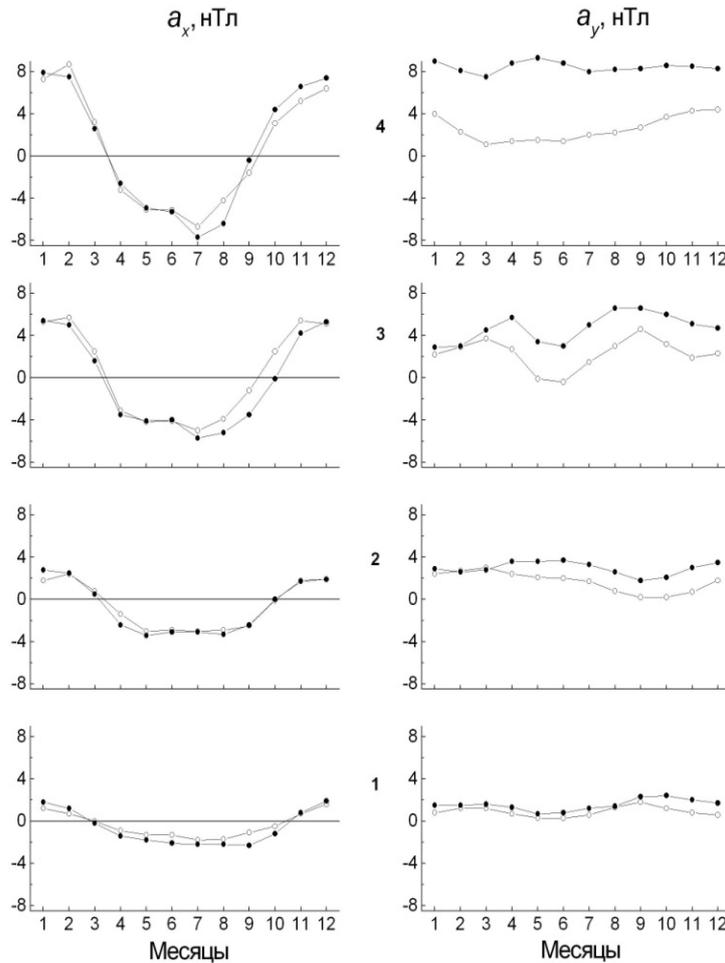


Рис. 2. Годовой ход 0÷12 часовых (a_x) и 6÷18 часовых (a_y) компонент суточной вариации магнитной активности для активного (●—●) и контрольного (○—○) вариантов. Цифрами обозначены уровни магнитной активности: 1 — $\Sigma K_p=0\div12$; 2 — $13\div18$; 3 — $19\div23$; 4 — $24\div33$

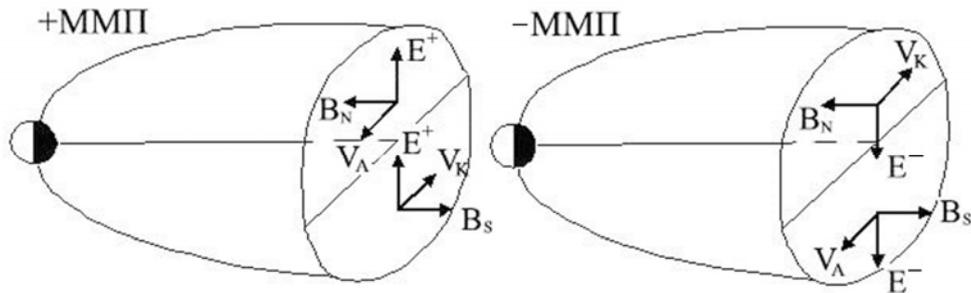


Рис. 3. Схема, иллюстрирующая электрический дрейф плазмы в долях хвоста магнитосферы в положительном (+) и отрицательном (-) секторах ММП. B_N и B_S — магнитное поле в северной и южной долях хвоста, E^+ и E^- — электрическое поле солнечного ветра, V_A и V_K — скорость дрейфа плазмы в долях хвоста для активного A и контрольного K вариантов магнитной активности

ческое поле E , связанное с продольными магнитосферными токами зоны 1 [Iijima, Potemra, 1976]. В контрольном варианте дрейф происходит с вечера на утро, и дрейфовые заряды ослабляют поле, образованное токами зоны 1. В активном варианте создается дополнительное электрическое поле между высокими и средними широтами. В этом поле развиваются дополнительные токи Педерсена, текущие от высоких широт в средние в утреннем секторе ионосферы и в обратном направлении в вечернем. До-

полнительные токи Педерсена в сочетании с существующими токами в полярной ионосфере замыкают втекающие токи зоны 1 и вытекающие токи зоны 2, которые существуют, по-видимому, во всей области от средних широт до авроральной зоны. Таким образом, в случае положительного сектора ММП в Северном полушарии развивается дополнительная токовая система, состоящая из продольных токов зон 1 и 2, дрейфовых и педерсеновских токов в полярной и среднеширотной ионосферах. В периоды

отрицательного ММП токовая система развивается в Южном полушарии. Для контрольного варианта эта токовая система не развивается, так как она прерывается в полярной шапке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы сводятся к следующему.

1. На большом экспериментальном материале подтвержден вывод о том, что в положительном секторе ММП геомагнитная активность в Северном полушарии выше, чем в Южном, а в отрицательном секторе активность выше в Южном полушарии. Получено дополнительно, что асимметрия полушарий тем больше, чем выше уровень магнитной активности. В спокойные периоды асимметрии нет.

2. Асимметрия полушарий проявляется в a_y -компоненте суточной вариации магнитной активности, а в a_x -компоненте асимметрия отсутствует полностью.

3. Непосредственной причиной северо-южной асимметрии являются, вероятно, меридиональные токи Педерсена, текущие между высокими и средними широтами в ионосфере.

4. Предложена качественная модель образования асимметрии. Электрическое поле солнечного ветра $\mathbf{E} = -[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$ проникает в доли хвоста магнитосферы и создает здесь электрический дрейф плазмы. На высотах ионосферы этот дрейф усиливает электрическое поле поперек полярной шапки и генерирует дополнительное электрическое поле между высокими и средними широтами. В этом поле образуются токи Педерсена, ответственные за наблюдаемую асимметрию магнитной активности в двух полушариях.

Настоящая работа была начата совместно с А.А. Даниловым, ушедшим из жизни 24.12.2011 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Данилов А.А. Северо-южная асимметрия геомагнитной активности // Геомагнетизм и аэронаука. 1998. Т. 38, № 3. С. 39–46.

Ионосферно-магнитные возмущения в высоких широтах / Под ред. О.А. Трошичева. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.

Шеломенцев В.В. Связь северо-южной асимметрии геомагнитной активности с y -компонентой ММП // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. М.: Наука, 1977. Вып. 43. С. 55–59.

Cao J.B., Duan A., Dunlop M., Wei X., Cai C. Dependence of IMF B_y penetration into the neutral sheet on IMF B_z and geomagnetic activity // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 5279–5285. DOI: 10.1002/2014JA019827.

Geomagnetic Data. IAGA Bulletin 1972–1976. N 32, a–h.

Iijima T., Potemra T.A. The amplitude distribution of field-aligned currents of northern high latitudes observed by Triad // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81. P. 2165–2174.

Petrukovich A.A. Origins of plasma sheet B_y // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116, A07217. DOI: 10.1029/2010JA016386.

Siebert M. Magnetic activity differences between the two hemispheres following the sector structure of the interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73. P. 3049–3052.

Wilcox J.M. Asymmetry in the geomagnetic response to the polarity of the interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73. P. 6835–6836.

Yoshizawa K. Effect of the IMF- B_y component on the North-South asymmetry of geomagnetic activity // *Planetary and Space Science.* 1986. V. 34. P. 639–644. DOI: 10.1016/0032-0633(86)90041-3.

REFERENCES

Cao J.B., Duan A., Dunlop M., Wei X., Cai C. Dependence of IMF B_y penetration into the neutral sheet on IMF B_z and geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.* 2014, vol. 119, pp. 5279–5285. DOI: 10.1002/2014JA019827.

Danilov A.A. North-south asymmetry of geomagnetic activity. *Geomagnetizm i Aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 1998, vol. 38, no. 3, pp. 39–46 (in Russian).

Geomagnetic Data. IAGA Bulletin 1972–1976, no. 32, a–h.

Iijima T., Potemra T.A. The amplitude distribution of field-aligned currents of northern high latitudes observed by Triad. *J. Geophys. Res.* 1976, vol. 81, pp. 2165–2174.

Ionospheric-magnetic disturbances at high latitudes / Ed. O.A. Troshichev. Leningrad: Gidrometeoizdat Publ., 1986. 256 p. (in Russian).

Petrukovich, A.A. Origins of plasma sheet B_y . *J. Geophys. Res.* 2011, vol. 116, A07217. DOI: 10.1029/2010JA016386.

Shelomentsev V.V. Correlation between the north-south asymmetry and IMF y -component. *Issledovaniya po Geomagnetizmu, Aeronomii i fizike Solntsa* [Research on Geomagnetism, Aeronomy and Solar Physics]. Moscow, Nauka Publ., 1977, iss. 43, pp. 55–59 (in Russian).

Siebert M. Magnetic activity differences between the two hemispheres following the sector structure of the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 1968, vol. 73, pp. 3049–3052.

Wilcox J.M. Asymmetry in the geomagnetic response to the polarity of the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 1968, vol. 73, pp. 6835–6836.

Yoshizawa K. Effect of the IMF- B_y component on the North-South asymmetry of geomagnetic activity. *Planetary and Space Sci.* 1986, vol. 34, pp. 639–644. DOI: 10.1016/0032-0633(86)90041-3.

ВВЕДЕНИЕ

Известно [Siebert, 1968; Wilcox, 1968], что геомагнитная активность в положительном секторе межпланетного магнитного поля (ММП) в Северном полушарии выше, чем в Южном, а в отрицательном секторе ММП, наоборот, активность выше в Южном полушарии. В отмеченных работах анализируются геомагнитные трехчасовые данные [Siebert, 1968] или суточные вариации в отдельные периоды [Wilcox, 1968]. Однако в них не рассматривалось влияние уровня магнитной активности на величину асимметрии.

Для выяснения физической природы северо-южной асимметрии магнитной активности необходимо рассмотреть ее по всему массиву данных и в периоды с различной магнитной активностью.

Анализировались трехчасовые данные геомагнитных индексов a_n и a_s за 1968-1975 гг. и их среднесуточные значения A_n и A_s [Geomagnetic Data, 1972-1976]. Весь массив данных разделялся на два класса по знаку секторной структуры ММП от Солнца (положительный сектор) и к Солнцу (отрицательный сектор). В каждый класс входили четыре группы в зависимости от уровня магнитной активности. Первую группу составили дни, имеющие суточную сумму Σk_p , равную $0 \div 12$ баллам, вторую - $13 \div 18$, третью - $19 \div 23$, четвертую - $24 \div 33$. Обработка данных проводилась методом наложенных эпох. В результате по каждой группе получены трехчасовые данные и их месячные значения.

ГОДОВЫЕ И СУТОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ

В работе [Данилов, 1998] показано, что превышение магнитной активности в положительном секторе ММП в Северном полушарии равно превышению активности в отрицательном секторе ММП в Южном полушарии. Для выделения асимметрии применим следующую комбинацию геомагнитных индексов A_n и A_s Северного и Южного полушарий соответственно. В качестве активного варианта A образуем сумму среднемесячных значений $A = (A_n^+ + A_s^-)$, где знаки «+» и «-» относятся к положительному и отрицательному секторам ММП. Для сравнения образуем контрольный вариант $K = (A_n^- + A_s^+)$. Результаты для четырех групп Σk_p представлены на рис. 1. Видно, что кривые в активном варианте A расположены выше, чем в контрольном варианте K . При этом различие между A и K увеличивается с ростом магнитной активности. В спокойные периоды ($\Sigma k_p = 0 \div 12$) различие между A и K практически исчезает.

Рассмотрим изменения a_n и a_s по времени суток. Для этого по данным трехчасовых a_n и a_s был проведен гармонический анализ Фурье и определены амплитуда R и время T максимума суточной вариации. В качестве времени T

принято солнечное время Северного геомагнитного полюса GMT, отличающееся от гринвичского времени UT на 4.5 ч ($GMT=UT-4.5$). В солнечно-эклиптической системе координат вектор с амплитудой R с фазой максимума T (выраженной в градусах) можно разложить на две компоненты $a_x=R\cos T$ и $a_y=R\sin T$, направленные по геомагнитному меридиану и параллели соответственно. Если причиной геомагнитной активности являются ионосферные токи, очевидно, что a_x -компонента обусловлена токами, текущими по геомагнитным параллелям, а a_y -компонента - токами, текущими по меридиану. По компонентам a_x и a_y образуем комбинации A и K. Результаты представлены на рис. 2. Отметим, что в случае a_y приняты абсолютные значения, так как эта компонента имеет противоположные знаки в положительном и отрицательном секторах ММП.

Видно, что в случае a_x варианты A и K практически не отличаются, а в случае a_y кривые варианта A расположены значительно выше, чем для контрольного варианта K. Это означает, что северо-южная асимметрия магнитной активности связана с ионосферными токами, текущими вдоль меридиана.

**ВЛИЯНИЕ АРКТИЧЕСКОГО КОЛЕБАНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ
ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ БАЛТИЙСКОГО РЕГИОНА****ARCTIC OSCILLATION IMPACT ON THERMAL REGIME
OF THE BALTIC REGION EASTERN PART**

И. Гечайте*Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург, Россия, gecaite.indre@gmail.com***А.И. Погорельцев***Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург, Россия, apogor@rshu.ru***А.И. Угрюмов***Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург, Россия, ugriumov-met@mail.ru***I. Gecaite***Russian State Hydrometeorological University, Saint Petersburg, Russia, gecaite.indre@gmail.com***A.I. Pogoreltsev***Russian State Hydrometeorological University, Saint Petersburg, Russia, apogor@rshu.ru***A.I. Ugryumov***Russian State Hydrometeorological University, Saint Petersburg, Russia, ugriumov-met@mail.ru*

Аннотация. Представлены статистические оценки влияния Арктического колебания (АК) на температурный режим восточной части Балтийского региона, характеризующийся высокой межгодовой и межсезонной изменчивостью. Важно отметить, что в области интенсивного потепления климата в зимний период на европейской территории России могут наблюдаться аномально низкие температуры. АК является одной из глобальных структур атмосферной циркуляции, имеющей тесные связи с изменчивостью погоды в Северной Европе. Аномалии АК возникают в верхних слоях атмосферы (стратосфере) и только потом передаются в нижние слои тропосферы. Проникающие из стратосферы в тропосферу аномалии циркуляции могут сохраняться в течение долгого времени (до 2 мес.). Таким образом, аномалии АК могут использоваться как предикторы в долгосрочном прогнозе погоды. В свою очередь, изменения стратосферного полярного вихря и внезапные стратосферные потепления могут быть связаны с геомагнитной активностью. Возможно, что геомагнитная активность влияет на меридиональный градиент температуры, а затем — на изменения структуры зонального ветра в стратосфере, которые оказывают воздействие на циркуляцию в тропосфере. Связь стратосфера–тропосфера проявляется в зимний период. Поэтому в работе представлен анализ аномальных похолоданий, которые отмечались в восточной части региона Балтийского моря зимой. Одновременно рассмотрены особенности циркуляции атмосферы, связанные с изменением фазы АК. Анализируемый временной интервал охватывает 1951–2014 гг.

Ключевые слова: Арктическое колебание, полярный вихрь, аномально холодные месяцы, Восточная Европа, типы атмосферной циркуляции.

Abstract. Statistical estimations of Arctic Oscillation (AO) impact on air temperature regime in the Eastern part of Baltic region are presented. The region is characterized by high inter-annual and inter-seasonal variabilities. It is important to note that in the region of global warming extremely low winter temperatures can be observed on the European territory of Russia. AO is one of large-scale global structures of atmospheric circulation closely associated with weather variability in Northern Europe. AO anomalies occur in the upper atmosphere (stratosphere) and only then transferred to tropospheric lower layers. The anomalies can be preserved during long period up to two months, so they can be predictors in long-range weather forecast. In turn, changes in stratospheric polar vortex and sudden stratospheric warmings can be related to the geomagnetic activity. Perhaps, the geomagnetic activity influences the meridional temperature gradient and then changes in the structure of the stratospheric zonal wind. In turn, the changes have an impact on the tropospheric circulation. The stratosphere–troposphere connection occurs during winter months. Therefore, the paper presents the analysis of extremely cold winter anomalies in the Eastern part of Baltic Sea region. At the same time, we considered atmospheric circulation peculiarities related to AO phase change. The analyzable time interval covers 1951–2014.

Keywords: Arctic Oscillation, polar vortex, extremely cold months, Eastern Europe, atmosphere circulation types.

ВВЕДЕНИЕ

В восточной части Балтийского региона погода в холодный сезон является очень переменчивой не только из года в год, но и внутри одного сезона. Причиной этого является географическое положение региона, через который проходят воздушные массы различных типов. Недалеко от Балтийского региона находится Арктика, откуда приходят холодные арктические воздушные массы. С запада, с Атлантики, в исследуемый регион поступают влажные и теплые воздушные массы. С востока, со стороны Азиатского континента, из Сибири, приходят особо холодные континентальные воздушные массы.

Основными глобальными структурами атмосферной циркуляции, влияющими на погодные условия как во всей Северной Европе, так и в рассматриваемом регионе, являются Северо-Атлантическое колебание (САК) и Арктическое колебание (АК). Они регулируют интенсивность циклонической и антициклонической деятельности и, следовательно, адвекции различных воздушных масс. При оценке данной связи часто используются каталоги типов атмосферной циркуляции, поскольку конкретный тип атмосферной циркуляции может повлиять на формирование экстремальных условий погоды. Эти каталоги используются для оценки изменчивости погодных условий (или климата) на основании заранее установленных типов атмосферной циркуляции. Типы циркуляции чаще всего выделяются с учетом положения фронтов, структуры поля давления в данном регионе (положение ложбин и гребней на синоптических картах) [Нюу et al., 2013], а также на основании направления циклонических и антициклонических вторжений [Джердзевский, 1975].

Арктическое колебание описывается изменениями первой эмпирической ортогональной функции давления на уровне моря в Северном полушарии (20–90° N) зимой. Один центр давления находится в Арктике, а другой — в области между 37° и 45° N [John et al., 2008]. Выделяют две фазы АК — отрицательную и положительную, которые по-разному влияют на погодные условия в Северном полушарии.

На рис. 1 отображены схема полярного вихря и его влияние на погодные условия при разной интенсивности [John et al., 2008]. Индекс АК отрицателен, когда над Северным полюсом наблюдается относительно высокое давление, а над умеренными широтами (примерно над 45° N) — низкое. При отрицательной фазе АК вихрь вокруг Арктики ослабевает, что позволяет холодному воздуху проникать не только в центральные, но и южные районы Европы, Азии и Северной Америки [Hosansky, 2003]. При положительной фазе АК распределение давления противоположное [Jovanovic et al., 2008]. Во время этой фазы зона высокого давления в умеренных широтах вызывает сдвиг западно-восточного переноса и струйного течения на север [Cohen, 2011]. Эта ситуация способствует притоку теплого и влажного океанического воздуха в Европу и Северную Америку. При положительной фазе АК холодный арктический воздух не распространяется так далеко на юг, как

при отрицательных значениях индекса АК: сильный западно-восточный перенос блокирует холодный воздух внутри арктических широт.

Следует отметить, что существует тесная связь между процессами в стратосфере и тропосфере, а именно между интенсивностью стратосферного полярного вихря и фазой приземного АК. По мнению многих авторов, это объясняется вертикальным распространением планетарных волн, которые, зарождаваясь в тропосфере, распространяются в стратосферу, где взаимодействуют со средним потоком [Мордвинов и др., 2007б; Кулямин, Дымников, 2014].

К сожалению, процессы, влияющие на образование той или иной фазы АК, недостаточно изучены. Обсуждаются разные гипотезы, среди которых можно упомянуть повышение эмиссии парниковых газов и уменьшение ледников в Арктике [Stricherz, 2001], изменение количества водяного пара в стратосфере [Solomon et al., 2010], изменение концентрации озона в стратосфере [Wallace, Thompson, 2001], внезапные потепления в стратосфере [Cohen, 2011; Варгин и др., 2015]. Важно отметить, что изменения солнечной и геомагнитной активности могут влиять на смену фазы САК (и, соответственно, АК), которое отвечает за характер межширотного переноса тепла в атмосфере и океане [Жеребцов и др., 2008].

Как известно, АК и САК объясняют похожие вариации распределения давления, различие только в том, что САК — региональная тропосферная мода, а АК отражает изменчивость барического поля во всем Северном полушарии. Установлено, что аномалии АК чаще всего появляются сначала в стратосфере и только потом передаются вниз, в тропосферу [Baldwin, Dunkerton, 1999]. Вместе с тем пространственная структура корреляционных связей межгодовых вариаций геомагнитной активности в зимний период с изменениями барического поля и температуры в тропосфере и стратосфере Северного полушария весьма напоминает структуру Арктической осцилляции (АО). Это объясняет сложную географическую зависимость многочисленных проявлений геомагнитной активности в атмосфере. Вероятно, именно этим можно объяснить усиленную реакцию циркуляции атмосферы в районе зимних океанических центров действия, где АО проявляется в наибольшей степени [Мордвинов и др., 2007].

Важно отметить, что до конца 1960-х гг. наблюдалось одновременное снижение уровня геомагнитной активности, интенсивности АО и САК. Затем индексы возросли, достигнув максимальных значений во время зим 1989/90 и 1992/93 гг., и снизились к началу первого десятилетия XXI в. [Мордвинов и др., 2007а]. В периоды, когда преобладают зимние сезоны с положительной фазой АО, над Арктикой создается зона более низкого давления и наблюдаются положительные аномалии температуры в северной части Евразии, а также над большей частью США. Таким образом, есть все предпосылки проанализировать возможное влияние АК на зимние погодные условия в Балтийском регионе.

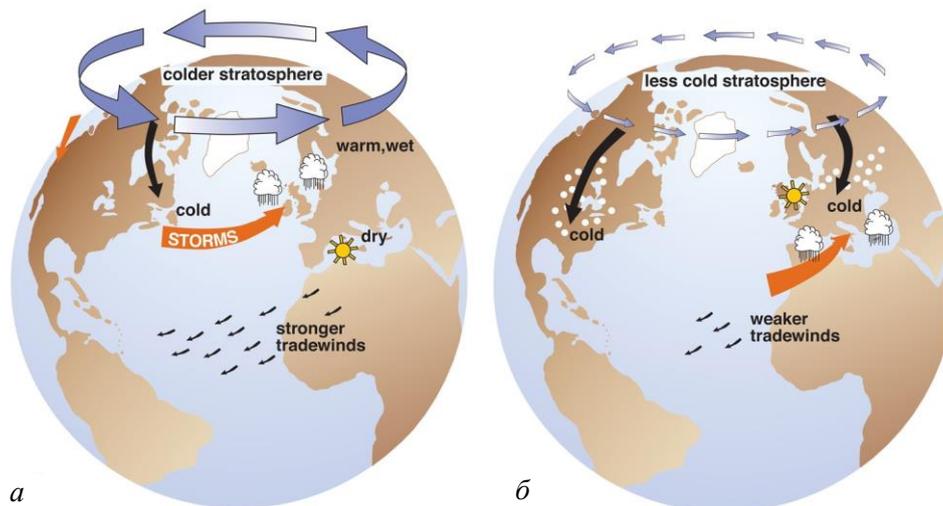


Рис. 1. Положительная (а) и отрицательная фаза (б) Арктического колебания. Влияние фазы АК на зимнюю погоду в Северном полушарии [Stricherz, 2001]

Целью данной работы является получение статистических оценок влияния Арктического колебания на температурный режим и изменение циркуляции атмосферы в восточной части региона Балтийского моря.

МЕТОДИКА

В работе проводится анализ холодных зим за период 1951–2014 гг. в восточной части Балтийского региона, т. е. для территории, ограниченной 54–62° N и 20–33° E (рис. 2). Расчеты проведены по данным с разрешением 0.5°. Для получения результатов использовались данные среднемесячной и суточной температуры воздуха (CPC GHCN/CAMS t2m analysis (land)) в каждой точке сетки (всего 106 точек) из базы данных European Climate Assessment and Dataset KNMI Climate Explorer [http://eca.knmi.nl]. По среднемесячным значениям температуры воздуха в каждой точке были рассчитаны нормированные аномалии температуры (1) и на основании этих аномалий выделены особо холодные и особо теплые зимы за 1951–2014 гг.:

$$Z = \frac{(x - \bar{x})}{\sigma}, \quad (1)$$

где \bar{x} — многолетняя среднемесячная приземная температура воздуха; x — средняя температура воздуха для определенного месяца и года; σ — среднее квадратичное отклонение температуры.

Влияние АК на температуру исследовалось путем сравнения аномальных похолоданий с типами атмосферной циркуляции. Они определялись на основании автоматизированной схемы [Jenkinson, Collison, 1977], в которой главными показателями являются геострофический ветер и завихренность потока воздуха (табл. 1) [Post et al., 2002; Chen, 2000]. Для расчета указанных показателей были использованы данные по среднесуточному давлению, приведенному к уровню моря, из базы данных реанализа NCEP/NCAR для 16 точек в области 50–70° N

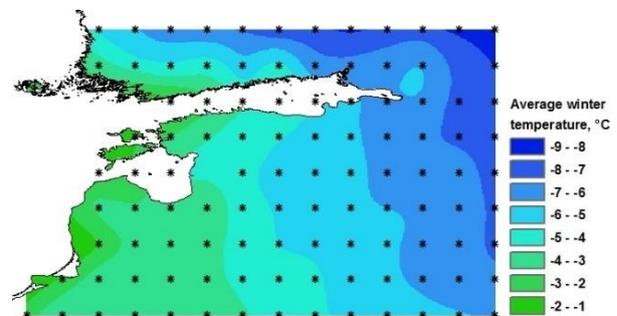


Рис. 2. Распределение температуры воздуха на рассматриваемой территории в 1951–2014 гг.

и 10–40° E. Всего выделено 27 типов атмосферной циркуляции, которые дальше комбинировались в обобщенные типы (восемь по направлению потока воздуха и два по типу завихренности).

Суточные и среднемесячные значения индексов АК получены из базы данных NOAA Climate Prediction Center [http://www.cpc.ncep.noaa.gov]. Для визуализации данных использовалась программа геоинформационной системы ArcMap 10.0.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В распределении температуры для данного региона большую роль играет расстояние от Балтийского моря, влияние которого распространяется примерно на 30–100 км от берега. Ближе к берегу зимой наблюдаются более теплые погодные условия, а также увеличивается температурный градиент. Средняя температура воздуха за декабрь–февраль 1951–2014 гг. колеблется от -1.7 °C в западной части региона до -8.1 °C на северо-востоке (рис. 2). Средняя температура воздуха зимой в исследуемом регионе равна -5.2 °C. В среднем температура опускается ниже нуля 18 ноября и опять становится положительной 27 марта, самые минимальные температуры фиксируются в феврале (примерно 11 февраля – 7.9 °C). Однако существуют годы, когда температура воздуха сильно отклоняется от долгосрочной климатической нормы (приблизительно в 2–3 раза).

Таблица 1

Типы циркуляции, определенные на основании направления воздушного потока, оценки общей завихренности (W) и ее сопоставления с пороговым значением завихренности (F)*

Описание	Интерпретация
Направление потока воздуха (С, СВ, В, ЮВ, Ю, ЮЗ, З, СЗ)	$ W < F$
Антициклоническая завихренность (А)	Когда $ W > 2F$ и $W < 0$
Циклоническая завихренность (Ц)	Когда $ W > 2F$ и $W > 0$
Смешанный тип (направление потока воздуха+завихренность)	Когда $F < W < 2F$
Неклассифицированный тип (Н)	Когда $W < \text{среднегодовой } W$, $F < \text{среднегодовой } F$

*На основании сопоставления W и F выносится решение о типе циркуляции.

Таблица 2

Критерии классификации зимних месяцев по степени аномальности температурных условий в восточной части региона Балтийского моря

Характеристика месяца	Экстремально холодный	Аномально холодный	Холодный	Норма	Теплый	Аномально теплый	Экстремально теплый
Пределы z	$z < -2.11$	$-2.1 < z < -1.41$	$-1.4 < z < -0.71$	$-0.7 < z < 0.7$	$0.71 < z < 1.4$	$1.41 < z < 2.1$	$z > 2.11$
Категория	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3

По среднемесячным значениям температуры воздуха в каждой точке сетки были рассчитаны нормированные аномалии температуры (z) и выделены особо холодные и особо теплые месяцы за период с 1951 по 2014 г. Для определения термических условий зимы использовалась классификация, предложенная К. Пфистером [Przybylak et al., 2005; Maheras et al., 1999]. На ее основе выделяется семь категорий термических условий зимних месяцев — от экстремально холодных до экстремально теплых (табл. 2). Выделено всего 24 холодных, 17 аномально холодных и 4 экстремально холодных месяца. Также за этот период выявлено 39 теплых, 8 аномально теплых и 1 экстремально теплый зимний месяц.

Установлено, что аномалии среднемесячной температуры воздуха при категориях -1, -2, -3 чаще всего охватывают не менее 50 % всей территории. Такие аномальные погодные условия создаются при изменении крупномасштабной атмосферной циркуляции в Северном полушарии. В исследуемый период экстремально холодными были (год/месяц) 1978/12, 1987/01, 1956/02, 1985/02; аномально холодными месяцами являлись 1955/12, 1967/12, 1969/12, 2001/12, 2002/12, 2010/12, 1963/01, 1966/01, 1967/01, 1968/01, 1969/01, 1972/01, 1985/01, 2010/01, 1954/01, 1966/02, 1986/02 (рис. 3 а, б).

Рассмотрим теперь совместный временной ход нормированных аномалий температуры в зимние месяцы и индекса АК с 1950 по 2014 г. На рис. 3, а, б хорошо видна достаточно высокая прямая корреляция временных рядов: положительным значениям АК, как правило, соответствуют положительные аномалии температуры, низким значениям АК — отрицательные аномалии температуры. Корреляция между средней температурой воздуха зимой во всем регионе и индексом АК равна $r=0.71$ (при 99 % статистической значимости). Более тесные связи установлены для континентальной части рассматриваемой территории. Можно заметить (рис. 3, а, б), что во второй половине анализируемого промежутка времени намного реже фиксируются аномально хо-

лодные месяцы, особенно в 1988–2008 гг. Это очень хорошо отражает и изменчивость индекса АК на данном временном интервале. Ранее было установлено, что в данном регионе АК сильно влияет также на характеристики снежного покрова [Rimkus et al., 2014].

На основе полученных результатов, показывающих, что существует тесная связь между крупномасштабной циркуляцией атмосферы и вариациями температуры воздуха, можно оценить, как быстро температурный режим реагирует на изменение фазы АК. Для этого был проведен анализ временного хода суточных данных по аномалиям температуры и индекса АК для 17 аномально холодных месяцев в 1951–2014 гг. В качестве примера представлены колебания значений данных параметров в декабре 1955, в январе 1968, в январе–феврале 1986 и в декабре 2010 г. (рис. 4, а–г).

Анализ суточных данных показал схожесть временного хода АК и температуры воздуха. Установлено также, что при смещении временного ряда температуры относительно индекса АК от 2 до 6 сут вариации значений индекса АК и аномалии температуры воздуха становятся практически синхронными. Это доказывает, что температура меняется быстро в связи с изменениями циркуляции атмосферы при смене фазы АК: время реакции в среднем от 2 до 6 дней.

Для оценки особенностей циркуляции в аномально холодные зимние месяцы проведен статистический анализ типов атмосферной циркуляции. Установлено, что в аномально холодные зимние месяцы господствовала антициклоническая циркуляция (41 % всех дней), при этом часто наблюдался перенос воздуха из восточной четверти горизонта — 32 % (чисто восточный перенос — 13 %, юго-восточный — 13 % и северо-восточный — 6 %). Выделяются январь 1961, декабрь 1978 и январь 2010 г., когда отрицательные аномалии температуры определялись другими циркуляционными условиями.

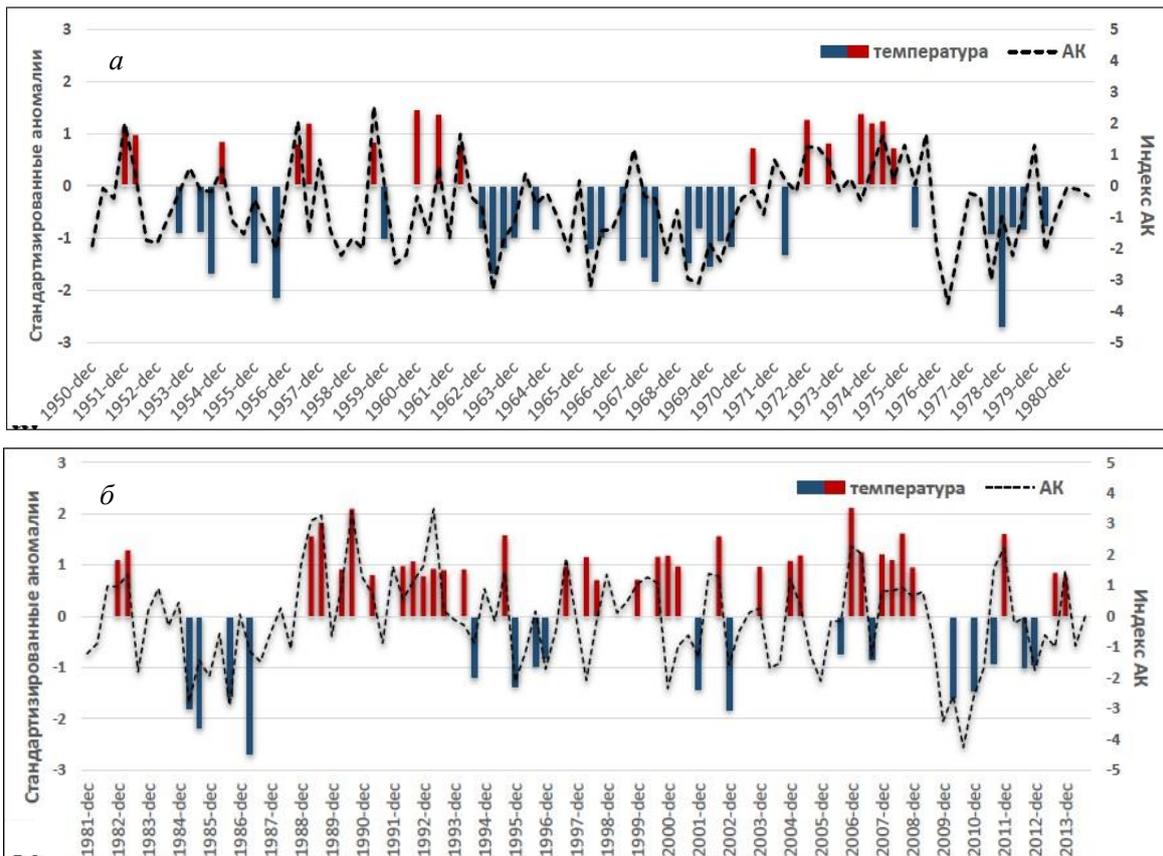


Рис. 3. Особо холодные и теплые зимние месяцы и значения индекса АК в 1951–1981 гг. (а) и 1981–2014 гг. (б)

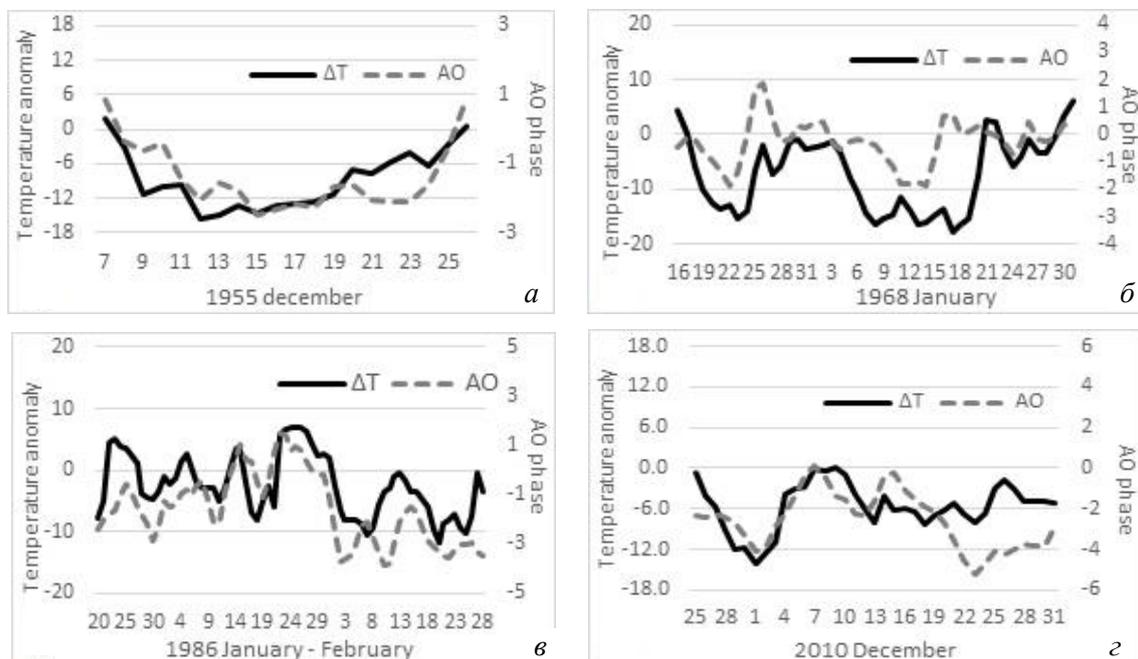


Рис. 4. Временной ход индекса АК и температуры воздуха в восточной части региона Балтийского моря

Следует отметить связь особо холодных месяцев в данном регионе с показателями солнечной и геомагнитной активности: чаще всего холодные месяцы встречались в периоды низкой солнечной активности, а вот одна из самых теплых зим 1989 г. совпадает с максимумом геомагнитной активности и вы-

сокими значениями индекса АК. Результаты других исследований согласуются со статистическими связями, найденными в данной работе. В работе [Мордвинов и др., 2007а] установлено, что коэффициент корреляции между геомагнитной активностью и АК равен $r=0.32$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлена связь между фазой АК и температурой воздуха в восточной части региона Балтийского моря (коэффициент корреляции $r=0.71$). Анализ ежедневных данных показал, что в аномально холодные зимние месяцы изменения фазы АК сравнительно быстро влияют на температурное поле данного региона. Это происходит за счет перестройки атмосферной циркуляции: реакция температурного поля запаздывает относительно изменений показателя АК на 2–6 сут. Во время холодных периодов при отрицательной фазе АК господствует антициклоническая циркуляция и восточный перенос, что в среднем не характерно для данного региона.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-17-00685).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Варгин П.Н., Володин Е.М., Карпечко А.Ю., Погорельцев А.И. О стратосферно-тропосферных взаимодействиях // Вестник РАН. 2015. Т. 85, № 1. С. 39–46.

Дзердзеевский Б.Л. Общая циркуляция атмосферы и климат. М.: Наука, 1975. С. 288.

Жеребцов Г.А., Коваленко В.А. Молодых С.И., Рубцова О.А. Солнечная активность и динамические процессы в атмосфере и теплосодержании Мирового океана // Солнечно-земная физика. 2008. Вып. 12. Т. 2. С. 268–271.

Кулямин Д.В., Дымников В.П. Моделирование общей циркуляции тропосферы–стратосферы–мезосферы с включением D-слоя ионосферы // Гелиогеофизические исследования. 2014. Вып. 10. С. 5–44.

Мордвинов В.И., Иванова А.С., Девятова Е.В. Арктическая осцилляция и тропосферно-стратосферные взаимодействия // Солнечно-земная физика. 2007б. Вып. 10. С. 106–112.

Мордвинов В.И., Иванова А.С., Девятова Е.В. Геомагнитная активность и общая циркуляция атмосферы // Солнечно-земная физика. 2007а. Вып. 10. С. 16–24.

Baldwin M.P., Dunkerton T.J. Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104, N D24. P. 937–946.

Chen D. A monthly circulation climatology for Sweden and its application to a winter temperature case study // *Intern. J. Climatology*. 2000. N 20. P. 1067–1076.

Cohen J. Eurasian snow cover variability and links with stratosphere-troposphere coupling and their potential use in seasonal to decadal climate predictions // *Climate Test Bed Joint Seminar Series. NCEP, Camp Springs, Maryland*. 2011.

Hosansky D. The Arctic Oscillation: A key to this winter's cold — and a warmer planet // *NCAR News Release*. 2003. URL: www.ucar.edu (accessed April 08, 2012).

Hoy A., Jaagus J., Sepp M., Mutschallat J. Spatial response of two European atmospheric circulation classifications (data 1901–2010) // *Theoretical and Applied Climatology*. 2013. N 112. P. 73–88. DOI: <http://dx.doi.org/10.2112/JCOASTRES-D-10-00157.1>.

Jenkinson A.F., Collison F.P. An initial climatology of gales over the North Sea // *Synoptic Climatology Branch Memorandum N 62. Bracknell: Meteorological Office, 1977. P. 18.*

John N., Scott S., Suim T., Wittoyo K. North Atlantic Oscillation (NAO)/ Arctic Oscillation (AO) // *Department of Meteorology SJSU*. 2008. URL: <http://www.met.sjsu.edu> (accessed November 11, 2010).

Jovanovic G., Reljin I., Reljin B. The influence of Arctic and North Atlantic Oscillation on precipitation regime in Serbia // *IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science*. V. 4, N 1. 2008. 012025. DOI: [10.1088/1755-1307/4/1/012025](https://doi.org/10.1088/1755-1307/4/1/012025).

Maheras P., Xoplaki E., Davies T., Martin-Vide J., Bariendos M., Alcoforado M.J. Warm and cold monthly anomalies across the Mediterranean Basin and their relationship with circulation; 1860–1990 // *Intern. J. Climatology*. 1999. N 19. P. 1697–1715.

Post P., Truija V., Tuulik J. Circulation weather types and their influence on temperature and precipitation in Estonia // *Boreal Environment Research*. 2002. N 7. P. 281–289.

Przybylak R., Majorowicz J., Wojcik G., Zielski A., Chorzyczewski W., Marciniak K., Nowosad W., Olinski P., Syta K. Temperature changes in Poland from the 16th to the 20th centuries // *Intern. J. Climatology*. 2005. N 25. P. 773–791.

Rimkus E., Kazys J., Butkute S., Gecaite I. Snow cover variability in Lithuania over the last 50 years and its relationship with large-scale atmospheric circulation // *Boreal Environment Research*. 2014. N 19. P. 337–351.

Solomon S., Rosenlof K., Portmann R., John D., Sean D., Sanford T., Plattner G.K. Contributions of stratospheric water vapor to decadal changes in the rate of global warming // *Science*. 2010. V. 327, N 5970. P. 1219–1223. DOI: [10.1126/science.1182488](https://doi.org/10.1126/science.1182488).

Stricherz V. UW scientists say Arctic Oscillation might carry evidence of global warming // *University of Washington*. 2001. URL: <http://www.washington.edu/news/2001/06/01/uw-scientists-say-arctic-oscillation-might-carry-evidence-of-global-warming/> (accessed September 10, 2015).

URL: <http://eca.knmi.nl> (accessed August 18, 2015).
URL: <http://www.cpc.ncep.noaa.gov> (accessed August 18, 2015).

REFERENCES

Baldwin M.P., Dunkerton T.J. Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere. *J. Geophys. Res.* 1999, vol. 104, no. D24, pp. 937–946.

Chen D. A monthly circulation climatology for Sweden and its application to a winter temperature case study. *Intern. J. Climatology*. 2000. N 20. P. 1067–1076.

Cohen J. Eurasian snow cover variability and links with stratosphere-troposphere coupling and their potential use in seasonal to decadal climate predictions. *Climate Test Bed Joint Seminar Series. NCEP, Camp Springs, Maryland*. 2011.

Dzerdziejewsky B.L. *Obshchaya tsirkulyatsiya atmosfery i klimat* [Total Atmospheric Circulation and Climate]. Moscow, Nauka Publ., 1975, 228 p. (in Russian).

Hosansky D. The Arctic Oscillation: A key to this winter's cold — and a warmer planet. *NCAR News Release*. 2003. URL: www.ucar.edu (accessed April 8, 2012).

Hoy A., Jaagus J., Sepp M., Mutschallat J. Spatial response of two European atmospheric circulation classifications (data 1901–2010). *Theoretical and Applied Climatology*. 2013, no. 112, pp. 73–88. DOI: <http://dx.doi.org/10.2112/JCOASTRES-D-10-00157.1>.

Jenkinson A.F., Collison F.P. An initial climatology of gales over the North Sea. *Synoptic Climatology Branch Memorandum no. 62. Bracknell, Meteorological Office, 1977, p. 18.*

John N., Scott S., Suim T., Wittoyo K. North Atlantic Oscillation (NAO) / Arctic Oscillation (AO). *Department of Meteorology SJSU*. 2008. URL: <http://www.met.sjsu.edu> (accessed November 11, 2010).

Jovanovic G., Reljin I., Reljin B. The influence of Arctic and North Atlantic Oscillation on precipitation regime in Serbia. *IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science*. 2008, vol. 4, no. 1, 012025. DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1755-1307/4/1/012025>.

Kulyamin D.V., Dymnikov V.P. Modeling of the total circulation of the troposphere–stratosphere–mesosphere including the ionospheric D layer. *Geliogeofizicheskie issledovaniya* [Heliogeophysical Research]. 2014, iss. 10, pp. 5–44 (in Russian).

Maheras P., Xoplaki E., Davies T., Martin-Vide J., Bariendos M., Alcoforado M.J. Warm and cold monthly anomalies across the Mediterranean Basin and their relationship with circulation; 1860–1990. *Intern. J. Climatology*. 1999, no. 19, pp. 1697–1715.

Mordvinov V.I., Ivanova A.S., Devyatova E.V. Arctic Oscillation and troposphere-stratosphere interactions. *Solnechno-zemnaya fizika* [Solar-Terrestrial Physics]. 2007b, iss. 10, pp. 106–112 (in Russian).

Mordvinov V.I., Ivanova A.S., Devyatova E.V. Geomagnetic activity and the total atmospheric circulation. *Solnechno-zemnaya fizika* [Solar-Terrestrial Physics]. 2007a, iss. 10, pp. 16–24 (in Russian).

Post P., Truija V., Tuulik J. Circulation weather types and their influence on temperature and precipitation in Estonia. *Boreal Environment Research*. 2002, no. 7, pp. 281–289.

Przybylak R., Majorowicz J., Wojcik G., Zielski A., Chorzyczewski W., Marciniak K., Nowosad W., Olinski P., Syta K. Temperature changes in Poland from the 16th to the 20th centuries. *Intern. J. Climatology*. 2005, no. 25, pp. 773–791.

Rimkus E., Kazys J., Butkute S., Gecaite I. Snow cover variability in Lithuania over the last 50 years and its relationship with large-scale atmospheric circulation. *Boreal Environment research*. 2014, no. 19, pp. 337–351.

Solomon S., Rosenlof K., Portmann R., John D., Sean D., Sanford T., Plattner G.K. Contributions of stratospheric water vapor to decadal changes in the rate of global warming. *Science*. 2010, vol. 327, no. 5970, pp. 1219–1223. DOI: 10.1126/science.1182488.

Stricherz V. UW scientists say Arctic Oscillation might carry evidence of global warming // *University of Washington*. 2001. URL: <http://www.washington.edu/news/2001/06/01/uw-scientists-say-arctic-oscillation-might-carry-evidence-of-global-warming/> (accessed September 10, 2015).

Vargin P.N., Volodin E.M., Karpechko A.Yu., Pogorel'tsev A.I. On stratosphere-troposphere interactions. *Vestnik RAN* [Herald of the Russian Academy of Sciences]. 2015, vol. 85, no. 1, pp. 39–46 (in Russian).

Zherebtsov G.A., Kovalenko V.A., Molodykh S.I., Rubtsova O.A. Solar activity and dynamic processes in the atmosphere and World Ocean heat content. *Solnechno-zemnaya fizika* [Solar-Terrestrial Physics]. 2008, iss. 12, vol. 2, pp. 268–271 (in Russian).

URL: <http://eca.knmi.nl> (accessed August 18, 2015).

URL: <http://www.cpc.ncep.noaa.gov> (accessed August 18, 2015).

Статья подготовлена по материалам Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» Международной Байкальской молодежной школы по фундаментальной физике.

ВВЕДЕНИЕ

В восточной части Балтийского региона погода в холодный сезон является очень переменной не только из года в год, но и внутри одного сезона. Причиной этого является географическое положение региона, через который проходят воздушные массы различных типов. Недалеко от Балтийского региона находится Арктика, откуда приходят холодные арктические воздушные массы. С запада, с Атлантики, в исследуемый регион поступают влажные и теплые воздушные массы. С востока, со стороны Азиатского континента, из Сибири, приходят особо холодные континентальные воздушные массы.

Основными глобальными структурами атмосферной циркуляции, влияющими на погодные условия как во всей Северной Европе, так и в рассматриваемом регионе, являются Северо-Атлантическое колебание (САК) и Арктическое колебание (АК). Они регулируют интенсивность циклонической и антициклонической деятельности и, следовательно, адвекции различных воздушных масс. При оценке данной связи часто используются каталоги типов атмосферной циркуляции, поскольку конкретный тип атмосферной циркуляции может повлиять на формирование экстремальных условий погоды. Эти каталоги используются для оценки изменчивости погодных условий (или климата) на основании заранее установленных типов атмосферной циркуляции. Типы циркуляции чаще всего выделяются с учетом положения фронтов, структуры поля давления в данном регионе (положение ложбин и гребней на синоптических картах) [Ной et al., 2013], а также на основании направления циклонических и антициклонических вторжений [Дзердзеевский, 1975].

Арктическое колебание описывается изменениями первой эмпирической ортогональной функции давления на уровне моря в Северном полушарии (20-90° N) зимой. Один центр давления находится в Арктике, а другой - в области между 37° и 45° N [John et al., 2008]. Выделяют две фазы АК - отрицательную и положительную, которые по-разному влияют на погодные условия в Северном полушарии.

На рис. 1 отображены схема полярного вихря и его влияние на погодные условия при разной интенсивности [John et al., 2008]. Индекс АК отрицателен, когда над Северным полюсом наблюдается относительно высокое давление, а над умеренными широтами (примерно над 45° N) - низкое. При отрицательной фазе АК вихрь вокруг Арктики ослабевает, что позволяет холодному воздуху проникать не только в центральные, но и южные районы Европы, Азии и Северной Америки [Nosansky, 2003]. При положительной фазе АК распределение давления противоположное [Jovanovic et al., 2008]. Во время этой фазы зона

высокого давления в умеренных широтах вызывает сдвиг западно-восточного переноса и струйного течения на север [Cohen, 2011]. Эта ситуация способствует притоку теплого и влажного океанического воздуха в Европу и Северную Америку. При положительной фазе АК холодный арктический воздух не распространяется так далеко на юг, как при отрицательных значениях индекса АК: сильный западно-восточный перенос блокирует холодный воздух внутри арктических широт.

О ВОЗМОЖНОСТИ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В МАГНИТНЫХ ТРУБКАХ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

ON THE POSSIBILITY FOR LABORATORY SIMULATION OF GENERATION OF ALFVEN DISTURBANCES IN MAGNETIC TUBES IN THE SOLAR ATMOSPHERE

П.А. Прокопов

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, paprok312@gmail.com*

Ю.П. Захаров

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, ki1z@mail.ru*

В.Н. Тищенко

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, tvn25@ngs.ru*

Э.Л. Бояринцев

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, dlp@laser.nsc.ru*

А.В. Мелехов

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, dlp@laser.nsc.ru*

А.Г. Пономаренко

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, pon@academ.org*

В.Г. Посух

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, posukh@mail.ru*

И.Ф. Шайхисламов

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, ildars@ngs.ru*

P.A. Prokopov

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, paprok312@gmail.com*

Y.P. Zakharov

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, ki1z@mail.ru*

V.N. Tishchenko

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, tvn25@ngs.ru*

E.L. Boyarintsev

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, dlp@laser.nsc.ru*

A.V. Melekhov

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, dlp@laser.nsc.ru*

A.G. Ponomarenko

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, pon@academ.org*

V.G. Posukh

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, posukh@mail.ru*

I.F. Shaikhislamov

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, ildars@ngs.ru*

Аннотация. Исследовалась возможность генерации альфвеновских возмущений в магнитных трубках в условиях взрывающейся лазерной плазмы в замагниченной фоновой плазме. Аналогичные по эффекту возбуждения волн торсионного типа процессы, предположительно, обеспечивают перенос энергии от фотосферы Солнца к короне. Исследования проводились на экспериментальном стенде КИ-1, представляющем собой цилиндрическую высоковакуумную камеру диаметром 1.2 м, длиной 5 м, с внешним магнитным полем до 500 Гс вдоль оси камеры и давлением в рабочем режиме до $2 \cdot 10^{-6}$ торр. Лазерная плазма создавалась при фокусировке CO_2 -лазерного импульса на плоской полиэтиленовой мишени и распространялась в фоновой водородной (или гелиевой) плазме θ -пинча. В результате экспериментально смоделирована магнитная трубка радиусом 15–20 см вдоль оси камеры и направления внешнего магнитного поля, измерено распределение концентрации плазмы в трубке. Зарегистрировано распространение альфвеновской волны вдоль магнитного поля по возмущению поперечной компоненты B_ϕ магнитного поля и продольного тока J_z . Эти возмущения распространяются со скоростью 70–90 км/с, близкой к альфвеновской, и обладают левосторонней круговой поляризацией поперечной

Abstract. The paper deals with generation of Alfvén plasma disturbances in magnetic flux tubes through exploding laser plasma in magnetized background plasma. Processes with similar effect of excitation of torsion-type waves seem to provide energy transfer from the solar photosphere to corona. The studies were carried out at experimental stand KI-1 represented a high-vacuum chamber of 1.2 m diameter, 5 m long, external magnetic field up to 500 Gs along the chamber axis, and up to $2 \cdot 10^{-6}$ Torr pressure in operating mode. Laser plasma was produced when focusing the CO_2 laser pulse on a flat polyethylene target, and then the laser plasma propagated in θ -pinch background hydrogen (or helium) plasma. As a result, the magnetic flux tube of 15–20 cm radius was experimentally simulated along the chamber axis and the external magnetic field direction. Also, the plasma density distribution in the tube was measured. Alfvén wave propagation along the magnetic field was registered from disturbance of the magnetic field transverse component B_ϕ and field-aligned current J_z . The disturbances propagate at near-Alfvén velocity of 70–90 km/s and they are of left-hand circular polarization of the transverse component of magnetic field. Presumably, Alfvén wave is generated by the magnetic laminar mechanism of collisionless interaction between laser plasma cloud and background. The right-hand polarized high-frequency

компоненты магнитного поля. Предположительно, альфвеновская волна генерируется за счет магнитного ламинарного механизма бесстолкновительного взаимодействия облака лазерной плазмы и фона. Зарегистрирован высокочастотный вистлерный предвестник, распространяющийся перед альфвеновской волной со скоростью до 300 км/с, обладающий правосторонней поляризацией, направление поляризации меняется с приходом альфвеновской волны. Обнаружены признаки медленной магнитозвуковой волны в виде скачка концентрации фоновой плазмы с одновременным вытеснением внешнего магнитного поля. Это возмущение распространяется со скоростью ~20–30 км/с, близкой к скорости ионного звука при малом значении плазменного бета, и, по предварительным оценкам, переносит около 10 % исходной энергии лазерной плазмы.

Ключевые слова: нагрев солнечной короны, магнитные трубки, альфвеновские волны, медленные магнитозвуковые волны, вистлеры, магнитный ламинарный механизм.

ВВЕДЕНИЕ

Широко известной проблемой при исследованиях Солнца является проблема нагрева солнечной короны. Температура солнечной поверхности (фотосферы) составляет приблизительно 5800 °С, в то время как температура солнечной короны превосходит ее на несколько порядков [Прист, 1985]. Существуют различные гипотезы, объясняющие нагрев солнечной короны до столь высоких температур. Одна из гипотез предполагает перенос энергии от поверхности Солнца к короне посредством распространяющихся в плазме альфвеновских волн (АВ) или медленных магнитозвуковых (ММЗ) волн. Данные волны распространяются в плазме, находящейся во внешнем магнитном поле. Частицы плазмы движутся преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля и при достаточной напряженности поля образуют так называемую магнитную плазменную трубку вдоль силовой линии. В данной работе приведены результаты эксперимента по моделированию плазменных процессов в трубках, имеющих начало и конец в фотосфере, но большей частью находящихся в атмосфере Солнца (в короне). В целом модельные эксперименты посвящены исследованию генерации альфвеновских и ММЗ-волн (и, возможно, сопутствующих ударных волн) на стенде КИ-1 при инъекции сгустков лазерной плазмы (ЛП) в конусе с раствором ~1 ср и осью вдоль магнитного поля B_0 (начальная конфигурация облака ЛП имеет вид направленного взрыва), что характерно для процессов генерации и распространения ММЗ-волн и АВ в солнечной атмосфере. Помимо них в ходе экспериментов были получены данные о быстрых высокочастотных возмущениях — электронных вистлерах, распространяющихся в магнитных трубках со скоростью больше альфвеновской и предшествующих АВ и ММЗ-волнам.

whistler predictor was registered which have been propagating before Alfvén wave at 300 km/s velocity. The polarization direction changed with Alfvén wave coming. Features of a slow magnetosonic wave as a sudden change in background plasma concentration along with simultaneous displacement of the external magnetic field were found. The disturbance propagates at ~20–30 km/s velocity, which is close to that of ion sound at low plasma beta value. From preliminary estimates, the disturbance transfers about 10 % of the original energy of laser plasma.

Keywords: Solar corona heating, magnetic flux tubes, Alfvén waves, slow magnetosonic waves, whistlers, magnetic laminar mechanism.

Одной из основных целей данных модельных опытов являлось исследование возможности генерации АВ торсионного типа и их распространения в условиях плазменных структур, имитирующих магнитные трубки в солнечной атмосфере. Такие волны, генерируемые вращательными движениями (по азимуту) на поверхности фотосферы [Antolin, Shibata, 2010], в настоящее время считаются одними из наиболее эффективных источников нагрева короны [De Moortel, Nakaryakov, 2012; Antolin et al., 2015; Okamoto et al., 2015]. Основанием для новых модельных экспериментов данного типа на стенде КИ-1 послужили расчеты [Тищенко, Шайхисламов, 2010, 2014; Тищенко и др., 2014, 2015] формирования цилиндрических каналов вдоль магнитного поля (наподобие магнитной трубки), внутри которых распространялись сгустки ЛП (вместе с генерируемыми ими АВ и ММЗ-волнами), а также результаты предшествующих экспериментов с ЛП [Антонов и др., 1985; Захаров и др., 2006; Шайхисламов и др., 2015] по моделированию различных нестационарных процессов в космической плазме [Вшивков и др., 1987; Brady et al., 2009; Dudnikova et al., 1990; Mourenas et al., 2006; Ponomarenko et al., 2007, 2008; Zakharov, 2002, 2003; Zakharov et al., 2009]. Эксперименты по генерации и распространению торсионных альфвеновских волн (ТАВ) проводились и ранее, но только в фоновой плазме (ФП) с размерами L поперек поля, сравнимыми с антенной [Muller, 1974] или стенками камеры [Wilcox et al., 1961], либо при больших L , но в отсутствие магнитно-плазменных структур типа магнитной трубки, т. е. скорее в однородной безграничной ФП [Yagai et al., 2003] с собственными дисперсионными и поляризационными характеристиками ТАВ.

Другой новой и важной проблемой моделирования ТАВ является сам способ генерации именно торсионных АВ, который по возможности должен наиболее близко физически соответствовать натурным условиям — сдвигово-поворотным смещениям силовых линий магнитного поля (в фотосфере). В этом отношении наиболее перспективным является так называемый магнитный ламинарный механизм (МЛМ) бесстолкновительного взаимодействия [Башурин и др., 1983] сверхальфеновских потоков плазмы, распространяющихся поперек магнитного поля B_0 . Этот механизм впервые был экспериментально подтвержден на стенде КИ-1 [Антонов и др., 1985], а впоследствии в работе [Шайхисламов и др., 2015]. Там же более подробно был исследован основной механизм магнитного ламинарного бесстолкновительного взаимодействия — обмен электронами ЛП и ФП, определяющий в данном случае размер R^* (см. таблицу) диамагнитной каверны [Wright, 1971]. С точки зрения генерации ТАВ важным свойством МЛМ является формирование на масштабах R^* вихревых электрических полей E_ϕ , ускоряющих ионы ФП вместе с замороженным в нее магнитным полем [Prokhorov et al., 2016]. В результате там (под углами $\theta \approx \pm 45^\circ$ к полю B_0) формируется система B_ϕ -полей напряженностью вплоть до $B_0/2$ [Башурин и др., 1983], что в совокупности с E_ϕ может достаточно эффективно генерировать ТАВ. В дальнейших гибридных расчетах по МЛМ [Winske, Gary, 2007] действительно наблюдалось формирование возмущений магнитного поля альфеновского типа вблизи оси Z (вдоль B_0) снаружи сферического облака плазмы.

В данной работе представлены первые результаты экспериментов по моделированию процессов генерации ТАВ именно за счет МЛМ, хотя их постановка не исключает проявления и других механизмов генерации, рассматриваемых пока только теоретически [Oraevsky et al., 2002; Vranjes, 2015].

1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 представлена схема эксперимента «Дуплет» на экспериментальном стенде КИ-1 ИЛФ СО РАН [Zakharov, 2003]. Цилиндрическая высоковакуумная камера длиной 5 м, диаметром 1.2 м заполняется фоновой плазмой (H^+ или He^+) из источника типа θ -пинча при исходном давлении в рабочем режиме $\sim 10^{-6}$ торр. ЛП-сгустки могут генерироваться двумя независимыми лазерными CO_2 -системами микросекундного диапазона (ЛУИ-1, ЗГ-2) с близкими параметрами излучения (до 200 Дж), сфокусированными на плоскую или выпуклую мишень из полиэтилена (размер лазерного пятна фокусировки $\varnothing 2.5$ см). Внешнее магнитное поле B_0 до 500 Гс в камере создается квазистационарными источниками, подающими ток на соленоид, покрывающий всю внешнюю поверхность камеры. Диагностика плазмы в камере проводится с помощью двойных зондов Ленгмюра P1 (совмещенного с магнитными зондами Mz и Mφ) и P0 (с магнитными зондами Vg, Vz и Vf) и пары зондов IK1, IK2 с соответствующими трехкомпонентными магнитными зондами RM1 и RM2 (L, T, H). Для прямой регистрации токов J_z , связанных с генерируемыми АВ воз-

мущениями фона [Oraevsky et al., 2002; Nieman et al., 2013], использовался пояс Роговского (PR) диаметром 5 см, электростатически экранированный от наводок потенциала плазмы (как и магнитные зонды). Миниатюрные коллекторы KB1 и KB2 направленного потока ионов $J_i = eznV_i$ (с концентрацией n и скоростью V_i) в основном применялись для регистрации таких потоков вдоль оси Z , а зонды KB3 в виде симметричных двойных электродов (радиусом больше радиуса Дебая r_D) — для оценки J_i и температуры электронов плазмы T_e .

Основные параметры и критерии подобия эксперимента «Дуплет» приведены в таблице с учетом характерных скоростей в ФП для данной задачи.

Приведенные в таблице основные безразмерные критерии являются достаточными для постановки на стенде КИ-1 только обычных для его основной программы экспериментов по моделированию процессов и явлений с облаками взрывающейся плазмы в космосе [Zakharov, 2003]. Однако для данной работы они являются только ориентировочными: в ней, по сути, применяется метод физического моделирования, в котором главное — воспроизведение в лаборатории основных условий реализации тех или иных интересующих нас процессов, в данном случае генерации и распространения ТАВ в магнитных трубках. Главным залогом успешного решения такой задачи было обнаруженное явление (см. раздел 3) формирования протяженной структуры (не менее 2 м) типа магнитной трубки при взаимодействии сгустков ЛП с замагниченной ФП с поперечным размером каналирования порядка радиуса диамагнитной каверны ЛП. Этот результат может иметь большое значение не только для физики активных явлений на Солнце, но и для анализа уже проведенных и планирования новых активных экспериментов [Oraevsky et al., 2002] в магнитосфере Земли.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основной общей проблемой постановки лабораторных опытов по моделированию в МГД-режиме процессов и явлений в космической плазме [Zakharov, 2003] являются недостаточно большие размеры ($L \sim 1$ м) обычных плазменных установок. Поскольку в данном случае длина волны $\lambda \gg C/\omega_{pi}$, требуется либо применение фоновой плазмы повышенной концентрации n^* до 10^{14} см $^{-3}$, либо создание установки с продольным магнитным полем очень большой протяженности $L \geq 10$ м. Естественно, что почти все опыты по генерации и исследованию АВ проводятся по первому варианту (установки VINETA [Rahbarina et al., 2010], HELIX [Kline, Scime, 2003] и HITOP [Yagai et al., 2003]). Эксперименты по второму варианту проводятся только на установке LAPD [Gekelman et al., 2003; Niemann et al., 2013] длиной $L \geq 19$ м и с газоразрядной плазмой низкой плотности $n^* \geq 10^{12}$ см $^{-3}$. Экспериментальные возможности стенда КИ-1 ИЛФ СО РАН позволяют не только исследовать процессы распространения и взаимодействия АВ, но и изучать принципиально важные процессы их генерации именно посредством облаков взрывающейся (в том числе лазерной) плазмы как вероятного источника АВ на Солнце, связанного с явлениями вспышечного типа [Vranjes, 2015].

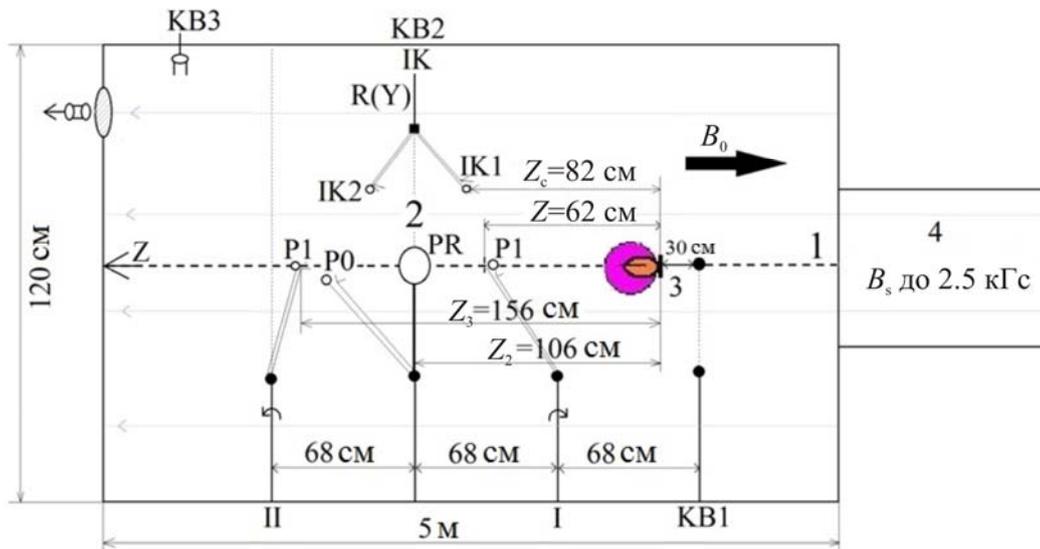


Рис. 1. Схема экспериментального стенда КИ-1: 1 — ось симметрии камеры; 2 — центральное сечение камеры; 3 — лазерная мишень; 4 — θ -пинч. На схеме показаны два положения, в которых находился зонд P1 на разных этапах эксперимента

Параметры эксперимента

Размерные параметры	
Концентрация H^+/He^+ -фона, n^*	$(0.5 \div 3.5) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$
Ионный скин-масштаб (по фону)	$C/\omega_{pi} \sim 4 \text{ см}$
Магнитное поле в камере (в фоне)	$B_0 = 100 \div 500 \text{ Гс}$
Скорость фронта облака в вакууме без поля (в вакууме в магнитном поле)	$V_0 \approx 150 \text{ км/с}$ ($V_M \approx 90 \text{ км/с}$)
Кинетическая энергия сгустка ЛП (эффективная $E_0 = E_k \cdot 4\pi/\Delta\Omega$, при полном эффективном числе N_0 электронов ЛП)	$E_k \sim 10 \text{ Дж}$ ($E_0 = 30 \text{ Дж}$ и $N_0 \sim 10^{18}$ при обычном определении эффективной энергии как $E_0 = 0.3 N_0 (m/z) V_0^2$)
Радиус торможения ЛП магнитным полем B_0 в вакууме (радиус каверны)	$R_b = (3E_0/B_0^2)^{1/3} \sim 30 \text{ см}$ с учетом геометрии ЛП при $B_0 = 175 \text{ Гс}$
Температура электронов фона	$T_e^* \sim 10 \div 20 \text{ эВ}$
Длина свободного пробега ионов ЛП в фоне по начальной скорости V_0 (или по их вдвое уменьшенной скорости, относительно фона до V_R)	$\lambda_{ii}^* \sim 200 \text{ см}$ по ион-ионным кулоновским столкновениям (до $\leq 20 \text{ см}$ при $V_R \approx 60 \text{ км/с}$ в H^+ -фоне)
Скорость Альфвена. Длина волны Альфвена (по Z)	$C_A = 70 \text{ км/с}$, $\lambda_A \sim 50 \text{ см}$ ($B_0 = 175 \text{ Гс}$, фон — водород, $n^* = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$)
Размеры ФП вдоль (Z_f) и поперек (R_f)	$\sim 100\text{--}200 \text{ см}$ и 20 см
Безразмерные критерии подобия	
Число Альфвена–Маха	$M_A = V_M/C_A \geq 1$
$L_{pi} = (C/\omega_{pi})/R_b$	$L_{pi} \sim 0.5$
Замагниченность ионов облака при зарядово-массовом составе облака $\langle m_i/Z_i \rangle \approx 2.6$ а.е.м.	$\epsilon_b = R_L/R_b = 0.7 (\leq 1)$ при ларморовском радиусе ионов облака $R_L = 21 \text{ см}$
Радиус каверны облака в фоне	$R^* \approx (3N_0/4\pi n^*)^{1/3} \approx 20 \text{ см}$
МЛМ-параметр в H_+ -фоне	$\delta = R^2/R_L R_L^* \sim 2.5$ при ларморовском радиусе ионов облака $R_L \approx 20 \text{ см}$, ионов фона $R_L^* \approx 8 \text{ см}$ ($\propto V_0$) и меньшей скорости $\sim 0.7 V_0$ разлета (под углом $\sim 45^\circ$ к нормали мишени)
Плазменное β	$\beta = 8\pi n k T_e^*/B_0^2 \sim 0.5$
Число Кнудсена	$Kn_i = \lambda_{ii}^*/R_b \sim 10$ (по начальной скорости V_0 , однако до ≤ 1 (!) при реальной скорости $V_R \approx 60 \text{ км/с}$)
Минимальные требования по размерам среды выполняются как $Z_f > \lambda_A$ и $R_f \geq R_b^*$	

Вспышки плазмы взрывного типа как источник АВ существенно отличаются от наиболее часто рассматриваемых различных неустойчивостей (или генераторов токов и магнитных полей), однако наиболее естественным образом могут воспроизвести сопутствующие взрывным явлениям процессы инжекции сгустков энергичной плазмы в фоновую вместе с генерацией АВ. Поэтому выбранная в данной работе постановка модельного эксперимента хотя и усложняет интерпретацию его результатов (в отличие от варианта инжекции поперек магнитного поля, когда ось конуса разлетающейся ЛП направлена перпендикулярно внешнему магнитному полю B_0 [Niemann et al., 2013] и сгусток ЛП оказывается в «хвостовой» части АВ, движущейся вдоль магнитного поля), но позволяет исследовать влияние на АВ не только генерируемых одновременно с ними электронных вистлеров, но и ММЗ-волн.

На основе критериев подобия задачи был проведен анализ требуемой постановки эксперимента и были получены соответствующие экспериментальные параметры, приведенные в разделе 1 и ниже. Важно отметить, что упомянутый во введении гипотетический МЛМ-вариант генерации ТАВ за счет B_ϕ -полей в облаке плазмы был частично и успешно опробован в японских экспериментах [Yagai et al., 2003], в которых использовалась эффективная антенна в виде кольцеобразного пояса Роговского, подключенная к генератору импульсного тока и создающая в итоге именно поле B_ϕ внутри пояса и ток J_z вдоль поля B_0 за счет вихревых электрических полей в ФП. Основным результатом проведенного анализа заключается в выявленной зависимости для B_ϕ -полей, пропорциональных $\delta \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta$ [Prokhorov et al., 2016]. Такая зависимость обусловлена вмороженностью магнитного поля в ФП и начальным ускорением ее ионов именно в азимутальном направлении (как в торсионных АВ). Таким образом, в данном случае МЛМ-ускорение максимально на экваторе облака. В результате в нем формируются две кольцевые структуры противоположных B_ϕ -полей, расположенных выше и ниже экватора (при $\theta \approx 45^\circ$), почти на границе каверны свехальфеновского облака плазмы в фоне с расчетным радиусом $R^* = (3N_0/4\pi n)^{1/3}$ для полного числа электронов в облаке N_0 , связанного с его энергией как $E_0 = 0.3(m/z)N_0V_0^2$. Если рассматривать такую систему двух токов (разнесенных по Z на $\Delta \approx 1.5R^*$) в качестве генератора ТАВ, то можно было бы ожидать возбуждения их с длиной волны $\lambda \approx 3R^*$. Согласно экспериментальному дисперсионному соотношению для осесимметричных АВ [Yagai et al., 2003], отклонение их скорости от МГД-значения (C_A) происходит при $K = k_{||}C/\omega_{pi} \geq 0.5$ или $\lambda \leq 4\pi C/\omega_{pi}$, тогда для их моделирования в лаборатории необходим размер каверны $R^* \geq 6C/\omega_{pi} \approx 25$ см, что заведомо выполняется в эксперименте «Дуплет» (см. таблицу). Аналогично данному пространственному критерию генерации АВ при достаточно больших $\delta \sim 5$ (что достаточно хорошо выполняется в эксперименте) можно оценить и временной кри-

терий торможения T_d облака ЛП в замагниченной ФП как $T_d \sim 1.5R_b/V_0 > T_{ci}^*/2$, что, согласно данным о генерации АВ при заданной частоте генератора B_ϕ -полей на установке НИТОР [Yagai et al., 2003], также выполняется. Здесь $T_{ci}^* = 2\pi/\omega_{ci}$ — период, соответствующий ω_{ci}^* — циклотронной частоте ионов фона.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Альфвеновские и медленные магнитозвуковые волны

Все результаты опытов были получены за счет реализации плазменной магнитной трубки, геометрия которой была исследована во внешнем магнитном поле напряженностью 100, 175, 350 Гс. Установлен спад концентрации плазмы по мере продвижения вдоль B_0 и удаления от мишени. Радиус магнитной трубки составляет $\sim 15\text{--}20$ см. На рис. 2 приведены измерения радиального распределения концентрации плазмы на различных расстояниях от мишени. Большой разброс точек связан с низкой воспроизводимостью параметров эксперимента и погрешностью измерительного оборудования $\sim 15\%$.

В отсутствие ФП и внешнего магнитного поля скорость фронта ЛП составляет ~ 150 км/с. При движении в магнитном поле скорость фронта ЛП в вакууме при выходе из каверны уменьшается до ~ 100 км/с. На стадии формирования магнитной каверны ионы ЛП теряют поперечную составляющую скорости и перенаправляются магнитным полем вдоль оси, поэтому фронт ЛП в магнитном поле имеет меньшую скорость, чем в его отсутствие. В ФП возмущение распространяется со скоростью $\sim 60\text{--}80$ км/с при собственной скорости движения ФП $\sim 20\text{--}30$ км/с. Проведенные независимо наблюдения ЛП в ФП и в отсутствие ФП показывают, что при наличии ФП вдоль магнитного поля регистрируется распространение не ЛП, а волны сжатия ФП. На рис. 3, 4 приведены примеры R-t-диаграмм, описывающих время прихода плазмы на зонды на различном удалении от мишени. Приведенные значения скорости

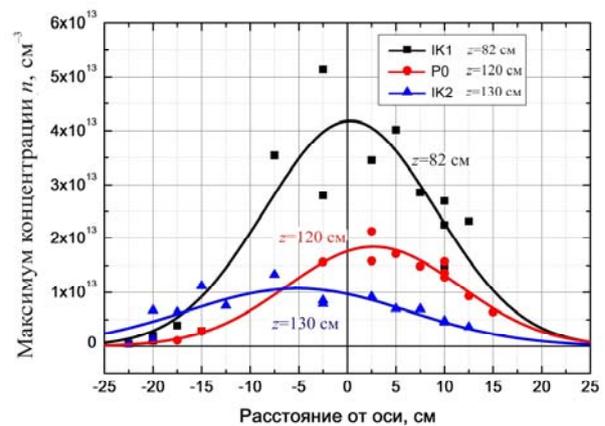


Рис. 2. Радиальное распределение концентрации плазмы на различных расстояниях z от мишени. $B_0=350$ Гс, двойной лазерный импульс ЗГ2+ЛУИ, задержка между импульсами 10 мкс, вакуум, максимум концентрации плазмы через ~ 30 мкс после импульса

рассчитывались путем усреднения множества аналогичных R-t-диаграмм.

Важным результатом работы была регистрация типичных признаков альфвеновских и ММЗ-волн. На рис. 5 приведены сигналы, отражающие характерные признаки АВ. Показания магнитных зондов RM1H и RM2H, находившихся на расстояниях 82 и 130 см от мишени соответственно, отражают возмущение компоненты магнитного поля B_ϕ , которое является одним из характерных признаков АВ. Другим признаком АВ является ток J_z , которому соответствует возмущение B_z . Ток измерен поясом Роговского (ПР) на расстоянии 106 см от мишени. Из графика видно, что максимумы этих сигналов приходят на датчики с временной задержкой, соответствующей их удалению от мишени. В случае когда оба магнитных зонда находились на расстоянии 106 см от мишени (там же, где и ПР), но были смещены по радиусу относительно оси на ~ 5 см, максимумы возмущения поля B_ϕ и тока J_z , измеренного ПР, совпадали по времени. Вертикальными штриховыми линиями на графике обозначены моменты времени, соответствующие началу АВ (7.85 мкс) на зонде RM1H и максимуму вытеснения внешнего поля B_z , что соотносится с ММЗ-возмущением (см. далее).

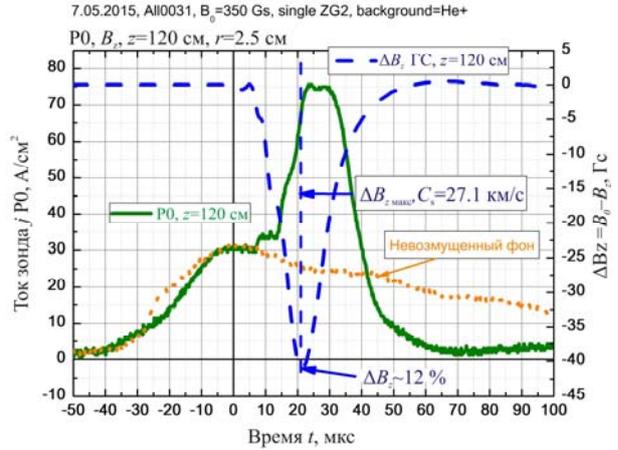


Рис. 5. Возмущения магнитных полей B_ϕ и тока J_z , признаки АВ. $B_0=175$ Гс, лазер ЗГ2, фон — гелий, координаты датчиков: RM1H — $r=5$ см, $z=82$ см; ПР — $r=0$ см, $z=106$ см; RM2H — $r=5$ см, $z=130$ см

Перед началом АВ на зонде RM1H видно более высокочастотное вистлерное возмущение (см. раздел 3.2). Экспериментальное значение скорости АВ получено как отношение расстояния от мишени ко времени прихода возмущения и составляет в данном случае 104.5 км/с. За вычетом скорости движения ФП (30 км/с), внутри которой распространяется возмущение, экспериментальная скорость распространения АВ относительно ФП составляет $V_A=74.5$ км/с. При напряженности внешнего магнитного поля $B_0=175$ Гс, концентрации ФП $n^*=5 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, массе ионов ФП $m_i^*=4$ а.е.м. расчетное значение скорости составляет

$$C_A = 2.2 \cdot 10^{11} B_0 / \sqrt{n^* m_i^*} = 86.1 \text{ км/с}$$

Были получены также результаты, отражающие характерные признаки ММЗ-волны. Сигнал тока двойного зонда Ленгмюра пропорционален концентрации плазмы на зонде. На рис. 6 приведен сигнал зонда P0. Видно, как появляется возмущение концентрации ФП (резкий скачок), вызванное взрывом ЛП, после которого не приходит уже никакой плазмы. Для сравнения приведен сигнал только от ФП без лазерного импульса. Видно, что ЛП «выметает» фон, образуя резкий скачок концентрации, за которым ничего не следует. На рисунке приведен также сигнал магнитного зонда B_z , сопряженного с зондом P0, показывающий вытеснение внешнего магнитного поля примерно на 12%, что также является признаком ММЗ-волны. Экспериментальная скорость данного возмущения, рассчитанная аналогичным способом, равна 57.1 км/с, что, за вычетом скорости ФП $V_b=30$ км/с, составляет 27.1 км/с. Расчетное значение скорости ионного звука

$$C_s = 10^6 \sqrt{Z_i^* T_e^* / m_i^*} = 22.4 \text{ км/с}$$

при зарядовом числе ионов $Z_i^*=1$, температуре электронов ФП $T_e^*=20$ эВ, массе ионов ФП $m_i^*=4$ а.е.м.

В ИЛФ СО РАН было проведено компьютерное моделирование аналогичных плазменных процессов,

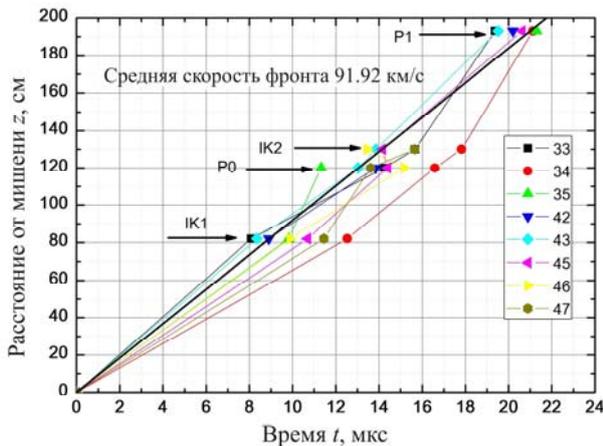


Рис. 3. R-t-диаграмма для случая облака ЛП в вакууме с магнитным полем. $B_0=100$ Гс, лазер ЗГ2, вакуум

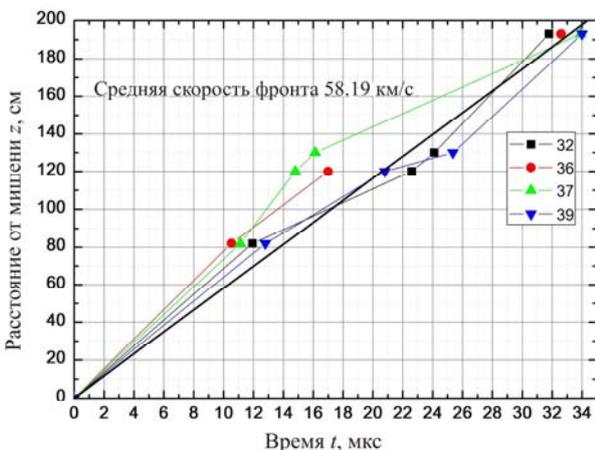


Рис. 4. R-t-диаграмма для случая облака ЛП в фоне (гелий). $B_0=100$ Гс, лазер ЗГ2

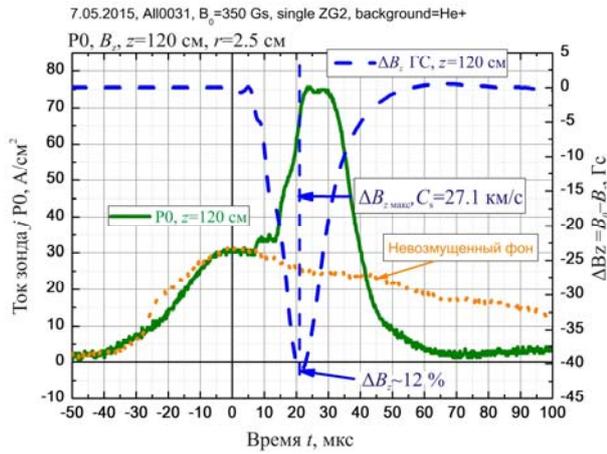


Рис. 6. Скачок концентрации ФП и вытеснение внешнего магнитного поля, признаки ММЗ-волны. $B_0=350$ Гс, лазер ЗГ2, фон — гелий, координаты датчиков P0, Bz: $r=2.5$ см, $z=120$ см

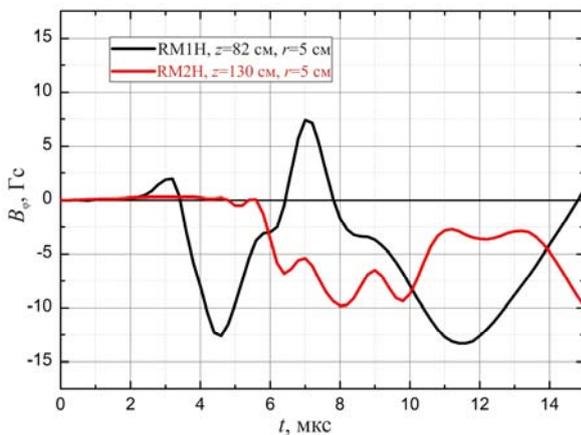


Рис. 7. Возмущение поля B_ϕ на различных расстояниях z от мишени. $B_0=175$ Гс, двойной лазерный импульс ЛУИ+ЗГ2, задержка между импульсами 3.3 мкс, фон — гелий, координаты зондов: RM1H — $r=5$ см, $z=82$ см; RM2H — $r=5$ см, $z=130$ см

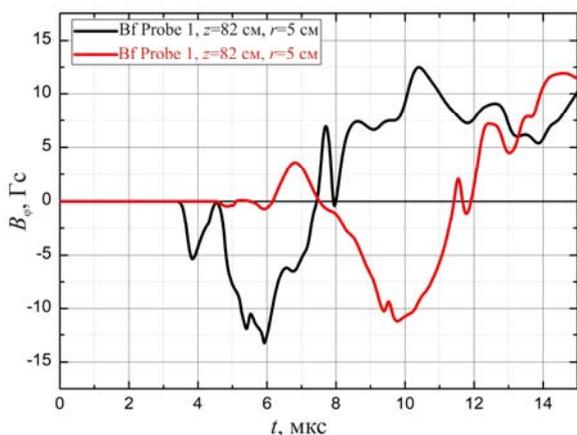


Рис. 8. Возмущения поля B_ϕ по данным компьютерной модели. Наблюдается сходство с экспериментальными данными на рис. 7 по амплитуде сигнала и времени прихода сигнала на зонды

результаты которого обладают качественным соответствием с результатами эксперимента [Тищенко, Шайхисламов, 2010, 2014; Тищенко и др., 2014, 2015]. На рис. 7, 8 приведены данные [Тищенко и

др., 2015] о возмущении поля B_ϕ , полученные в эксперименте и по компьютерной модели. Видно, что времена прихода сигналов на зонд и их амплитуды довольно близки.

3.2. Вистлеры

Регистрация поперечной поляризации магнитных возмущений и анализ их дисперсии [Dudnikova et al., 1990] показывают, что перед скачком концентрации фона (с признаками ММЗ-возмущения) распространяется не только возмущение типа АВ, но и более быстрый вистлерный предвестник. Регистрация этих компонент, проведенная зондами Bf, Bg и RM1H, RM1L (рис. 9), показывает, что поперечная компонента магнитного поля обладает характерной для вистлеров правосторонней круговой поляризацией. Направление поляризации меняется на противоположное с приходом АВ (в момент времени 11.5 мкс). На рис. 10 приведены прямые сигналы магнитных зондов — производные вариаций поперечной компоненты магнитного поля, они более наглядно отражают высокочастотные вистлерные колебания. Вертикальной штриховой линией показан момент смены поляризации — момент прихода АВ.

На рис. 11 приведены вариации концентрации плазмы по данным зонда P0 и измеренные магнитным

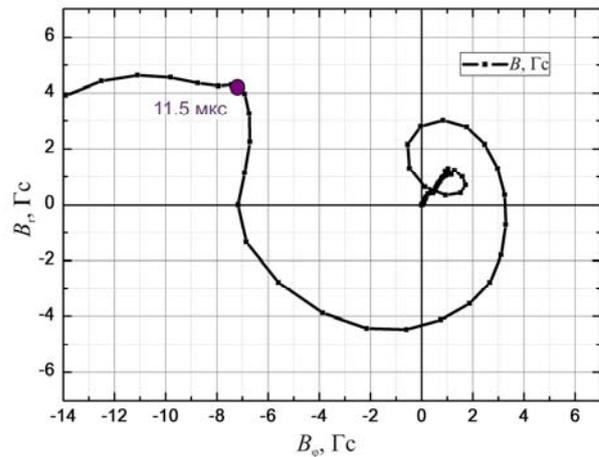


Рис. 9. Голограф поперечной компоненты магнитного поля. Правосторонняя поляризация вистлеров переходит в левостороннюю поляризацию АВ. $B_0=175$ Гс, лазер ЛУИ, фон — водород

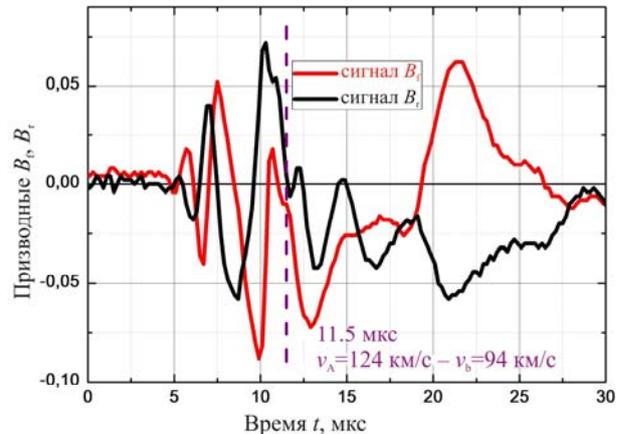


Рис. 10. Производные вариаций магнитных полей B_ϕ , B_θ , вистлерный предвестник. $B_0=175$ Гс, лазер ЛУИ, фон — водород $V_b=30$ км/с

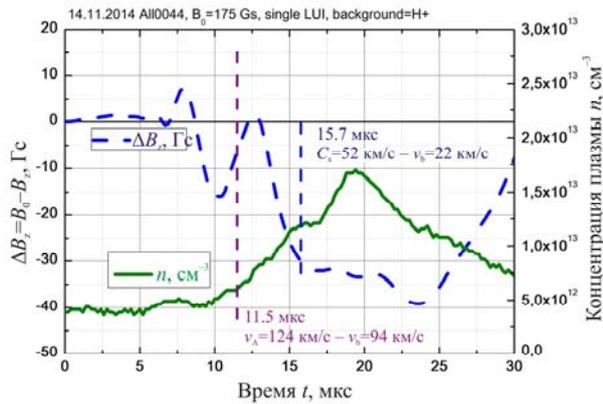


Рис. 11. Скачок концентрации ФП и вытеснение поля B_z . $B_0=175$ Гс, лазер ЛУИ, фон — водород $V_b=30$ км/с

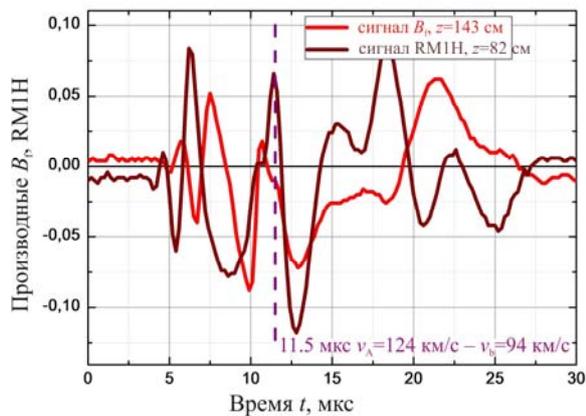


Рис. 12. Производные вариаций магнитного поля B_z на различных расстояниях от мишени. $B_0=175$ Гс, лазер ЛУИ, фон — водород $V_b=30$ км/с

зондом вариации компоненты магнитного поля B_z , показывающие вытеснение внешнего магнитного поля. Видно, что вистлеры не сопровождаются значительными возмущениями концентрации ФП, но практически в то же время происходят колебания продольной компоненты магнитного поля. Скорость вистлеров, вычисленная аналогичным методом как отношение расстояния от зонда до мишени ко времени прихода, составляет 286 км/с на момент начала возмущения 5 мкс, зонд находится на расстоянии 143 см от мишени. На рис. 12 приведены сигналы магнитных зондов, измеряющих B_z , расположенных на разном расстоянии от мишени, чтобы продемонстрировать, что данное вистлерное возмущение действительно распространяется вдоль Z , а не локализовано в области, в которой расположен зонд.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В ходе экспериментов на установке КИ-1 успешно проведено лабораторное моделирование магнитной трубки радиусом $\sim 15\text{--}20$ см и протяженностью около 2 м. Концентрация плазмы за границей магнитной трубки приблизительно в 20 раз меньше, чем в ее центре.

Другим важным результатом является регистрация высокочастотных вистлерных возмущений, распространяющихся перед альфвеновской и

ММЗ-волной в некоторых режимах эксперимента (внешнее поле 175 Гс, H_+ -фон, энергия лазера ~ 190 Дж). Скорость вистлеров составляет ~ 300 км/с, возмущения обладают правосторонней поляризацией поперечной компоненты магнитного поля, измерения которой и сделали возможной их идентификацию.

Достигнута цель эксперимента — лабораторное моделирование АВ. Получены данные о распространении в плазменной трубке возмущения магнитного поля B_z и тока J_z , коррелирующих между собой. Скорость этого возмущения составляет $\sim 70\text{--}90$ км/с, что близко к расчетному значению скорости АВ. В условиях бесстолкновительной плазмы, используемой в эксперименте, генерация данных волн происходит, предположительно, за счет МЛМ-взаимодействия облака ЛП с фоном.

В эксперименте промоделировано также распространение в магнитной трубке ММЗ-волны, сопровождаемой сильным скачком концентрации плазмы и вытеснением внешнего магнитного поля. Скорость распространения, измеренная по максимуму вытеснения поля B_0 , составляет 20–30 км/с, что также близко к расчетному значению скорости ионного звука. По предварительным оценкам, около 10 % исходной энергии лазерного импульса переходит в энергию ММЗ-волны.

Работа выполнена в рамках программы исследований ИЛФ СО РАН П.10.1.4 (01201374303), программы Президиума РАН «Фундаментальные основы прорывных технологий...», а также по проекту РФФИ № 14-29-06036 офи-м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонов В.М., Башурин В.П., Голубев А.И. и др. Экспериментальное исследование бесстолкновительного взаимодействия взаимопроникающих потоков плазмы // Журнал прикладной механики и технической физики. 1985. № 6. С. 3–10.
- Башурин В.П., Голубев А.И., Терехин В.А. О бесстолкновительном торможении ионизированного облака, разлетающегося в однородную замагниченную плазму // Журнал прикладной механики и технической физики. 1983. № 5. С. 10–17.
- Вшивков В.А., Дудникова Г.И., Захаров Ю.П. и др. Генерация плазменных возмущений при бесстолкновительном взаимодействии сверхальфвеновских потоков: Препринт № 20-87. Институт теоретической и прикладной механики, 1987. 49 с.
- Захаров Ю.П., Антонов В.М., Бояринцев Э.Л. и др. Роль желобковой неустойчивости холловского типа при взаимодействии лазерной и космической плазмы с магнитным полем // Физика плазмы. 2006. Т. 32, № 3. С. 207–229.
- Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985. 589 с.
- Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. Механизм объединения ударных волн в плазме с магнитным полем: критерии и эффективность формирования низкочастотных магнитозвуковых волн // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 5. С. 464–469.
- Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. Механизм объединения волн: формирование низкочастотных альфвеновских и магнитозвуковых волн в плазме // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 2. С. 98–101.

Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф., Березуцкий А.Г. Механизм объединения волн в космической плазме с магнитным полем: транспортировка импульса и момента импульса // Суперкомпьютерные технологии в науке, образовании и промышленности: альманах / Под ред. ак. В.А. Садовниченко, ак. Г.И. Савина, чл.-корр. Вл.В. Воеводина. М.: Изд-во МГУ, 2014. С. 65–74.

Тищенко В.Н., Захаров Ю.П., Бояринцев Э.Л. и др. Моделирование лазерной плазмой процессов генерации альфвеновских и ударных волн в космической плазме с магнитными полями // VI Всероссийская конференция по взаимодействию высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине. Новосибирск, 2015. С. 111–115.

Шайхисламов И.Ф., Захаров Ю.П., Посух В.Г. и др. Экспериментальное исследование бесстолкновительного сверхальфвеновского взаимодействия взаимопроникающих плазменных потоков // Физика плазмы. 2015. Т. 41, № 5. С. 434–442.

Antolin P., Shibata K. The role of torsional Alfvén waves in coronal heating // *Astrophys. J.* 2010. V. 712, N 1. P. 494–510.

Antolin P., Okamoto T. J., De Pontieu B., et al. Resonant absorption of transverse oscillations and associated heating in a solar prominence. I. Numerical aspects // *Astrophys. J.* 2015. V. 809, N 1. P. 72.

Brady P., Ditmire T., Horton W., et al. Laboratory experiments simulating solar wind driven magnetospheres // *Physics of Plasmas*. 2009. V. 16, N 4. 043112.

De Moortel I., Nakaryakov V.M., Magnetohydrodynamic waves and coronal seismology: An overview of recent results // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2012. V. 370, N 1970. P. 3193–3216.

Dudnikova G.I., Orshich A.M., Ponomarenko A.G., et al. Laboratory and computer simulations of wave generation processes in non-stationary astrophysical phenomena // *Plasma Astrophysics, ESA No SP*. 1990. V. 311. P. 191–194.

Gekelman W., Van Zeeland M., Vincena S., Pribyl P. Laboratory experiments on Alfvén waves caused by rapidly expanding plasmas and their relationship to space phenomena // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2003. V. 108, N A7. P. 1281.

Kline J.L., Scime E.E. Parametric decay instabilities in the HELIX helicon plasma source // *Physics of Plasmas*. 2003. V. 10, N 1. P. 135–144.

Mourenas D., Simonet F., Zakharov Yu.P., et al. Laboratory and PIC simulations of collisionless interaction between expanding space plasma clouds and magnetic field with and without ionized background // *Journal de Physique IV*. 2006. V. 133. P. 1025–1030.

Muller G. Experimental study of torsional Alfvén waves in a cylindrical partially ionized magnetoplasma // *J. Plasma Phys.* 1974. V. 16. P. 813–822.

Niemann C., Gekelman W., Constantin C.G., et al. Dynamics of exploding plasmas in a large magnetized plasma // *Physics of Plasmas*. 2013. V. 20, N 1. 012108.

Okamoto T.J., Antolin P., De Pontieu B., et al. Resonant absorption of transverse oscillations and associated heating in a solar prominence. I. Observational aspects // *Astrophys. J.* 2015. V. 809, N 1. P. 71.

Oravsky V.N., Ruzhin Yu.Ya., Badin V.I., Deminov M.G. Alfvén wave generation by means of high orbital injection of barium cloud in magnetosphere // *Adv. Space Res.* 2002. V. 29, N 9. P. 1327–1334.

Ponomarenko A.G., Zakharov Yu.P., Antonov V.M., et al. Laser plasma experiments to simulate coronal mass ejections during giant solar flare and their strong impact on magnetospheres // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2007. V. 35, N 4, pt. 1. P. 813–821.

Prokopov P.A., Zakharov Yu.P., Tishchenko V.N., et al. Laser plasma simulations of the generation processes of

Alfvén and collisionless shock waves in space plasma // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. In print.

Rahbarnia K., Ullrich S., Sauer K., et al. Alfvén wave dispersion behavior in single and multicomponent plasmas // *Physics of Plasmas*. 2010. V. 17, N 3. 032102.

Vranjes J. Alfvén wave coupled with flow-driven fluid instability in interpenetrating plasmas // *Physics of Plasmas*. 2015. V. 22, N 5. 052102.

Wilcox J.M., DeSilva A.W., Cooper W.S. Experiments on Alfvén-wave propagation // *Physics of Fluids*. 1961. V. 4. P. 1506.

Winske D., Gary S.P. Hybrid simulations of debris, ambient ion interactions in astrophysical explosions // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. A10303.

Wright T.P. Early-time model of laser plasma expansion // *Physics of Fluids*. 1971. V. 14, N 9. P. 1905–1910.

Yagai T., Kumagai R., Hosokawa Y., et al. Excitation of an axisymmetric shear Alfvén wave by a Rogowski-type antenna // *Plasma Physics: 11th International Congress on Plasma Physics: ICPP2002*. AIP Publishing, 2003. V. 669, N 1. P. 137–140.

Zakharov Yu.P. Laboratory simulations of artificial plasma releases in space // *Adv. Space Res.* 2002. V. 29, N 9. P. 1335–1344.

Zakharov Yu.P. Collisionless laboratory astrophysics with lasers // *Plasma Science. IEEE Transactions on Plasma Science*. 2003. V. 31, N 6. P. 1243–1251.

Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Vchivkov K.V., et al. Laser-plasma simulations of artificial magnetosphere formed by giant coronal mass ejections // *Astrophys. Space Sci.* 2009. V. 322, N 1–4. P. 151–154.

REFERENCES

Antolin P., Shibata K. The role of torsional Alfvén waves in coronal heating. *Astrophys. J.* 2010, vol. 712, no. 1, pp. 494–510.

Antolin P., Okamoto T.J., De Pontieu B., Uitenbroek H., Van Doorselaere T., Yokoyama T. Resonant absorption of transverse oscillations and associated heating in a solar prominence. I. Numerical aspects. *Astrophys. J.* 2015, vol. 809, no. 1, p. 72.

Antonov V.M., Bashurin V.P., Golubev A.I., Zhmailo V.A., Zakharov Y.P., Ponomarenko A.G., Posukh V.G. Experimental study of the collisionless interaction of interpenetrating plasma flows. *Zhurnal prikladnoi mekhaniki i tekhnicheskoi fiziki* [Journal of Applied Mechanics and Technical Physics]. 1985, no. 6, p. 3 (in Russian).

Bashurin V.P., Golubev A.I., Terekhin V.A. About collisionless braking ionized clouds, fly away in a homogeneous magnetized plasma. *Zhurnal prikladnoi mekhaniki i tekhnicheskoi fiziki* [Journal of Applied Mechanics and Technical Physics]. 1983, no. 5, pp. 10–17 (in Russian).

Brady P., Ditmire T., Horton W., Mays M.L., Zakharov Yu.P., Laboratory experiments simulating wind driven magnetospheres. *Physics of Plasmas*. 2009, vol. 16, no. 4, 043112.

De Moortel I., Nakaryakov V.M. Magnetohydrodynamic waves and coronal seismology: An overview of recent results. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2012, vol. 370, no. 1970, pp. 3193–3216.

Dudnikova G.I., Orshich A.M., Ponomarenko A.G., Vshivkov V.A., Zakharov Yu.P. Laboratory and computer simulations of wave generation processes in non-stationary astrophysical phenomena. *Plasma Astrophysics, ESA No SP*. 1990, vol. 311, pp. 191–194.

Gekelman W., Van Zeeland M., Vincena S., Pribyl P. Laboratory experiments on Alfvén waves caused by rapidly expanding plasmas and their relationship to space phenomena. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2003, vol. 108, no. A7, p. 1281.

П.А. Прокопов, Ю.П. Захаров, В.Н. Тищенко, Э.Л. Бояринцев, А.В. Мелехов, А.Г. Пономаренко, В.Г. Посух, И.Ф. Шайхисламов,

P.A. Prokopov, Y.P. Zakharov, V.N. Tishchenko, A.V. Melekhov, E.L. Boyarintsev, A.G. Ponomarenko, V.G. Posukh, I.F. Shaikhislamov

Kline J.L., Scime E.E. Parametric decay instabilities in the HELIX helicon plasma source. *Physics of Plasmas*. 2003, vol. 10, no. 1, pp. 135–144.

Mourenas D., Simonet F., Zakharov Yu.P., et al. Laboratory and PIC simulations of collisionless interaction between expanding space plasma clouds and magnetic field with and without ionized background. *Journal de Physique IV*. 2006, vol. 133, pp. 1025–1030.

Muller G. Experimental study of torsional Alfvén waves in a cylindrical partially ionized magnetoplasma. *J. Plasma Physics*. 1974, vol. 16, pp. 813–822.

Niemann C., Gekelman W., Constantin C.G., et al. Dynamics of exploding plasmas in a large magnetized plasma. *Physics of Plasmas*. 2013, vol. 20, no. 1, 012108.

Okamoto T.J., Antolin P., De Pontieu B., Uitenbroek H., Van Doorselaere T., Yokoyama T. Resonant absorption of transverse oscillations and associated heating in a solar prominence. I. Observational aspects. *Astrophys. J.* 2015, vol. 80, no. 1, p. 71.

Oravsky V.N., Ruzhin Yu.Ya., Badin V.I., Deminov M.G. Alfvén wave generation by means of high orbital injection of barium cloud in magnetosphere. *Adv. Space Res.* 2002, vol. 29, no. 9, pp. 1327–1334.

Ponomarenko A.G., Zakharov Yu.P., Antonov V.M., et al. Laser plasma experiments to simulate coronal mass ejections during giant solar flare and their strong impact on magnetospheres. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2007, vol. 35, no. 4, pt. 1, pp. 813–821.

Priest E.R. *Solnechnaya magnitogidrodinamika* [Solar Magnetohydrodynamics]. Moscow, Mir Publ., 1985, 589 p. (in Russian).

Prokopov P.A., Zakharov Yu.P., Tishchenko V.N., Shaikhislamov I.F., Boyarintsev E.L., Melekhov A.V., Ponomarenko A.G., Posukh V.G., Terekhin V.A. Laser plasma simulations of the generation processes of Alfvén and collisionless shock waves in space plasma. *Journal of Physics. Conference Series*. 2016. In print.

Rahbarnia K., Ullrich S., Sauer K., et al. Alfvén wave dispersion behavior in single- and multicomponent plasmas. *Physics of Plasmas*. 2010, vol. 17, no. 3, 032102.

Shaikhislamov I.F., Zakharov Y.P., Posukh V.G., Melekhov A.V., Boyarintsev E.L., Ponomarenko A.G., Terekhin V.A. Experimental study of super-Alfvén collisionless interaction of interpenetrating plasma flows. *Fizika plazmy* [Plasma Physics]. 2015, vol. 41, no. 5, pp. 434–442. DOI: 10.7668/S0367292115050054 (in Russian).

Tishchenko V.N., Shaikhislamov I.F. Wave merging mechanism: formation of low-frequency Alfvén and magnetosonic waves in cosmic plasmas. *Kvantovaya elektronika* [Quantum Electronics]. 2014, vol. 44, no. 2, p. 98 (in Russian).

Tishchenko V.N., Shaikhislamov I.F. The mechanism of merging of shock waves in a plasma with a magnetic field: criteria and efficiency of formation of low-frequency magnetosonic waves. *Kvantovaya elektronika* [Quantum Electronics]. 2010, vol. 40, no. 5, pp. 464–469 (in Russian).

Tishchenko V.N., Shaikhislamov I.F., Berezutskiy A.G. The mechanism of merging of waves in space plasma with magnetic field: transportation of momentum and angular momentum. *Superkomp'yuternye tekhnologii v nauke, obrazovanii i promyshlennosti: al'manakh* [Supercomputers Technologies in Science, Education and Industry: The almanac]. Moscow, MSU Publ., 2014, pp. 65–74 (in Russian).

Tishchenko V.N., Zakharov Y.P., Boyarintsev E.L., Melekhov A.V., Posukh V.G., Shaikhislamov I.F., Prokopov P.A., Berezutskiy A.G. Simulation of laser plasma generation processes and Alfvén shock waves in space plasma with magnetic fields. *VI Vserossiiskaya konferentsiya po vzaimodeistviyu vysokokontsentririrovannykh potokov energii s materialami v perspektivnykh tekhnologiyah i meditsine* [6th National Conference on the Interaction of Highly Concentrated Flows of Energy Materials in Advanced Technology and Medicine]. Novosibirsk, 2015, pp. 111–115 (in Russian).

Vchivkov V.A., Dudnikova G.I., Zakharov Y.P., Orishich A.M. *Generatsiya plazmennyykh vozmushchenii pri besstolknovitel'nom vzaimodeistvii sverkhalfvenovskikh potokov* [Generation of Plasma Disturbances in the Collisionless Interaction of Super-Alfvén Flows]. Preprint no. 20-87. Novosibirsk, Institute of Theoretical and Applied Mechanics Publ., 1987, 49 p.

Vranjes J. Alfvén wave coupled with flow-driven fluid instability in interpenetrating plasmas. *Physics of Plasmas*. 2015, vol. 22, no. 5, 052102.

Wilcox J.M., DeSilva A.W., Cooper W.S. Experiments on Alfvén-wave propagation. *Physics of Fluids*. 1961, vol. 4, p. 1506.

Winske D., Gary S.P. Hybrid simulations of debris, ambient ion interactions in astrophysical explosions. *J. Geophys. Res.* 2007, vol. 112, A10303.

Wright T.P. Early-time model of laser plasma expansion. *Physics of Fluids*. 1971, vol. 14, no. 9, pp. 1905–1910.

Yagai T., Kumagai R., Hosokawa Y., Hattori K., Ando A., Inutake M. Excitation of an axisymmetric shear Alfvén wave by a Rogowski-type antenna. *Plasma Physics: 11th International Congress on Plasma Physics. ICPP2002*. AIP Publ., 2003, vol. 669, no. 1, pp. 137–140.

Zakharov Yu.P. Laboratory simulations of artificial plasma releases in space. *Adv. Space Res.* 2002, vol. 29, no. 9, pp. 1335–1344.

Zakharov Yu.P. Collisionless laboratory astrophysics with lasers. *Plasma Science. IEEE Transactions on Plasma Science*. 2003, vol. 31, no. 6, pp. 1243–1251.

Zakharov Yu.P., Antonov V.M., Boyarintsev E.L., et al. The role of the Hall flute instability in the interaction of laser and space plasma with magnetic field. *Fizika plazmy* [Plasma Physics]. 2006, vol. 32, no. 3, pp. 207–229 (in Russian).

Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Vchivkov K.V., Horton W., Brady P. Laser-plasma simulations of artificial magnetosphere formed by giant coronal mass ejections. *Astrophys. Space Sci.* 2009, vol. 322, no. 1–4, pp. 151–154.

ВВЕДЕНИЕ

Широко известной проблемой при исследованиях Солнца является проблема нагрева солнечной короны. Температура солнечной поверхности (фотосферы) составляет приблизительно 5800 °С, в то время как температура солнечной короны превосходит ее на несколько порядков [Прист, 1985]. Существуют различные гипотезы, объясняющие нагрев солнечной короны до столь высоких температур. Одна из гипотез предполагает перенос энергии от поверхности Солнца к короне посредством распространяющихся в плазме альфвеновских волн (АВ) или медленных магнитозвуковых (ММЗ) волн. Данные волны распространяются в плазме, находящейся во внешнем магнитном поле. Частицы плазмы движутся преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля и при достаточной напряженности поля образуют так называемую магнитную плазменную трубку вдоль силовой линии. В данной работе приведены результаты эксперимента по моделированию плазменных процессов в трубках, имеющих начало и конец в фотосфере, но большей частью находящихся в атмосфере Солнца (в короне). В целом модельные эксперименты посвящены исследованию генерации альфвеновских и ММЗ-волн (и, возможно, сопутствующих ударных волн) на стенде КИ-1 при инжекции сгустков лазерной плазмы (ЛП) в конусе с раствором ~ 1 ср и осью вдоль магнитного поля B_0 (начальная конфигурация облака ЛП имеет вид направленного взрыва), что характерно для процессов генерации и распространения ММЗ-волн и АВ в солнечной атмосфере. Помимо них в ходе экспериментов были получены данные о быстрых высокочастотных возмущениях — электронных вистлерах, распространяющихся в магнитных трубках со скоростью больше альфвеновской и предшествующих АВ и ММЗ-волнам.

Одной из основных целей данных модельных опытов являлось исследование возможности генерации АВ торсионного типа и их распространения в условиях плазменных структур, имитирующих магнитные трубки в солнечной атмосфере. Такие волны, генерируемые вращательными движениями (по азимуту) на поверхности фотосферы [Antolin, Shibata, 2010], в настоящее время считаются одними из наиболее эффективных источников нагрева короны [De Moortel, Nakaryakov, 2012; Antolin et al., 2015; Okamoto et al., 2015]. Основанием для новых модельных экспериментов данного типа на стенде КИ-1 послужили расчеты [Тищенко, Шайхисламов, 2010, 2014; Тищенко и др., 2014, 2015] формирования цилиндрических каналов вдоль магнитного поля (наподобие магнитной трубки), внутри которых распространялись сгустки ЛП (вместе с генерируемыми ими АВ и ММЗ-волнами), а также результаты предшествующих экспериментов с ЛП [Антонов и др., 1985; Захаров и др., 2006; Шайхисламов и др., 2015] по моделированию различных нестационарных процессов в космической плазме [Вшивков и др., 1987; Brady et al., 2009; Dudnikova et al., 1990; Mourenas et al.,

2006; Ponomarenko et al., 2007, 2008; Zakharov, 2002, 2003; Zakharov et al., 2009]. Эксперименты по генерации и распространению торсионных альфвеновских волн (ТАВ) проводились и ранее, но только в фоновой плазме (ФП) с размерами L поперек поля, сравнимыми с антенной [Muller, 1974] или стенками камеры [Wilcox et al., 1961], либо при больших L , но в отсутствие магнитно-плазменных структур типа магнитной трубки, т. е. скорее в однородной безграничной ФП [Yagai et al., 2003] с собственными дисперсионными и поляризационными характеристиками ТАВ.

Другой новой и важной проблемой моделирования ТАВ является сам способ генерации именно торсионных АВ, который по возможности должен наиболее близко физически соответствовать натурным условиям — сдвигово-поворотным смещениям силовых линий магнитного поля (в фотосфере). В этом отношении наиболее перспективным является так называемый магнитный ламинарный механизм (МЛМ) бесстолкновительного взаимодействия [Башурин и др., 1983] сверхальфвеновских потоков плазмы, распространяющихся поперек магнитного поля B_0 . Этот механизм впервые был экспериментально подтвержден на стенде КИ-1 [Антонов и др., 1985], а впоследствии в работе [Шайхисламов и др., 2015]. Там же более подробно был исследован основной механизм магнитного ламинарного бесстолкновительного взаимодействия — обмен электронами ЛП и ФП, определяющий в данном случае размер R^* (см. таблицу) диамагнитной каверны [Wright, 1971]. С точки зрения генерации ТАВ важным свойством МЛМ является формирование на масштабах R^* вихревых электрических полей E_ϕ , ускоряющих ионы ФП вместе с замороженным в нее магнитным полем [Prokhorov et al., 2016]. В результате там (под углами $\theta \approx \pm 45^\circ$ к полю B_0) формируется система B_ϕ -полей напряженностью вплоть до $B_0/2$ [Башурин и др., 1983], что в совокупности с E_ϕ может достаточно эффективно генерировать ТАВ. В дальнейших гибридных расчетах по МЛМ [Winske, Gary, 2007] действительно наблюдалось формирование возмущений магнитного поля альфвеновского типа вблизи оси Z (вдоль B_0) снаружи сферического облака плазмы.

В данной работе представлены первые результаты экспериментов по моделированию процессов генерации ТАВ именно за счет МЛМ, хотя их постановка не исключает проявления и других механизмов генерации, рассматриваемых пока только теоретически [Oraevsky et al., 2002; Vranjes, 2015].

ПРИРОДА ВАРИАЦИЙ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ОСАДКОВ

NATURE OF GAMMA RADIATION VARIATIONS DURING ATMOSPHERIC PRECIPITATIONS

А.В. Германенко

*Полярный геофизический институт КНЦ РАН,
Апатиты, Россия, germanenko@pgia.ru*

Ю.В. Балабин

*Полярный геофизический институт КНЦ РАН,
Апатиты, Россия, balabin@pgia.ru*

Б.Б. Гвоздевский

*Полярный геофизический институт КНЦ РАН,
Апатиты, Россия, gvozdevsky@pgia.ru*

Л.И. Щур

*Полярный геофизический институт КНЦ РАН,
Апатиты, Россия, schur@pgia.ru*

A.V. Germanenko

*Polar Geophysical Institute KSC RAS,
Apatity, Russia, germanenko@pgia.ru*

Yu.V. Balabin

*Polar Geophysical Institute KSC RAS,
Apatity, Russia, balabin@pgia.ru*

B.B. Gvozdevsky

*Polar Geophysical Institute KSC RAS,
Apatity, Russia, gvozdevsky@pgia.ru*

L.I. Schur

*Polar Geophysical Institute KSC RAS,
Apatity, Russia, schur@pgia.ru*

Аннотация. В Полярном геофизическом институте создана комплексная установка, на которой ведется непрерывный мониторинг различных компонент вторичных космических лучей. Обнаружены возрастания гамма-излучения во время осадков. Возрастания происходят круглый год, вне зависимости от сезона. Серия экспериментов показала, что загрязнение осадков какими-либо радионуклидами естественного или искусственного происхождения отсутствует. Спектр излучения не имеет каких-либо характеристических линий элементов. Предложен механизм, удовлетворительно описывающий данное явление.

Ключевые слова: гамма-излучение, осадки, возрастание.

Abstract. The complex facility for continuous monitoring of various components of secondary cosmic rays was developed in the Polar Geophysical Institute. Increases in gamma-radiation during precipitation are found to occur during the year regardless of a season. As shown in a series of experiments, there is no precipitation pollution by any radionuclides of natural or artificial origins. Radiation spectrum does not have any characteristic lines of elements. The mechanism which satisfactorily describes this phenomenon was proposed.

Keywords: Gamma radiation, precipitation, increase.

ВВЕДЕНИЕ

На станциях космических лучей (КЛ) в Апатитах и Баренцбурге Полярного геофизического института (ПГИ) в течение нескольких лет ведется непрерывный мониторинг различных компонент вторичных КЛ. Проводится он при помощи комплексной установки, включающей три детектора нейтронов для различных диапазонов энергий, детектор заряженной компоненты и детектор гамма-излучения. Вскоре после начала мониторинга было открыто новое явление — возрастание гамма-фона при осадках. Влияние грозных облаков на поток вторичных КЛ в глубине атмосферы является известным фактом [Лидванский, Хаердинов, 2007; Mendonça et al., 2011]. Основной причиной возникновения избыточного потока КЛ во время гроз являются частицы, ускоренные сильными электрическими полями внутри грозного облака. Влияние обычной (негрозовой) облачности на поток гамма-квантов впервые было обнаружено именно в ПГИ при мониторинге низкоэнергичного рентгеновского (гамма) фона [Германенко и др., 2010; Germanenko et al., 2011].

Регистрировались возрастания, как правило, связанные с атмосферными осадками. Следует отметить, что в субарктическом регионе (Апатиты) грозы случаются редко, а возрастания гамма-фона при осадках наблюдаются круглый год. Было установлено, что наблюдаемые возрастания гамма-фона не связаны с какими-либо антропогенными или природными радионуклидами, а являются следствием изменения условий взаимодействия космического излучения с атмосферой [Балабин и др., 2014]. Тем не менее в качестве причины возрастаний, связанных с осадками, мы предполагаем электрическое поле негрозовых облаков. Это поле, пусть не такое сильное, как в грозных облаках, доускоряет заряженные частицы, которые затем производят дополнительное тормозное рентгеновское (гамма) излучение, проникающее до уровня земли.

Поскольку нет устоявшейся границы, отделяющей рентгеновское излучение от гамма-излучения (по одним источникам, это энергия покоя электрона 510 кэВ, по другим — энергия от нескольких МэВ), в данной работе оба эти определения являются синонимами, а их выбор в конкретном месте статьи

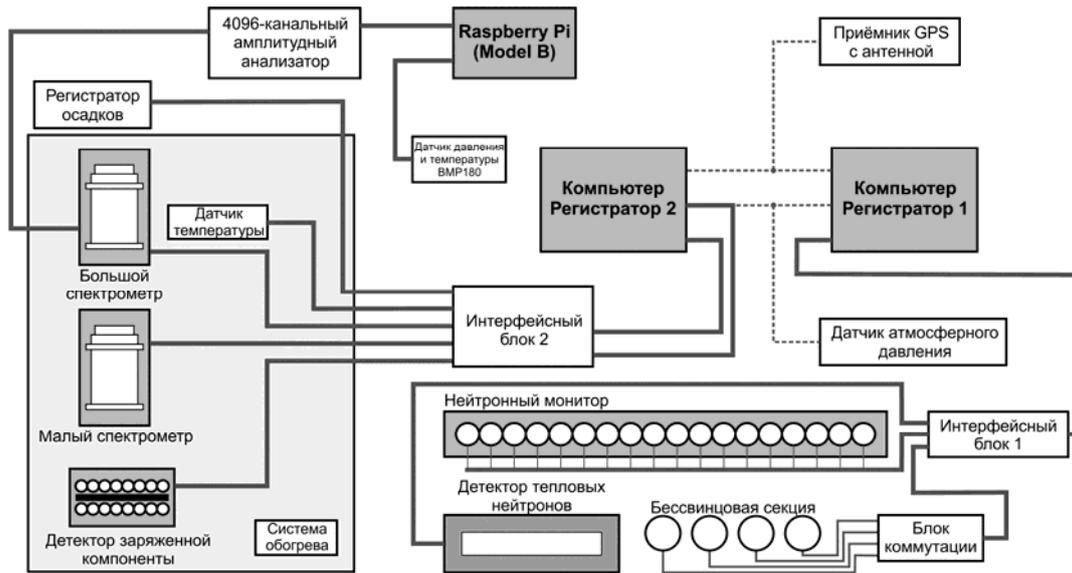


Рис. 1. Блок-схема экспериментального комплекса мониторинга вторичных компонент КЛ в Апатитах

определяется удобством построения фразы, тем более что исследуемый нами диапазон электромагнитного излучения (от 20 кэВ до 5 МэВ) заведомо захватывает области обоих определений. В дальнейшем в нашей работе определения «рентгеновское» и «гамма» равнозначны и означают электромагнитное излучение от 20 кэВ до 5 МэВ.

КОМПЛЕКСНАЯ УСТАНОВКА ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИИ

К настоящему времени описанная в [Балабин и др., 2014] установка дополнилась важными элементами, существенно расширившими ее возможности. Новая блок-схема модернизированной установки на станции в Апатитах показана на рис. 1. В нее входит стандартный нейтронный монитор, детекторы гамма-квантов на сцинтилляционных кристаллах (СДР), бессвинцовая секция нейтронного монитора, детектор заряженной компоненты и детектор тепловых нейтронов.

Стандартный нейтронный монитор чувствителен к нейтронам с энергиями >50 МэВ [Дорман, 1975]. Бессвинцовая секция регистрирует нейтроны с энергиями в сотни кэВ, детектор тепловых нейтронов, как следует из названия, регистрирует поток тепловых нейтронов. Детекторы рентгеновского излучения созданы на основе кристаллов NaI(Tl) размерами 62×20 мм (малый, СДРм) и 150×110 мм (большой, СДРб). СДРм имеет интегральные каналы >20 и >100 кэВ. Сигнал с СДРб поступает на дискриминатор, формирующий интегральные каналы >200 кэВ, >600 кэВ и >1000 кэВ, а также идет на 4096-канальный амплитудный анализатор, что позволяет получать дифференциальные спектры гамма-фона в диапазоне 0.2–5 МэВ с временем накопления одного спектра 30 мин. Детектор заряженной компоненты собран на газоразрядных счетчиках СТС-6. Счетчики располагаются в два горизонтальных ряда по восемь штук. Используются суммарный выход верхнего ряда и выход со схемы совпадений нижнего и верхнего рядов.

Верхний ряд регистрирует общий поток заряженной и электромагнитной компонент, а поскольку СТС-6 имеют малую (около 1 %) эффективность по отношению к рентгеновскому излучению [Кацнельсон и др., 1985], то схемой совпадений будет выделена только заряженная составляющая излучения, т. е. мюоны и электроны.

Для измерения интенсивности осадков используется метод обратного рассеяния инфракрасного излучения каплями дождя или снега. Датчик изготовлен в ПГИ лабораторией атмосферы Арктики [Шишаев, Белоглазов, 2011]. Он не калиброван в абсолютных единицах и используется только для качественных оценок интенсивности осадков.

В систему также включены несколько датчиков температуры и атмосферного давления. Эти вспомогательные датчики необходимы для внесения поправок, связанных с атмосферными процессами, в данные детекторов.

Все детекторы нейтронов расположены в одноэтажном строении, остальные детекторы — в термостабилизированном боксе на чердаке этого здания, в котором поддерживается постоянная температура. СДРм, СДРб и сборка СТС-6 размещены в стаканах, сложенных из свинцовых кирпичей толщиной 50 мм. Стаканы ограничивают поле зрения детекторов углом около 140°, благодаря чему они оказываются экранированными от фоновой радиации, поступающей от грунта и окружающих предметов.

Непрерывные наблюдения с помощью описанной установки были начаты в 2010 г. и продолжаются в настоящее время на станциях в Апатитах и Баренцбурге (арх. Шпицберген). Комплекс на Шпицбергене пока существует в усеченном виде, однако там имеется детектор СДРм, и он показывает такие же возрастания гамма-фона при осадках, как и в Апатитах. Станция на Шпицбергене важна тем, что этот архипелаг практически не населен, на нем отсутствуют какие-либо производства, а сам он удален от населенных центров на тысячи километров. Это является дополнительным подтверждением того,

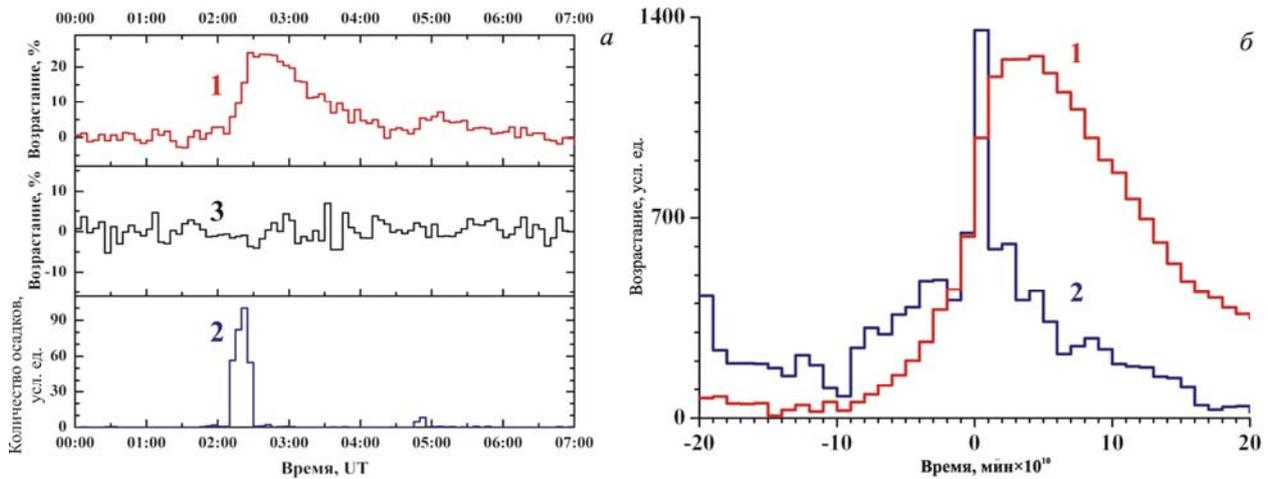


Рис. 2. Событие 30.07.2015 г. (а): типичные профили возрастания гамма-фона, полученные на СДРм, канал >100 кэВ (1), и детекторе заряженной компоненты, верхний слой счетчиков (3), и количества осадков (2). Средние профили (б) количества осадков (2) и возрастаний (1), построенные методом наложенных эпох на основе сотни однотипных событий

что открытое нами явление не связано с радиоактивным загрязнением.

ВАРИАЦИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ОСАДКОВ

Во время осадков наблюдаются возрастания гамма-фона, составляющие до 50 % от фонового уровня излучения и длящиеся несколько часов. Всего за время наблюдений (2009–2015 гг.) было зарегистрировано более 500 таких событий возрастания приземного фона гамма-излучения. События происходят как зимой, так и летом, независимо от сезона. Тип осадков (дождь или снег) также мало сказывается на явлении, хотя в целом амплитуда возрастаний зимой несколько ниже, чем летом: летом отмечались события с амплитудой до 50 %, зимой — не более 35 %. Длительность событий варьирует от 2–3 ч до суток и более в зависимости от длительности осадков. Была выявлена явная связь между обнаруженными возрастаниями гамма-фона и сопровождающими их метеорологическими явлениями. Практически все возрастания сопровождались обильными осадками (дождь или снег) и плотной, сплошной облачностью с нижней границей на высоте менее 600 м.

Серия экспериментов показала, что загрязнение осадков какими-либо радионуклидами естественного или искусственного происхождения отсутствует [Vashenyuk et al., 2011; Gvozdevsky et al., 2011; Балабин и др., 2014]. На рис. 2, а (верхняя панель) приведен пример типичного возрастания приземного гамма-излучения по данным интегральных каналов. Видна важная особенность описываемого явления: возрастание происходит только в электромагнитной компоненте. Средняя панель на рис. 2, а показывает темп счета детектора заряженной компоненты (верхний слой счетчиков), который практически не меняется в течение события, что естественно, ведь при обычном дожде в облаках отсутствуют сильные электрические поля, которые могли бы ускорить заряженные частицы. Тем не менее поток гамма-квантов, как видно на верхней панели, возрастает на 25 %.

Методом наложенных эпох [Дорман, 1972] были вычислены средние профили возрастания гамма-фона и количества осадков. В качестве реперной точки выбран максимум осадков, т. е. профили накладывались так, чтобы точки максимума осадков совпадали. Для усреднения было выбрано около сотни событий небольшой длительности (не больше 6 ч). Каждый профиль перед наложением нормировался. В итоге были получены средние профили количества осадков и возрастания гамма-фона (рис. 2, б). Максимум осадков приходится на фазу наибольшего роста потока излучения, а максимум излучения достигается через 30–40 мин после максимума осадков. В целом такое соотношение соответствует ударному воздействию (осадки) и отклику инерционной системы (гамма-фон) со средним временем релаксации ~100 мин.

Теперь уместно рассмотреть вопрос о том, чем наблюдаемое явление не является и не вызывается, а именно: наблюдаемый эффект не связан с каким-либо загрязнением осадков радионуклидами. Это установлено совершенно точно. Во-первых, непосредственно во время сильного дождя, когда наблюдалось возрастание более 30 %, в пластиковую бутылку было собрано 5 л дождевой воды (с крыши здания, где установлены детекторы), которая тут же (не позже чем через 10 мин) была помещена над вторым СДРм (на рис. 1 данный детектор не показан ради упрощения схемы). Этот СДРм находится внутри полости, сложенной из свинцовых кирпичей толщиной 5 см, т. е. обложен свинцом со всех сторон и, естественно, никаких возрастаний не регистрирует. Бутылка с водой помещалась над СДРм внутри полости. Детектор при этом не показал никакого изменения счета. Во-вторых, во время другого события 10 л дождевой воды были переданы радиологической лаборатории КНЦ РАН для анализа на содержание радионуклидов. В исследованном объеме воды групповой состав радионуклидов и их концентрация не отличались от фоновых для данной местности. И наконец, приведем следующее соображение. Обратимся к рис. 2, б.

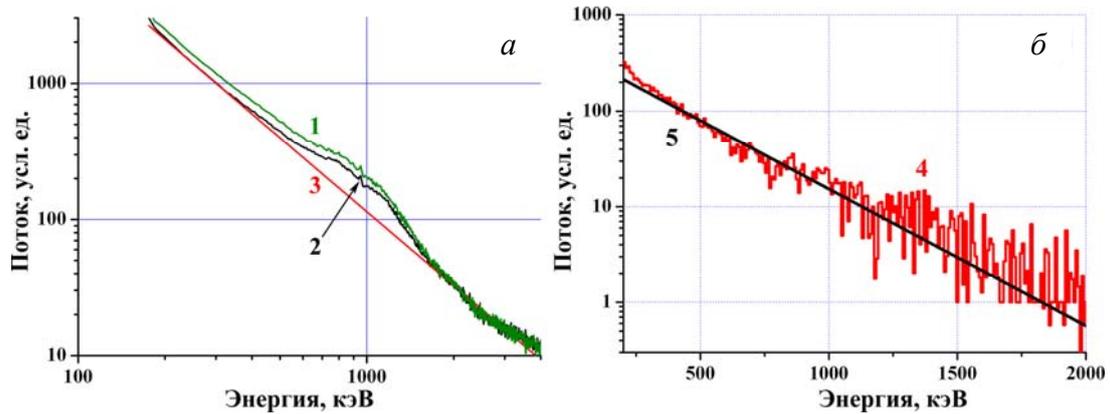


Рис. 3. Панель а — дифференциальные энергетические спектры фона (2) перед возрастанием и во время возрастания (1), а также аппроксимация (3) фонового спектра степенной функцией. Панель б — разность спектров (1) и (2), являющаяся спектром собственно возрастания (4), и его аппроксимация (5) экспоненциальной функцией

После прекращения осадков (в том числе в виде снега, слой которого зимой остается лежать на крыше непосредственно над СДР некоторое время, пока не соскользнет вниз под собственным весом) фон рентгеновского излучения возвращается к норме с характерным временем ~ 100 мин. Если допустить, что возрастание вызвано каким-то радионуклидом, его период полураспада должен быть также ~ 100 мин. Иную причину уменьшения интенсивности радиации сложно придумать, учитывая, что над детектором продолжает лежать слой выпавшего снега. Приняв во внимание среднюю скорость облаков [Матвеев, 1984], приходим к выводу, что этот радионуклид мог попасть в облака не далее чем в 100 км от точки наблюдения, в противном случае он бы за время движения облака до детектора распался. Причем в том источнике радионуклид должен производиться непрерывно, иначе он распался бы задолго до прихода ненастья. Обращаем внимание и на то, что возрастания, связанные с осадками, наблюдаются в Баренцбурге (арх. Шпицберген), где нет никакого промышленного производства, а сама станция удалена от материка на тысячу километров.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Как было выше сказано, установка мониторинга дополнилась важной частью — детектором (СДРб) на кристалле большого размера (150×110 мм), соответственно, диапазон эффективной регистрации расширился с 400 кэВ до 5 МэВ. СДРб был калиброван по двум источникам: ^{137}Cs , линия 662 кэВ, и ^{60}Co , линии 1.17 и 1.34 МэВ. Кроме того, с помощью программного пакета GEANT-4 был смоделирован детектор СДРб и получена расчетная эффективность регистрации кристаллом гамма-квантов с энергиями от 100 кэВ до 5 МэВ [Маурчев и др., 2015]. Именно эти расчеты показали, что данный кристалл можно использовать для регистрации квантов с энергией до 5 МэВ. На основе справочной информации [ГОСТ 20426-82, 1983; Григорьев, Мелихов, 1991] было определено также поглощение излучения в материале крыши (древесина и жель) в том же диа-

пазоне энергий. Все это было выполнено, чтобы корректно преобразовать данные СДРб (темп счета) в исходный энергетический спектр гамма-излучения в атмосфере.

Этот же кристалл используется для непрерывного измерения дифференциального энергетического спектра гамма-излучения от 200 кэВ до 5 МэВ. Время сбора/накопления одного спектра составляет 30 мин. С одной стороны, увеличение времени накопления повышает точность измерений, особенно в высокоэнергичной части, где интенсивность потока небольшая, с другой — даже за время короткого события (2–3 ч) желательно иметь несколько измерений спектра: в начале события, в максимуме и на спаде. Величина 30 мин выбрана как компромиссная для этих двух условий.

Измерения дифференциального энергетического спектра с помощью СДРб дали точный ответ на важный вопрос: каков верхний энергетический предел событий (возрастаний). Ранее [Балабин и др., 2014] возможны были только косвенные оценки, поскольку эффективный диапазон СДРм мал и было явно видно, что верхний энергетический предел возрастаний много больше верхнего предела СДРм (400 кэВ). Измерения на СДРб показали, что возрастание наблюдается в диапазоне энергии не более 2–2.5 МэВ. Поток квантов с энергиями более 2.5 МэВ при осадках не меняется.

Прямые измерения дифференциального спектра фонового гамма-излучения, приходящего из атмосферы из верхней полусферы, ясно показали, что излучение имеет тормозную природу [Гайтлер, 1956; Хаякава, 1974]. На это указывает степенная зависимость с показателем $\gamma = 1.8$. Пример дифференциального спектра фонового гамма-излучения показан на рис. 3, а. Там же приведен спектр во время события. Невооруженным глазом видно, что на энергиях выше 2–2.5 МэВ спектры сливаются, что определяет верхний энергетический предел события. Эту же величину дают и точные вычисления спектра возрастания (рис. 3, б). Разность между дифференциальным спектром, измеренным во время события (кривая 1 на рис. 3, а), и спектром, полученным в ясную погоду перед возрастанием (кривая 2 на рис. 3, а), означает спектр добавочного излучения,

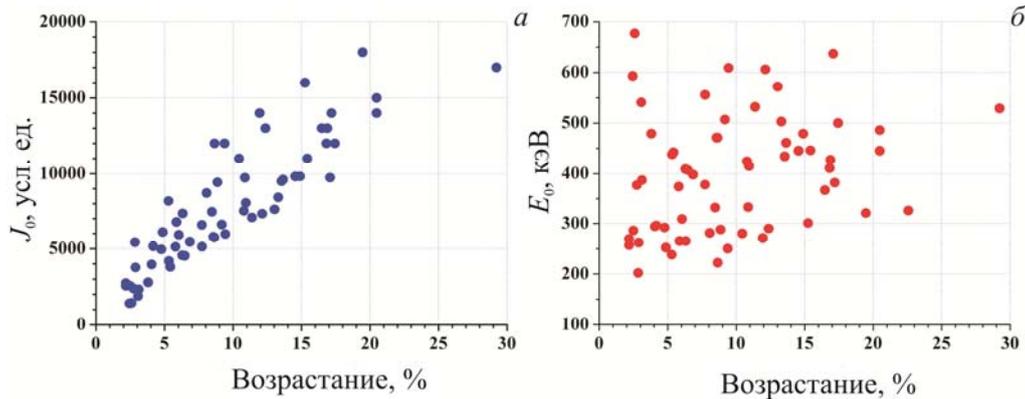


Рис. 4. Зависимость параметров спектра дополнительного излучения от амплитуды возрастания: а — параметр J_1 (интенсивность потока), б — параметр E_0 (характеристическая энергия)

т. е. потока, который накладывается на фон и регистрируется как возрастание. Было выявлено принципиальное различие между фоновым спектром и спектром добавочного излучения. Последний имеет экспоненциальную зависимость на интервале 0.2–2 МэВ. На рис. 3, б показаны типичный спектр добавочного излучения и его аппроксимация экспоненциальной функцией. Следует отметить, что измерение дифференциальных спектров приземного гамма-фона в малых энергиях и определение спектра излучения, вызывающего возрастание при осадках, сделаны впервые.

Полученный результат можно описать следующими выражениями:

$$\begin{cases} I_b(E) = J_0 E^{-\gamma} & \text{— спектр фонового излучения,} \\ I_{inc}(E) = J_1 \exp\left(\frac{-E}{E_0}\right) & \text{— спектр дополнительного излучения,} \end{cases} \quad (1)$$

где E — энергия гамма-квантов, J_0 — интенсивность фонового потока, γ — показатель спектра, J_1 — интенсивность дополнительного потока, возникающего при возрастании, E_0 — характеристическая энергия.

Таким образом, можно уверенно утверждать, что наблюдаемые возрастания гамма-фона, сопровождающиеся осадками, происходят в диапазоне энергий 0.02–2 МэВ (измерения спектра в диапазоне 20–400 кэВ выполнены были ранее [Балабин и др., 2014]). Установлено принципиальное отличие фонового излучения, всегда присутствующего в атмосфере у земли, и дополнительного, возникающего при осадках и добавляющегося к фоновому излучению. Фоновое гамма-излучение, приходящее из атмосферы, имеет тормозной характер, обладает степенной формой спектра, образуется в атмосфере как вторичное излучение от КЛ и имеет энергию много больше 5 МэВ [Гайтлер, 1956; Хаякава, 1974]. Измерения фонового спектра в широком диапазоне на СДРБ именно это и показывают. Энергетический спектр излучения, вызывающего эффект возрастания при осадках, имеет экспоненциальную форму и верхний предел 2–2.5 МэВ.

Прямые измерения дифференциального спектра подтвердили наш прежний вывод [Балабин и др., 2014] о том, что и в фоновом излучении, и при возрастании потока гамма-излучения отсутствуют какие-либо радионуклиды с характеристическими линиями. Во всех спектрах присутствует небольшое

широкое «вздутие», или бамп — некоторый постоянный избыток квантов с энергиями около 1 МэВ. Однако, как видно на рис. 3, б, в спектре добавочного излучения (4) этот бамп никак не проявляется. Это означает, что он постоянен для всех спектров и на него эффект возрастания гамма-излучения во время осадков не влияет. Какова природа данного бампа, пока не ясно.

Измерения дифференциального спектра гамма-излучения проводятся более года, и к настоящему времени накопилось достаточно событий, чтобы провести их сравнительное изучение. Во-первых, наблюдающиеся вариации фонового излучения, связанные с вариациями потока первичных КЛ (прежде всего, с форбуш-понижениями), происходят так, что показатель спектра (параметр γ) не меняется. Другими словами, наклон спектральной функции остается постоянным, а меняется только интенсивность потока.

Для каждого события находилась разность между фоновым спектром до события и спектром в максимуме возрастания потока гамма-излучения. Фоновый спектр брался не менее чем за 2–3 ч до начала возрастания и для повышения точности находился как средний за 2–3 ч. В результате получался спектр дополнительного излучения, как на рис. 3, б. Для него определялась аппроксимирующая экспоненциальная функция, задаваемая параметрами J_1 и E_0 . В итоге получен массив этих спектральных параметров, связанных с событиями. На рис. 4 показан результат — распределение параметров спектральной функции в зависимости от амплитуды возрастания. В то время как величина E_0 , на наш взгляд, не обнаруживает никакой связи с амплитудой возрастания, принимая среднее значение около 400 кэВ, величина J_1 линейно зависит от амплитуды. Величины E_0 и J_1 связи между собой не показывают. Из этого возможен вывод, что осадки только запускают (или усиливают) некий процесс, генерирующий указанное излучение, но сам процесс не определяют.

БАЛАНС ЭНЕРГИИ И ГИПОТЕЗА ДОУСКОРЕНИЯ

Несмотря на то что наблюдения возрастаний потока гамма-излучения ведутся много лет, полного понимания механизма их генерации достичь пока не

уается. Основная гипотеза — генерация дополнительного тормозного излучения легкими заряженными частицами в электрическом поле облаков. Явные трудности этой гипотезы состоят в том, что, во-первых, в полярных регионах грозовая активность мала (а когда говорят об ускорении в электрическом поле облака, подразумевают — в грозном, в котором напряженность электрического поля составляет сотни кВ/м) и очень редка, а зимой и вовсе отсутствует. Во-вторых, длина пробега гамма-квантов с энергиями в сотни кэВ не превосходит 100–300 м [ГОСТ 20426-82, 1983], следовательно, место их генерации не может быть выше 1 км. Однако рассмотрим вопрос пока без конкретики.

В атмосфере на любой высоте присутствуют легкие энергичные частицы (электроны и позитроны) [Гайтлер, 1956; Хаякава, 1974]. Они возникают в процессе распространения и распада в атмосфере вторичных компонент космических лучей: мюонов, пионов, гамма-квантов. При движении в атмосфере эти легкие заряженные частицы испытывают два вида потерь энергии:

$$\begin{cases} dE_i = \sigma_i dx & \text{— ионизационные потери,} \\ dE_r = \delta E dx & \text{— радиационные потери,} \end{cases} \quad (2)$$

где σ_i — удельные ионизационные потери энергии на единицу длины, δE — удельные радиационные потери энергии на единицу длины, dx — пройденное малое расстояние. Удельные ионизационные потери при энергиях более 2 МэВ очень слабо зависят от энергии самой частицы [Гайтлер, 1956; Хаякава, 1974], так что можно считать σ_i константой. Ионизационные потери, следовательно, имеют линейный характер: частица с удвоенной энергией пройдет путь в веществе в два раза больше (при условии, что других видов потерь нет). Величина удельных радиационных потерь пропорциональна энергии частицы [Гайтлер, 1956]. Положим для удобства описания процесса, что уменьшение энергии частицы происходит по выражению (2) не на протяжении всего отрезка dx , а только на его правом конце (когда путь dx пройден), а сам отрезок dx частица проходит без изменения энергии. Поскольку отрезок dx бесконечно мал, такое допущение нисколько не меняет ни выражения (2), ни сути дифференциального описания процесса. Положим теперь, что частица распространяется в электрическом поле с напряженностью ϵ . Тогда (2) предстанет в виде

$$\begin{cases} dE_i = \sigma_i dx & \text{— ионизационные потери,} \\ dE_r = \delta(E + \epsilon dx) dx & \text{— радиационные потери.} \end{cases} \quad (3)$$

Второе слагаемое в скобках во втором уравнении в (3) имеет второй порядок малости относительно dx , и эффект от него должен быть пренебрежимо мал. Однако, как указывается в [Гайтлер, 1956], особенность радиационных потерь состоит в том, что с равной вероятностью частица может потерять энергию dE_r на пути dx в виде множества (положим, n) квантов со средней энергией dE_r/n или же в виде одного кванта с энергией dE_r . Последнее означает, что имеются частицы, которые на всем пути до некоторой точки $x_0 = mdx$ ничего не излучали, а затем

испытали «лобовое» столкновение и излучили квант примерно с энергией mdE_r [Гайтлер, 1956]. Для таких частиц слагаемым ϵdx в (3) пренебрегать уже не стоит, поскольку оно для них предстает в виде ϵx_0 и имеет существенно большую величину. Число таких частиц экспоненциально падает с ростом пройденного пути x_0 , что, к слову, обеспечивает экспоненциальную форму спектра дополнительного излучения.

Механизм набора энергичной частицей дополнительной энергии в процессе ее движения в веществе в электрическом поле и последующего излучения энергии в процессе тормозного излучения назван нами доускорением. Его особенность в том, что здесь участвуют частицы с большой энергией, возникающие от каких-то других, неускорительных процессов. Набор же энергии в электрическом поле частицами малых энергий в таком плотном веществе, как нижняя атмосфера, невозможен, это совершенно ясно.

Измерения дифференциального спектра гамма-излучения, выполняемые на нашей установке, могут быть легко пересчитаны из относительных единиц «число импульсов на бин» в абсолютный поток энергии, поскольку СДРБ калиброван, а спектр дополнительного излучения ограничен. Необходимо только корректно сопоставить все соответствующие коэффициенты: размер кристалла, время сбора одного спектра, размер бина. В итоге было получено, например, что при возрастании 25 % дополнительный поток составил $\Sigma_r \sim 90$ кэВ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$. Здесь подразумевается поток энергии из всей верхней полусферы. Точно так же можно вычислить поток заряженных частиц в данной местности на данной высоте, используя измерения на детекторе заряженной компоненты. Он составил $\Sigma_p \sim 0.06$ частицы $(\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$. Положим, что все это частицы, участвующие в нашем процессе доускорения. В таком случае каждая частица должна в облачном слое дополнительно набрать энергию

$$\delta E = \frac{\Sigma_r}{\Sigma_p}. \quad (4)$$

Таким образом, δE — дополнительная энергия, которую энергичная частица должна набрать в электрическом поле облака и затем излучить в виде тормозного излучения, чтобы на уровне детектора создать дополнительный поток энергии (в виде гамма-квантов), равный Σ_r . В нашем случае $\delta E \approx 1500$ кэВ. Приняв, что эта энергия набирается за счет движения в электрическом поле облаков, и взяв из [Матвеев, 1984] среднюю толщину дождевых облаков $h = 500$ м, можем оценить необходимую для этого напряженность:

$$\epsilon = \frac{\delta E}{h}. \quad (5)$$

В нашем случае $\epsilon = 3$ кВ/м. В реальных условиях это значение может несколько увеличиться. При расчете спектра и потока энергии были учтены коэффициенты ослабления излучения материалами крыши, поэтому полученные величины относятся к потоку, приходящему из атмосферы. С одной стороны, измеренный поток заряженных частиц состоит

из мюонов и электронов, а не из одних электронов. А излучают тормозные кванты только электроны и позитроны. Известно [Гайтлер, 1956], что электроны составляют 1/3 от всех заряженных частиц у поверхности земли на уровне моря, а позитронов существенно меньше, чем электронов. Следовательно, величина ϵ должна быть как минимум в три раза больше. С другой стороны, нужно учесть барометрический эффект: все компоненты вторичных КЛ при распространении вглубь атмосферы испытывают поглощение. Поскольку легкие заряженные частицы в атмосфере производятся несколькими путями (распад мюонов, рождение пар, комптон-эффект), в качестве оценки возьмем барометрический коэффициент для мюонов — самой жесткой, менее всего поглощаемой компоненты. На высотах около 1 км (высота нижней границы облачности 400–600 м и плюс 500 м толщина облака) поток мюонов будет в полтора раза больше, чем на уровне моря, и примерно так же увеличится поток электронов [Хаякава, 1974]. В общем, можно допустить, что необходимая напряженность электрического поля в облаке, найденная нами из самых общих предположений о механизме генерации и балансе энергии, ненамного отклоняется от реальной.

Наша оценка напряженности электрического поля в дождевых облаках укладывается в диапазон, полученный прямыми измерениями: типичное значение 5–10 кВ/м, а в отдельных случаях 16 кВ/м [Rust, Trapp, 2002]. Эксперименты проводились именно в слоисто-дождевых облаках, которые являются основным типом облачности, производящим «спокойные» (без гроз) осадки [Матвеев, 1984]. Измерения проводились в средних широтах в разное время года.

Как видим, предложенный механизм генерации дополнительного гамма-излучения, основанный на доускорении энергичных легких частиц в электрических полях облаков, вполне может реализовываться и согласуется с данными прямых измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В лаборатории космических лучей ПГИ ведется мониторинг приземного гамма-фона в диапазоне энергий 0.02–5 МэВ. Обнаружено новое явление — возрастание приземного гамма-фона во время осадков. Возрастания наблюдаются круглый год и при любом виде осадков. В последнее время проводятся измерения интегральных и дифференциальных энергетических спектров гамма-излучения. Впервые выполнено измерение спектра излучения, вызывающего возрастание гамма-фона при осадках. Обнаружено, что возрастания вызваны дополнительным излучением с экспоненциальным спектром, в то время как фоновое излучение имеет степенной спектр. Кроме того, определена верхняя граница экспоненциального спектра, составляющая 2.5–3 МэВ. В отличие от фонового излучения, спектр которого простирается до десятков МэВ, дополнительное излучение достаточно мягкое.

На основе баланса энергии при возрастаниях гамма-фона сделана оценка требуемой напряженности электрического поля в облаке для производства наблюдаемых возрастаний. Эта оценка не превосхо-

дит результатов многочисленных измерений электрических полей в дождевых облаках. Проанализированы результаты проведенных экспериментов, и предложена модель, непротиворечиво описывающая механизм набора и переноса энергии, набранной легкими заряженными частицами в электрическом поле облаков, на уровень земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Вариации естественного рентгеновского фона в полярной атмосфере // Геомагнетизм и аэрномия. 2014. Т. 54, № 3. С. 376–386. DOI: 10.7868/S0016794014020023.
- Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. 492 с.
- Германенко А.В., Балабин Ю.В., Вашенюк Э.В. и др. Вариации естественного гамма-фона во время выпадения атмосферных осадков // Вестник Кольского научного центра РАН. Апатиты: Изд-во КНЦ РАН, 2010. Вып. 3. С. 104–109.
- ГОСТ 20426-82. Контроль неразрушающий. Методы дефектоскопии радиационные. Область применения. М., 1983. 25 с.
- Григорьев И.С., Мелихов Е.З. Физические величины: справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1231 с.
- Дорман Л.И. Метеорологические эффекты космических лучей. М.: Наука, 1972. 212 с.
- Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975. 402 с.
- Кацнельсон Б.В., Калугин А.М., Ларионов А.С. Электровакуумные электронные и газоразрядные приборы. Справочник. М.: Радио и связь, 1985. 864 с.
- Лидванский А.С., Хаердинов Н.С. Динамика космических лучей в электростатическом поле атмосферы и генерация частиц грозными облаками // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71, № 7. С. 1060–1062.
- Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 752 с.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Новая численная модель для исследования космических лучей в атмосфере Земли // Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79, № 5. С. 711–713. DOI: 10.7868/S0367676515050324.
- Хаякава С. Физика космических лучей. Ч. 1: Ядерно-физический аспект. Ч. 2: Астрофизический аспект. М.: Наука, 1974. 1042 с.
- Шишаев В.А., Белоглазов М.И. Автоматический регистратор атмосферных осадков // Приборы и техника эксперимента. 2011. Т. 54, № 2. С. 156–158.
- Germanenko A.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B., et al. High-energy photons connected to atmospheric precipitations // Astrophys. Space Sci. Trans. 2011. V. 7. P. 471–475. DOI: 10.5194/astra-7-471-2011.
- Gvozdevsky B.B., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Vashenyuk E.V. On the origin of X-ray increases during precipitations // Proceedings of ICRC-2011. 2011. V.11, id 0863. P. 397–400.
- Mendonça R.R.S. de, Raulin J.-P., Bertoni F.C.P., et al. Long-term and transient time variation of cosmic ray fluxes detected in Argentina by CARPET cosmic ray detector // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2011. V. 73. P. 1410–1416. DOI: 10.1016/j.jastp.2010.09.034.
- Rust W.D., Trapp R.J., Initial balloon soundings of the electric field in winter nimbostratus clouds in the USA // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 29. P. 1959–1962. DOI: 10.1029/2002GL015278.
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Gvozdevsky B.B. Study of radiation related with atmos-

pheric precipitations // Proceedings of ICRC-2011. 2011. V. 11, id 0328. P. 360–363.

REFERENCES

Balabin Y.V., Germanenko A.V., Gvozdevsky B.B., Vashenyuk E.V. Variations in the natural X-ray background in the polar atmosphere // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2014. V. 54, no. 3. pp. 347–356. DOI: 10.1134/S0016793214020029.

Dorman L.I. *Ekspierimental'nye i teoreticheskie osnovy astrofiziki kosmicheskikh luchei* [Experimental and Theoretical Foundations of Cosmic Ray Astrophysics]. Moscow, Nauka Publ., 1975. 463 p. (in Russian).

Dorman L.I. *Meteorologicheskie efekty kosmicheskikh luchei* [Meteorological Effects of Cosmic Rays]. Moscow, Nauka Publ., 1972, 211 p. (in Russian).

Germanenko A.V., Balabin Yu.V., Vashenyuk E.V., et al. Natural gamma background variations during precipitation. *Vestnik Kol'skogo Nauchnogo Tsentra RAN* [Bulletin of Kola Science Centre of RAS]. 2010, iss. 3, pp. 104–109 (in Russian).

Germanenko A.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B., et al. High-energy photons connected to atmospheric precipitations // *Astrophys. Space Sci. Trans.* 2011, vol. 7. pp. 471–475. DOI: 10.5194/astra-7-471-2011.

GOST 20426-82. *Kontrol' nerazrushayushchii. Metody detektoskopii radiatsionnye. Oblast' primeneniya*. [State Standard. 20426-82. Non-destructive testing. Methods of defectoscopy radiation. Field of application]. Moscow, Standartinform Publ., 1983, 23 p. (in Russian).

Grigoriev I.S., Melihov E.Z. *Fizicheskie velichiny: spravochnik* [Physical Values: Handbook]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1991, 1231 p.

Gvozdevsky B.B., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Vashenyuk E.V. On the origin of X-ray increases during precipitations // Proceedings of ICRC-2011. 2011, vol. 11, id 0863, pp. 397–400.

Hayakawa S. *Cosmic Ray Physics. Nuclear and Astrophysical aspects*. New York, Wiley-Interscience, 1969, 774 p. (Russian edition: Hayakawa S. *Fizika kosmicheskikh luchei* [Physics of Cosmic Rays]. Moscow, Nauka Publ., 1974, 1042 p.).

Heitler W. *The Quantum Theory of Radiation*. Clarendon Press., 1954, 430 p. (Russian edition: Gaitler V. *Kvantovaya teoriya izlucheniya* [The Quantum Theory of Radiation]. Moscow, Izdatel'stvo inostrannoi literatury, 1956, 492 p.).

Katsnelson B.V., Kalugin A.M., Larionov A.S. *Elektrovakuumnye elektronnye i gazorazryadnye pribory: spravochnik* [Electric Vacuum and Gas-Electronic Devices: Handbook]. Moscow, Radio i Svyaz' Publ., 1985, 864 p. (in Russian).

Lidvansky A.S., Chaerdinov N.S. The dynamics of cosmic rays in the electrostatic field of the atmosphere and the generation of particles thunderclouds // *Bulletin of The Russian Academy of Sciences: Physics*. 2007, vol. 71, no. 7, pp. 1060–1062 (in Russian).

Matveev L.T. *Kurs obshchei meteorologii* [The Course of General Meteorology]. Leningrad, Gidrometeoizdat Publ., 1984, 752 p. (in Russian).

Maurchev E.A., Balabin Y.V., Gvozdevsky B.B., Vashenyuk E.V. A new numerical model for investigating cosmic rays in the Earth's atmosphere // *Bulletin of The Russian Academy of Sciences: Physics*. 2015, vol. 79, no. 5, pp. 657–659. DOI: 10.3103/S1062873815050305.

Mendonça R.R.S. de, Raulin J.-P., Bertoni F.C.P., et al. Long-term and transient time variation of cosmic ray fluxes detected in Argentina by CARPET cosmic ray detector // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2011, vol. 73. pp. 1410–1416. DOI: 10.1016/j.jastp.2010.09.034.

Rust W.D., Trapp R.J., Initial balloon soundings of the electric field in winter nimbostratus clouds in the USA // *Geophys. Res. Lett.* 2012, vol. 29, pp. 1959–1962. DOI: 10.1029/2002GL015278.

Shishaev V.A., Beloglazov M.I. An automatic recorder of atmospheric precipitations // *Instruments and Experimental Techniques*. 2011, vol. 54, no. 2, pp. 291–293. DOI: 10.1134/S0020441211020084.

Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Gvozdevsky B.B. Study of radiation related with atmospheric precipitations // Proceedings of ICRC-2011. 2011, vol. 11, id 0328, pp. 360–363.

Статья подготовлена по материалам Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» Международной Байкальской молодежной школы по фундаментальной физике.

ВВЕДЕНИЕ

На станциях космических лучей (КЛ) в Апатитах и Баренцбурге Полярного геофизического института (ПГИ) в течение нескольких лет ведется непрерывный мониторинг различных компонент вторичных КЛ. Проводится он при помощи комплексной установки, включающей три детектора нейтронов для различных диапазонов энергий, детектор заряженной компоненты и детектор гамма-излучения. Вскоре после начала мониторинга было открыто новое явление — возрастание гамма-фона при осадках. Влияние грозовых облаков на поток вторичных КЛ в глубине атмосферы является известным фактом [Лидванский, Хаердинов, 2007; Mendonça et al., 2011]. Основной причиной возникновения избыточного потока КЛ во время гроз являются частицы, ускоренные сильными электрическими полями внутри грозового облака. Влияние обычной (негрозовой) облачности на поток гамма-квантов впервые было обнаружено именно в ПГИ при мониторинге низкоэнергичного рентгеновского (гамма) фона [Германенко и др., 2010; Germanenko et al., 2011]. Регистрировались возрастания, как правило, связанные с атмосферными осадками. Следует отметить, что в субарктическом регионе (Апатиты) грозы случаются редко, а возрастания гамма-фона при осадках наблюдаются круглый год. Было установлено, что наблюдаемые возрастания гамма-фона не связаны с какими-либо антропогенными или природными радионуклидами, а являются следствием изменения условий взаимодействия космического излучения с атмосферой [Балабин и др., 2014]. Тем не менее в качестве причины возрастаний, связанных с осадками, мы предполагаем электрическое поле негрозовых облаков. Это поле, пусть не такое сильное, как в грозовых облаках, доускоряет заряженные частицы, которые затем производят дополнительное тормозное рентгеновское (гамма) излучение, проникающее до уровня земли.

Поскольку нет устоявшейся границы, отделяющей рентгеновское излучение от гамма-излучения (по одним источникам, это энергия покоя электрона 510 кэВ, по другим — энергия от нескольких МэВ), в данной работе оба эти определения являются синонимами, а их выбор в конкретном месте статьи определяется удобством построения фразы, тем более что исследуемый нами диапазон электромагнитного излучения (от 20 кэВ до 5 МэВ) заведомо захватывает области обоих определений. В дальнейшем в нашей работе определения «рентгеновское» и «гамма» равнозначны и означают электромагнитное

излучение от 20 кэВ до 5 МэВ.

БАРОМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ НЕЙТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА АНТАРКТИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ «МИРНЫЙ» С УЧЕТОМ ВЕТРА

A WIND EFFECT OF NEUTRON COMPONENT OF COSMIC RAYS AT ANTARCTIC STATION “MIRNY”

П.Г. Кобелев

*Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
Троицк, Москва, Россия, kosmos061986@yandex.ru*

А.А. Абунин

*Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
Троицк, Москва, Россия, abunin@izmiran.ru*

М.А. Абунина

*Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
Троицк, Москва, Россия, abunina@izmiran.ru*

М.С. Преображенский

*Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
Троицк, Москва, Россия, planeswalker.ipsum@gmail.com*

Д.В. Смирнов

*Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
Троицк, Москва, Россия, smirnovdm@yandex.ru*

А.А. Луковникова

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, luk@iszf.irk.ru*

P.G. Kobelev

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere
and Radio Wave Propagation RAS,
Troitsk, Moscow, Russia, kosmos061986@yandex.ru*

A.A. Abunin

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere
and Radio Wave Propagation RAS,
Troitsk, Moscow, Russia, abunin@izmiran.ru*

M.A. Abunina

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere
and Radio Wave Propagation RAS,
Troitsk, Moscow, Russia, abunina@izmiran.ru*

M.S. Preobrajenskiy

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere
and Radio Wave Propagation RAS,
Troitsk, Moscow, Russia, planeswalker.ipsum@gmail.com*

D.V. Smirnov

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere
and Radio Wave Propagation RAS,
Troitsk, Moscow, Russia, smirnovdm@yandex.ru*

A.A. Lukovnikova

*Institute of Solar-Terrestrial physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, luk@iszf.irk.ru*

Аннотация. Приводится оценка барометрического эффекта нейтронной компоненты космических лучей с учетом ветра на примере антарктической станции «Мирный». С этой целью использовались часовые данные непрерывного мониторинга нейтронной компоненты и данные локальной метеостанции за 2007–2014 гг. Скорость ветра на ст. «Мирный» в течение 2–3 мес. в зимний период достигает 20–40 м/с, что соответствует динамическому давлению 5–6 мбар, что, в свою очередь, приводит примерно к 5%-й ошибке в вариациях нейтронной компоненты из-за динамических эффектов в атмосфере. Результаты представляют интерес применительно к детекторам, расположенным в высокоширотных и высокогорных районах, где скорость ветра в отдельные периоды может быть значительной.

Ключевые слова: вариации галактических космических лучей, барометрический эффект, нейтронные мониторы.

Abstract. The barometric effect of cosmic ray neutron component was estimated on the example of the Antarctic station Mirny. We used hourly data from continuous monitoring of neutron component and data from a local weather station for 2007–2014. Wind velocity at the station Mirny reaches 20–40 m/s in winter. This corresponds to the dynamic pressure 5–6 mbar and leads to 5 % error in variations of neutron component because of dynamic effects in the atmosphere. The results can effectively be applied to detectors located in high latitude and high mountain regions where the wind velocity can be significant.

Keywords: Galactic cosmic ray variations, barometric effect, neutron monitors.

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании вариаций первичного космического излучения очень эффективными являются такие прецизионные детекторы, как нейтронные мониторы. Так, статистическая точность стандартного

нейтронного супермонитора 18-NM-64 на уровне моря при часовом усреднении составляет ~0.15 %, поэтому необходимо обеспечить уровень прочих возможных ошибок не хуже этой статистической ошибки. К таким возможным ошибкам относятся ошибки, связанные с исключением барометрического эффекта

из данных наблюдений. Типичная точность современных датчиков давления 0.2 мбар, что дает нам требуемую точность поправок $\approx 0.15\%$. Однако имеется еще одно, более трудно учитываемое обстоятельство. Барометрический эффект, который в первую очередь обусловлен поглощением нейтронов в атмосфере, определяется количеством вещества над детектором, т. е. статическим давлением. Применяемые датчики давления измеряют полное давление как сумму статического и динамического давления. Задачами настоящей работы являются экспериментальное определение вклада динамического давления и введение необходимых поправок в данные наблюдений.

Динамическое давление обусловлено ветровым потоком и равно кинетической энергии единичного объема вещества:

$$P_D = \frac{1}{2} \rho V^2,$$

где ρ — плотность воздуха, V — скорость потока. Однако только часть кинетической энергии $C_x P_D$ преобразуется в потенциальную энергию и воздействует на препятствие и в конечном счете на показания датчика давления. Коэффициент пропорциональности C_x , или аэродинамический коэффициент, зависит от геометрии препятствия и числа Рейнольдса. Влияние ветра для отдельных событий исследовалось ранее [Lockwood, Calawa, 1957; Dubinsky et al., 1960; Kawasaki, 1972; Buticofér, Flugiker, 1999; Dogman, 2004]. Обзор этих работ сделан в книгах [Дорман, 1972; Dogman et al., 1999]. Однако детальный анализ динамического эффекта ветра, включающий антарктические станции, где наблюдаются очень сильные стоковые ветра, не проводился.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Регулярный мониторинг космических и метеорологических параметров на ст. «Мирный» осуществляется с 2007 г. Анализ проводился на базе данных с часовым разрешением, исправленных на барометрический эффект по классической методике [Kobelev et al., 2011], с привлечением скорости счета нейтронного монитора 12-NM-64. Для оценки турбулентности потока привлекались также данные по атмосферному давлению и скорости ветра с минутным разрешением.

На антарктических станциях, в том числе и на ст. «Мирный», в связи с особенностями рельефа наблюдаются стоковые ветра. Максимальной силы стоковые ветра достигают антарктической зимой — с апреля по ноябрь они дуют почти непрерывно. На рис. 1 приведена наблюдаемая скорость ветра за 2007–2014 гг. с минутным разрешением.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ МЕТОД

Барометрический эффект легко исключается на основе закона поглощения излучения в атмосфере по отклонению измеренного атмосферного давления (предполагается, что это статическое давление P_S) от стандартного P_0 для данного пункта наблюдения:

$$N_C = N_U \exp[-\beta(P_0 - P_S)], \quad (1)$$

где $\beta = 1/\mu$ — так называемый барометрический коэффициент, μ — пробег частиц в атмосфере, N_U — измеренная скорость счета детектора, N_C — скорость счета детектора, приведенная к стандартному уровню P_0 .

Поскольку измеряемое применяемыми датчиками барометрическое давление P есть сумма статического и динамического давления в данной точке атмосферы, то статическое давление равно разности измеренного и динамического давления, т. е. $P - C_x P_D$.

Исправленную на барометрический эффект (давление статическое) скорость счета детектора N_C можно представить как

$$N_C = N_U e^{-\beta[P_0 - (P - C_x P_D)]} = \underbrace{N_U \exp(-\beta(P_0 - P))}_{N_C^0} \exp(-\beta C_x P_D), \quad (2)$$

где P_0 — среднее давление на временном интервале. Барометрический коэффициент $\beta > 0$ (для ст. «Мирный» $\beta = 0.73\%$ /мбар, $P_0 = 980$ мбар) определяется в спокойный и безветренный период. Логарифмируя уравнение (1) и перенося слагаемые с неизвестными в правую часть, получим

$$\ln N_C^0 = \ln N_C + \beta C_x P_D,$$

или

$$y = a + cx,$$

где $y = \ln N_C^0$, $a = \ln N_C$, $x = \beta P_D$, т. е. линейное относительно a и c уравнение регрессии.

Коррекция данных на первичные вариации

При решении задачи оценки барометрического эффекта измеряемую скорость счета детектора N_U нужно освободить от первичных вариаций [Dogman, 1974; Крымский и др., 1981; Kobelev et al., 2013]. Это можно сделать, если N_U заменить на

$$N_U / (1 + v),$$

где v — первичные вариации для данного пункта. Последнее выражение следует из определения вариации $v = (N_U - N_B) / N_B$. Тогда уравнение (2) запишется как

$$N_C = \underbrace{N_U / (1 + v) \exp(-\beta(P_0 - P))}_{N_C^0} \exp(-\beta C_x P_D). \quad (3)$$

В приближении нулевой гармоник первичные вариации можно исключить по данным опорной станции S следующим образом. Запишем вариации для двух детекторов как $v = a_{10} C_0$ и $v^S = a_{10} C_0^S$, где C_0 и C_0^S — приемные коэффициенты ст. «Мирный» и опорной станции соответственно.

Освобождаясь от неизвестной амплитуды нулевой гармоник a_{10} , получим

$$v = v^S \frac{C_0}{C_0^S}. \quad (4)$$

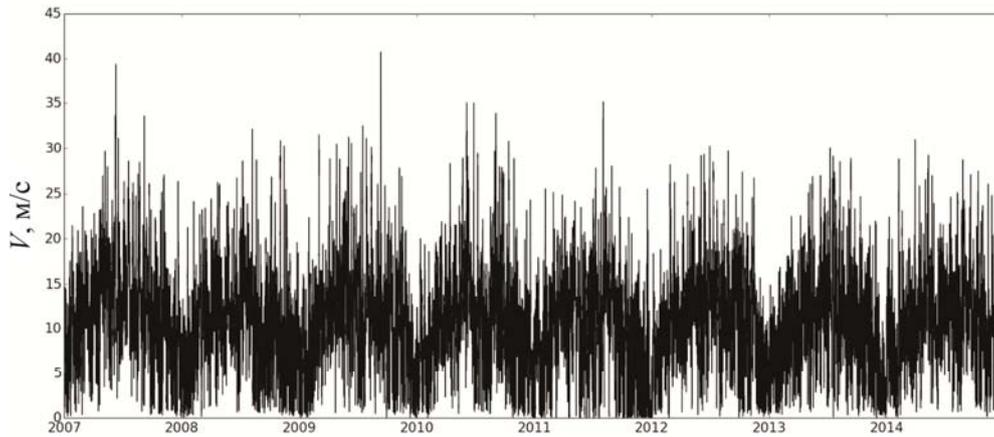


Рис. 1. Скорость ветра на ст. «Мирный»

Выражение (4) учитывает различие параметров станций (высоту, жесткость геомагнитного обреза) и, в принципе, позволяет привлекать любую станцию в качестве опорной. В данной работе в качестве опорной была использована ст. «Оулу».

Корректное решение вопроса учета первичных вариаций важно, поскольку данные, которые используются в анализе, высокоширотная. Амплитуда первичных вариаций для нее велика и часто может быть сопоставима с величиной барометрического эффекта, если учесть, что рассматриваемый временной интервал составляет несколько лет (2007–2014 гг.).

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для анализа было выбрано около десятка событий, когда наблюдавшаяся скорость ветра превышала 30 м/с. Для примера приведем событие сентября 2009 г., когда максимальная скорость ветра достигала 42 м/с. На рис. 2 показана корреляция между скоростью счета и вычисленным динамическим давлением P_D . Скорость счета (серые кружки) по изложенной выше методике (формула 4) была скорректирована на первичные вариации (черные кружки). Корреляционный анализ для этого события приводит к аэродинамическому коэффициенту $C_x=0.63\pm 0.03$, коэффициент корреляции равен 0.93 (значение коэффициента корреляции до корректировки данных на первичные вариации 0.91). Для данного события коэффициент корреляции оказался наилучшим.

Строго говоря, аэродинамический коэффициент зависит от значения числа Рейнольдса, которое пропорционально скорости ветра. Однако в ограниченном диапазоне рассматриваемых скоростей такой зависимостью можно пренебречь, если оцениваемые нами числа Рейнольдса находятся вне критической области сопротивления [Шакина, 2013].

Детали анализа представлены на рис. 3. На верхней панели изображены временные зависимости исправленных на барометрический эффект скоростей счета без учета и с учетом влияния ветра, а также значения скорости ветра. Четко видна антикорреляция скорости счета детектора N_C^0 и скорости ветра, которая полностью снимается после коррекции

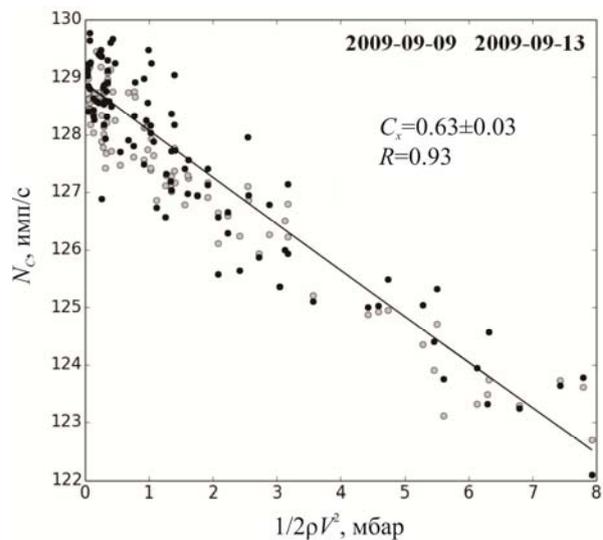


Рис. 2. Корреляционная зависимость не исправленной и исправленной на первичные вариации скорости счета (серые и черные точки соответственно) от динамического давления ветра, кривая — аппроксимация методом наименьших квадратов исправленных данных

на динамический эффект в соответствии с выражением (4). На средней панели представлены временная зависимость скорости ветра (с минутным разрешением) и результат обработки фильтром первых разностей. Видно, что при скоростях ветра более 15 м/с возрастает турбулентность потока; этот факт следует учесть при проведении дальнейших исследований. На нижней панели — показания двух датчиков давления и их разность (минутное разрешение). Согласно этим результатам показания разнесенных в пространстве (~900 м) датчиков давления идентичны в слабоветреные периоды и флуктуируют при больших скоростях ветра, что подтверждает турбулентность потоков. Турбулентность, наблюдаемая для свободного датчика давления P_M , меньше, чем в случае датчика давления P в здании, что связано с условием обтекания здания воздушным потоком.

Полученные аэродинамические коэффициенты C_x позволяют учесть динамический эффект для всего периода наблюдений, что показано на рис. 4, где $V_{кор}$ — вариации космических лучей после поправок на динамическое давление. Если учесть, что точность

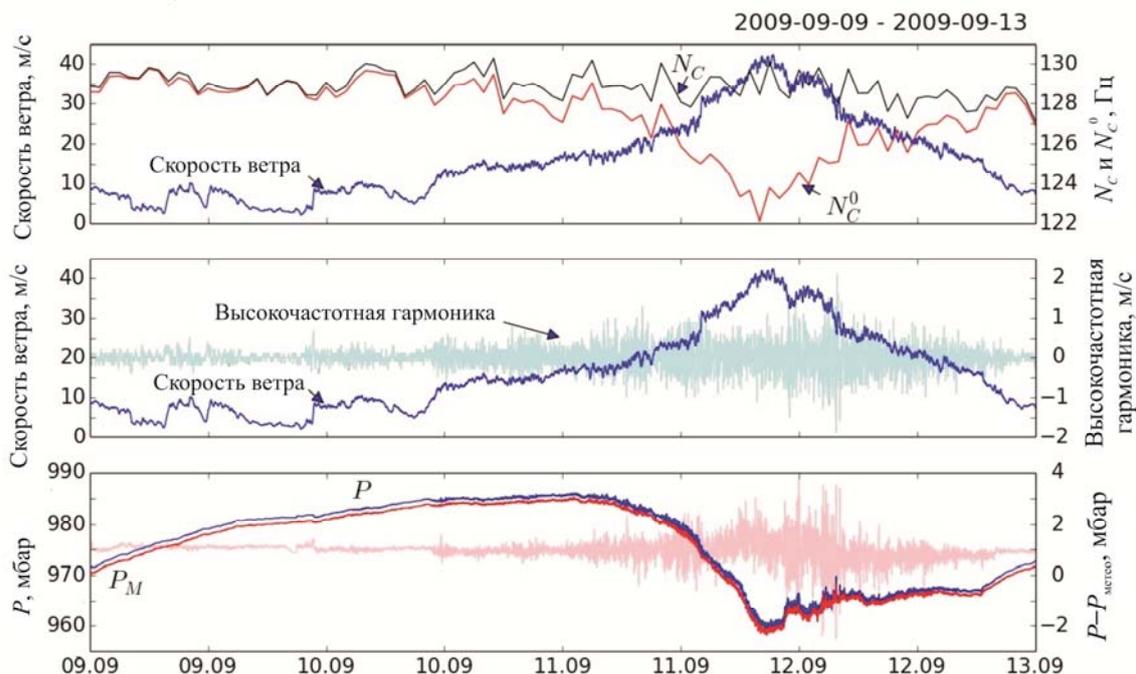


Рис. 3. Временные зависимости исправленных на барометрический эффект скоростей счета без учета и с учетом влияния ветра (N_C^0 и N_C), а также значения скорости ветра (верхняя панель). Временная зависимость скорости ветра с минутным разрешением и результат обработки фильтром первых разностей (средняя панель). Показания двух датчиков давления и их разность (нижняя панель)

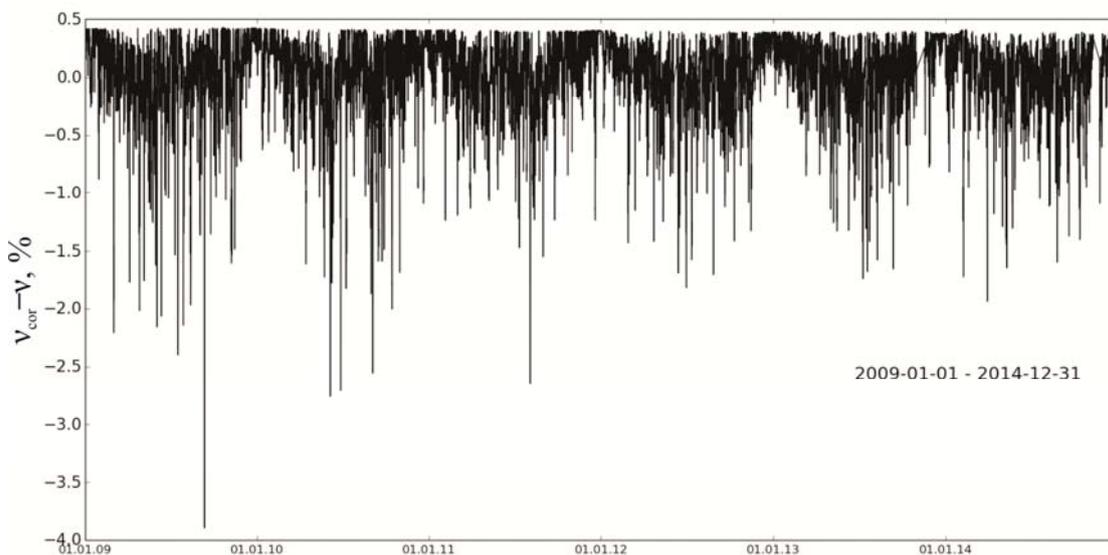


Рис. 4. Поправка на динамический эффект для наблюдаемых вариаций космических лучей для периода 2009–2014 гг.

наблюдаемых вариаций — десятые доли процента, то возможная ошибка за счет динамического эффекта, как следует из рис. 4, при сильных ветрах достигает нескольких процентов.

ВЫВОДЫ

Показано, что на ст. «Мирный», где скорости ветра часто достигают больших значений, абсолютная ошибка в определении вариаций может достигать 2–4 % и, таким образом, для получения точных данных всегда необходимо проводить перерасчет барометри-

ческого эффекта с учетом динамического эффекта ветра. Для выявления зависимости аэродинамического коэффициента от числа Рейнольдса необходимо увеличить число рассматриваемых событий и расширить диапазон рассматриваемых скоростей ветра. Кроме того, очень важно рассмотреть динамические эффекты для других полярных детекторов, в первую очередь для нейтронного монитора «Маусон», где наблюдаются самые большие регулярные ветровые потоки. Очень важно также привлечь данные горных детекторов, для которых существуют совершенно другие условия обтекания препятствий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Дорман Л.И. Метеорологические эффекты космических лучей. М.: Наука, 1972. 211 с.

Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Кривошапкин П.А. и др. Космические лучи и солнечный ветер. М.: Наука, 1981. 224 с.

Шакина Н.П. Лекции по динамической метеорологии. М.: ТРИАДА, 2013. 160 с.

Buticofe R., Flugiker E.O. Pressure correction of GLE measurements in turbulent winds // Proc. 26th ICRC, Salt Lake City. 1999. V. 6. P. 395–398.

Dorman L. Cosmic rays. Variations and Space Explorations. North-Holland Publishing Company; American Elsevier Publishing Company, 1974. 675 p.

Dorman L.I., Villorosi G., Iucci N., et al. Cosmic ray survey to Antarctica and coupling functions for neutron component in solar minimum (1996–1997). 3. Geomagnetic effects and coupling functions // Proc. of 26th ICRC, Salt Lake City. 1999. V. 7. P. 382–385.

Dorman L. Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2004. P. 855. (Astrophysics and Space Science Library. V. 303).

Dubinsky J., Chaloupka P., Kawalski T. Wind influence on cosmic ray neutron intensity // Mat.-fys. časop. 1960. V. 10, N 1. P. 57–62.

Kawasaki S. On the anomalous barometric coefficient of cosmic-ray neutron monitor at Mt. Norikura // Sci. Rep. Inst. Phys. Chem. Res. 1972. V. 66. P. 25–32.

Kobelev P., Belov A., Mavromichalaki E., et al. Variations of barometric coefficients of the neutron component in the 22–23 cycles of solar activity // Proc. 32nd ICRC, Beijing, China. 2011. V. 11. P. 382–385. DOI: 10.7529/ICRC2011/V11/0654.

Kobelev P., Belov A., Eroshenko E., Yanke V. Reception coefficients and energy characteristics of the ground level cosmic ray detectors // Proc. 33rd ICRC, Rio de Janeiro. 2013. id 0878. URL: [ftp://cr0.izmiran.ru/Proceedings/\(ICRC\); http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0878.pdf](ftp://cr0.izmiran.ru/Proceedings/(ICRC); http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0878.pdf) (accessed October 2, 2015).

Lockwood J.A., Calawa A.R. On the barometric pressure coefficient for cosmic ray neutrons // J. Atmos. Terr. Phys. 1957. V. 11. P. 23–30.

REFERENCES

Buticofe R., Flugiker E.O. Pressure correction of GLE measurements in turbulent winds. Proc. 26th ICRC, Salt Lake City. 1999, vol. 6, pp. 395–398.

Dorman L.I. Meteorologicheskie efekty kosmicheskikh luchei [Meteorological Effects of Cosmic Rays]. Moscow, Nauka Publ., 1972, 211 p. (in Russian).

Dorman L. Cosmic rays. Variations and Space Explorations. North-Holland Publishing Company, American Elsevier Publishing Company, 1974, 675 p.

Dorman L.I., Villorosi G., Iucci N., Parisi M., Ptitsyna N.G. Cosmic ray survey to Antarctica and coupling functions for neutron component in solar minimum (1996–1997). 3. Geomagnetic effects and coupling functions. Proc. of 26th ICRC, Salt Lake City. 1999, vol. 7, pp. 382–385.

Dorman L. Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 2004, p. 855. (Astrophysics and Space Science Library, vol. 303).

Dubinsky J., Chaloupka P., Kawalski T. Wind influence on cosmic ray neutron intensity. Mat.-fys. časop [Mathematical and Physical Journal]. 1960, vol. 10, no. 1, pp. 57–62.

Kawasaki S. On the anomalous barometric coefficient of cosmic-ray neutron monitor at Mt. Norikura. Sci. Rep. Inst. Phys. Chem. Res. 1972, vol. 66, pp. 25–32.

Kobelev P., Belov A., Mavromichalaki E., Gerontidou M., Yanke V. Variations of barometric coefficients of the neutron component in the 22–23 cycles of solar activity. Proc. 32nd ICRC, Beijing, China, 2011, vol. 11, pp. 382–385. DOI: 10.7529/ICRC2011/V11/0654.

Kobelev P., Belov A., Eroshenko E., Yanke V. Reception coefficients and energy characteristics of the ground level cosmic ray detectors. Proc 33rd ICRC, Rio de Janeiro, 2013, id 0878, URL: [ftp://cr0.izmiran.ru/Proceedings/\(ICRC\); http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0878.pdf](ftp://cr0.izmiran.ru/Proceedings/(ICRC); http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0878.pdf) (accessed October 2, 2015).

Krymsky G. F., Kuz'min A.I., Krivoschapkin P.A., Samsonov I.S., Skripin G.V., Transky I.A., Chirkov N.P. Kosmicheskie лучи i solnechnyi veter [Cosmic Rays and Solar Wind]. Moscow, Nauka Publ., 1981, 224 p. (in Russian).

Lockwood J.A., Calawa A.R. On the barometric pressure coefficient for cosmic ray neutrons. J. Atmos. Terr. Phys. 1957, vol. 11, pp. 23–30.

Shakina N.P. Lektsii po dinamicheskoi meteorologii [Lectures on Dynamic Meteorology]. Moscow, Triada Publ., 2013, 160 p. (in Russian).

Статья подготовлена по материалам Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» Международной Байкальской молодежной школы по фундаментальной физике.

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании вариаций первичного космического излучения очень эффективными являются такие прецизионные детекторы, как нейтронные мониторы. Так, статистическая точность стандартного нейтронного супермонитора 18-NM-64 на уровне моря при часовом усреднении составляет $\sim 0.15\%$, поэтому необходимо обеспечить уровень прочих возможных ошибок не хуже этой статистической ошибки. К таким возможным ошибкам относятся ошибки, связанные с исключением барометрического эффекта из данных наблюдений. Типичная точность современных датчиков давления 0.2 мбар, что дает нам требуемую точность поправок $\approx 0.15\%$. Однако имеется еще одно, более трудно учитываемое обстоятельство. Барометрический эффект, который в первую очередь обусловлен поглощением нейтронов в атмосфере, определяется количеством вещества над детектором, т. е. статическим давлением. Применяемые датчики давления измеряют полное давление как сумму статического и динамического давления. Задачами настоящей работы являются экспериментальное определение вклада динамического давления и введение необходимых поправок в данные наблюдений.

Динамическое давление обусловлено ветровым потоком и равно кинетической энергии единичного объема вещества:

$$P_D = \frac{1}{2} \rho V^2,$$

где ρ - плотность воздуха, V - скорость потока. Однако только часть кинетической энергии $C_x P_D$ преобразуется в потенциальную энергию и воздействует на препятствие и в конечном счете на показания датчика давления. Коэффициент пропорциональности C_x , или аэродинамический коэффициент, зависит от геометрии препятствия и числа Рейнольдса. Влияние ветра для отдельных событий исследовалось ранее [Lockwood, Calawa, 1957; Dubinsky et al., 1960; Kawasaki, 1972; Buticofe, Flugiker, 1999; Dorman, 2004]. Обзор этих работ сделан в книгах [Дорман, 1972; Dorman et al., 1999]. Однако детальный анализ динамического эффекта ветра, включающий антарктические станции, где наблюдаются очень сильные стоковые ветра, не проводился.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Регулярный мониторинг космических и метеорологических параметров на ст. «Мирный» осуществляется с 2007 г. Анализ проводился на базе данных с часовым разрешением, исправленных на барометрический эффект по классической методике [Kobelev et al., 2011], с привлечением скорости счета нейтронного монитора 12-NM-64. Для оценки турбулентности потока

привлекались также данные по атмосферному давлению и скорости ветра с минутным разрешением.

На антарктических станциях, в том числе и на ст. «Мирный», в связи с особенностями рельефа наблюдаются стоковые ветра. Максимальной силы стоковые ветра достигают антарктической зимой - с апреля по ноябрь они дуют почти непрерывно. На рис. 1 приведена наблюдаемая скорость ветра за 2007-2014 гг. с минутным разрешением.

**ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ МЕРЦАНИЙ
ДИСКРЕТНОГО РАДИОИСТОЧНИКА ЛЕБЕДЬ-А
НА ИРКУТСКОМ РАДАРЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ**

**INTERFEROMETRIC OBSERVATION
OF CYGNUS-A DISCRETE RADIOSOURCE SCINTILLATIONS
AT IRKUTSK INCOHERENT SCATTER RADAR**

М.В. Глоба*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, globa@iszf.irk.ru***Р.В. Васильев***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, roman_vasilyev@iszf.irk.ru***Д.С. Кушнарев***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, ds_k@iszf.irk.ru***А.В. Медведев***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, medvedev@iszf.irk.ru***M.V. Globa***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, globa@iszf.irk.ru***R.V. Vasilyev***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, roman_vasilyev@iszf.irk.ru***D.S. Kushnarev***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, ds_k@iszf.irk.ru***A.V. Medvedev***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, medvedev@iszf.irk.ru*

Аннотация. Предложен метод анализа данных Иркутского радара некогерентного рассеяния, позволяющий выполнять интерферометрические наблюдения характеристик дискретных космических радиосточников. Проведен анализ ионосферных мерцаний радиосточника Лебедь-А. Наблюдения выполнялись в 2013 г. во время штатных сеансов работы радара на протяжении 5–15 сут в различные сезоны, эффективное время наблюдений составляло 15–30 мин/сут. Для интерферометрического анализа мерцаний использовались свойства коэффициента взаимной корреляции (когерентности) двух независимых регистрирующих каналов радара. Статистический анализ данных этих каналов позволяет строить двумерные гистограммы распределения яркости радиосточника с периодом 18 с и для каждой гистограммы определять параметры (положение максимума и ширину гистограммы), отражающие положение и угловой размер радиосточника. Показано, что изменение этих статистических характеристик не коррелирует с изменениями мощности (мерцаниями) радиосточника, возникающими вследствие прохождения радиосигнала через ионосферные неоднородности.

Ключевые слова: ионосферные неоднородности, мерцания дискретных радиосточников.

Abstract. We propose a new method for analysis of data from Irkutsk Incoherent Scatter Radar. The method allows us to accomplish interferometric observation of discrete cosmic radiosource characteristics. In this study, we analyzed ionospheric scintillations of the radio source Cygnus-A. Observations were made in 2013 during regular radar sessions within 5–15 days for different seasons, and the effective time of observation was 15–30 minutes per day. For interferometric analysis, the properties of correlation (coherence) coefficient of two independent recording channels were used. The statistical analysis of data from independent channels allows us to construct two-dimensional histograms of radiosource brightness distribution with period of 18 s and to determine parameters (the maximum position and the histogram width) representing position and angular size of radiosource for each histogram. It is shown that the change of statistical characteristics does not correlate with fluctuations in power (scintillations) of the signal caused by radiowave propagation through ionospheric irregularities.

Keywords: Ionospheric irregularities, discrete radiosource scintillations.

ВВЕДЕНИЕ

Мерцания радиосигналов в ионосфере Земли — известное с середины прошлого века [Little, Maxwell, 1951] и достаточно хорошо изученное [Kung Chie Yeh, Chao-Nan Liu, 1982] явление. Основные направления человеческой деятельности, в которых влияние ионосферных мерцаний играет

значительную роль, — это спутниковые коммуникации и радиоастрономия. В настоящее время разработан ряд моделей, которые описывают и в некоторой мере предсказывают поведение ионосферных мерцаний в планетарном масштабе [Priyadarshi, 2015]. Исследование свойств мерцаний в некоторых случаях позволяет определять характеристики ионосферных неоднородностей [Безродный и др., 2010].

Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР), работающий в пассивном режиме, также способен наблюдать мерцания радиоволн от дискретных космических радиоисточников (ДКР) в ионосфере [Vasilyev et al., 2013]. Особенности регистрирующей системы ИРНР позволяют выполнять интерферометрические [Лебедев и др., 2013] наблюдения ионосферы и объектов на околоземной орбите. Эти особенности можно задействовать также для наблюдения за ДКР и их характеристиками.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ИОНОСФЕРНЫХ МЕРЦАНИЙ

Эффекты распространения метровых радиоволн в ионосфере, как правило, негативны для работы радиотелескопов-интерферометров. Рефракционные эффекты, возникающие при распространении сигнала в неоднородной среде, искажают истинное положение источника излучения и его размер [Spoelstra, Kelder, 1984]. Вариации характеристик ионосферы имеют различный характер. Существуют сезонные и суточные вариации электронной концентрации, ее эволюция по высоте, а также волновые явления (перемещающиеся ионосферные возмущения), имеющие характерные периоды порядка нескольких часов и размеры от десятков до тысяч километров. Эти относительно плавные вариации характеристик ионосферы играют существенную роль для радиоинтерферометров, обладающих базой порядка нескольких километров и более. Они могут быть учтены при помощи либо существующих моделей ионосферы [Sukumar, 1987], либо вспомогательных наблюдений ионосферы. Ионосферные неоднородности с масштабом порядка одного километра в связи с тем, что их размер приближается к размеру зоны Френеля для метровых волн на высотах ионосферы, будут приводить к дифракционным эффектам, которые выражаются в мерцаниях радиосигнала ДКР. Они регистрируются интерферометром при наблюдении ДКР и могут иметь различный характер: в зависимости от соотношения размеров неоднородностей и базы интерферометра можно различать амплитудные и фазовые мерцания радиосигнала на выходе коррелятора. Если размер базы интерферометра (расстояние между антеннами) будет существенно меньше размера неоднородности, вариации радиосигнала в различных антеннах интерферометра будут синхронными и на выходе коррелятора будут наблюдаться вариации соотношения сигнал/шум, что является проявлением так называемых амплитудных мерцаний. Относительная фаза сигналов при этом будет изменяться медленно в соответствии с перемещением ДКР по небесной сфере вследствие суточного вращения Земли. При увеличении базы интерферометра до размеров, сопоставимых с размерами ионосферных неоднородностей или превышающих их, фазовые задержки сигналов в антеннах интерферометра, обусловленные прохождением радиоволны через участки с различной электронной концентрацией, начнут различаться. Это приведет к сложению в корреляторе сигналов с разными задержками, и вариация сигнала на выходе коррелято-

ра уже будет обусловлена как вариацией соотношения сигнал/шум, так и усилением или ослаблением выходного сигнала вследствие синфазного или противофазного суммирования, что является проявлением фазовых мерцаний. В этом случае на плавное изменение фазы сигнала от ДКР за счет вращения Земли будут накладываться быстрые вариации фазы, которые в конечном итоге будут влиять на наблюдаемое положение и размер ДКР. Более подробно этот вопрос был исследован в работе [Spoelstra, Yang Yi-Pei, 1995], в которой показана зависимость ослабления амплитудных мерцаний и увеличения фазовых мерцаний от роста базы интерферометра.

ИРКУТСКИЙ РАДАР НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ КАК РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТР

Антенная система ИРНР, предназначенная для осуществления частотного сканирования участка небесной сферы размером $20^\circ \times 30^\circ$, состоит из двух независимых смежных приемо-передающих секториальных рупоров (полурупоров). Линейные размеры антенной системы составляют $250 \times 20 \times 12$ м, общий раскрыв полурупоров (250×12 м) имеет площадь 3000 м^2 . Щелевые излучатели питающих волноводов, лежащих в основании каждого полурупора, формируют линейную антенную решетку, обеспечивающую ширину 0.5° диаграммы направленности (ДН) в плоскости сканирования, стенки полурупоров обеспечивают ширину ДН 20° в плоскости, перпендикулярной плоскости сканирования. Эффективная площадь апертуры антенны составляет $\sim 1000 \text{ м}^2$. Частотный диапазон радара 154–162 МГц, что соответствует длине волны около двух метров. Форма ДН радара, а также точные коэффициенты уравнения сканирования могут быть получены при наблюдении ДКР. Совместное наблюдение ДКР двумя полурупорами позволяет также определить характеристики интерферометра, который они образуют. Наклон характеристики, связывающей перемещение ДКР по небесной сфере и разность фаз сигнала в полурупорах, составляет 16 электрических градусов на один градус небесной сферы [Лебедев и др., 2006]. Расстояние между фазовыми центрами антенн при этом порядка 5 м. База интерферометра на основе антенной системы ИРНР мала, и поэтому ширина основного лепестка интерферометра составляет порядка 11° . Ширина ДН обоих полурупоров в плоскости, в которой лежат фазовые центры, — около 20° . Таким образом, главный лепесток интерферометра полностью помещается в ДН антенной системы.

Регистрация сигналов в полурупорах ведется при помощи специализированной системы, позволяющей сохранять принимаемый в каждом рупоре сигнал в виде ряда комплексных чисел в устройствах долговременного хранения. Система состоит из аналоговой усилительно-гетеродинной части, усиливающей принятый сигнал и понижающей частоту до диапазона, приемлемого для работы цифровых регистрирующих устройств; шестнадцатиградусного АЦП, регистрирующего сигнал на выходе аналоговой части с частотой оцифровки 1 МГц, и сигналь-

ного процессора, раскладывающего результат работы АЦП на комплексные составляющие. Регистрация сигналов системой ведется интервалами длительностью 8 мс (временные реализации) с периодом около 40 мс. Управление работой системы и окончательное представление полученных данных осуществляется посредством управляющей ЭВМ. Полученные на рабочей машине результаты наблюдений передаются в локальную вычислительную сеть ИРНР и сохраняются на жестких дисках серверной ЭВМ для дальнейшей обработки и хранения.

Запись сигналов в комплексном виде удобна с точки зрения корреляционной обработки. Отсутствует необходимость создания дополнительного устройства (коррелятора), входящего в состав измерительной системы, есть возможность варьировать время интегрирования при последующей обработке и т. п. Для корреляционного анализа данных мы использовали коэффициент взаимной корреляции сигналов в рупорах антенной системы

$$\eta = \frac{\langle AB^* \rangle}{\langle AA^* \rangle \langle BB^* \rangle}, \quad (1)$$

где A и B — сигналы независимых рупоров (антенн интерферометра), звездочка означает операцию комплексного сопряжения, а угловые скобки — усреднение по времени. Нетрудно показать, что аргумент полученной величины отражает положение источника относительно фазовых центров, а модуль — соотношение сигнал/шум (см. приложение 1). Традиционно коэффициент когерентности рассматривается как некая статистическая характеристика, и формально для него можно получить не только среднее значение, но и моменты более высоких порядков, которые будут отражать изменение формы наблюдаемого ДКР. Однако есть вероятность того, что из-за содержания шумовой составляющей в сигнале статистические моменты будут испытывать вариации, не относящиеся к вариациям размера и положения ДКР за счет ионосферы. Это обстоятельство привело нас к решению рассматривать не усредненные характеристики, а статистические распределения (гистограммы), и на основе анализа формы этих распределений делать выводы о наблюдаемом положении источника на небесной сфере и его размере.

ДВУМЕРНАЯ ГИСТОГРАММА РАДИОИСТОЧНИКА ЛЕБЕДЬ-А И ЕЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Радиогалактика Лебедь-А является одним из самых ярких радиоисточников на северной небесной полусфере. Он ежедневно проходит через сектор обзора ИРНР, поэтому с ним наиболее удобно работать при анализе данных. Активные наблюдения на ИРНР выполняются с использованием некоторой фиксированной частоты, что соответствует наклону ДН в конкретном направлении в секторе обзора. Во время активных наблюдений можно выбрать момент времени, когда через ДН проходит ДКР Лебедь-А, и использовать полученные в этот момент данные активных наблюдений радара для исследований

ДКР. Данные представляют собой временные реализации принятого сигнала, содержащие как рассеянный в ионосфере зондирующий сигнал, так и фоновое космическое радиоизлучение. Поэтому необходимо отбрасывать начальную часть реализации, на которой зондирующий сигнал имеет значимую величину, и анализировать только конечную часть, начиная с дальности ~600 км. Изменение частоты принимаемого радиоизлучения означает перемещение источника вдоль плоскости Север–Юг, а изменение разности фаз между двумя полурупорами — перемещение вдоль плоскости Запад–Восток. Для определения координат ДКР в этих направлениях необходимо анализировать частотный спектр принятого радиосигнала и аргумент коэффициента корреляции радиосигналов в полурупорах (1). При обработке данных для каждой реализации проводилось преобразование Фурье, а затем вычисление аргумента коэффициента корреляции между полурупорами для каждой частотной компоненты:

$$\arg(\eta_i) = \arg(a_i b_i), \quad (2)$$

где i — номер частотной компоненты; a , b — спектральные отсчеты сигналов полурупоров. Эти значения накапливались в двумерной гистограмме на протяжении периода 18 с. За этот же период проводилось накопление значений коэффициента корреляции:

$$H_i = \sum_k \frac{a_{ik} b_{ik}^*}{\sqrt{a_{ik} a_{ik}^* b_{ik} b_{ik}^*}}, \quad (3)$$

где k — временные отсчеты, i — отсчеты по частоте.

Каждое значение накопленной двумерной гистограммы умножалось на модуль соответствующего коэффициента корреляции для нормировки. Таким образом, формировалось распределение мощности сигнала ДКР по частоте и фазе. Конечно, это распределение можно было бы считать изображением радиоисточника, однако такое изображение неполноценно, поскольку распределение мощности по одной из координат (фазе) получено на основании интерферометра с одним плечом (одной базой) и фактически представляет поведение некоего эффективного центра тяжести полного изображения по этой координате. Распределение мощности по другой координате (частоте) является сверткой изображения с ДН. Из соображений удобства и краткости эту двумерную гистограмму распределения мощности ДКР по частоте и фазе мы будем называть изображением радиоисточника. На рис. 1 представлены три изображения, полученные в последовательные моменты времени.

Источник проходит через ДН в течение 10–15 мин, для анализа перемещения ДКР по ДН радара вычислялись положение максимума и среднее значение яркости для каждого изображения (рис. 2, а, б). В отсутствие ДКР положение максимума меняется случайным образом, в то время как среднее значение остается сравнительно постоянным. При появлении источника среднее значение меняется медленно и не вполне корректно отображает перемещение источника по сектору обзора. Следовательно, можно сде-

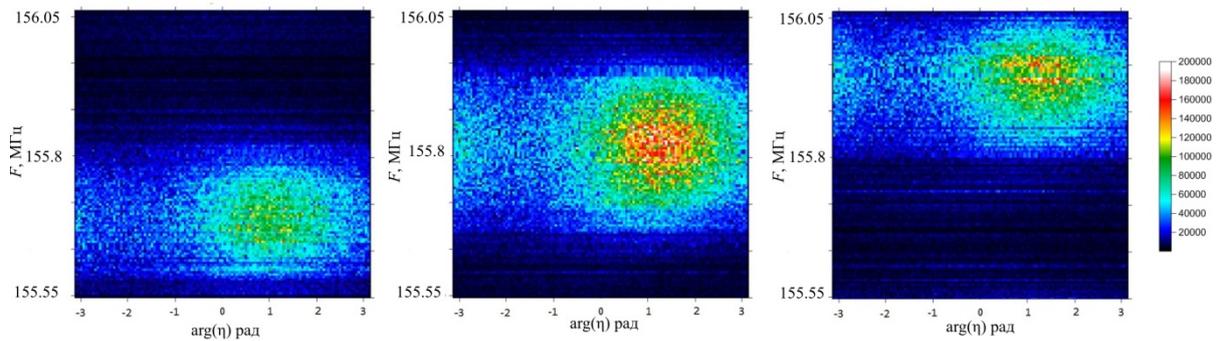


Рис. 1. Изображения радиосточника, построенные за время накопления 18 с

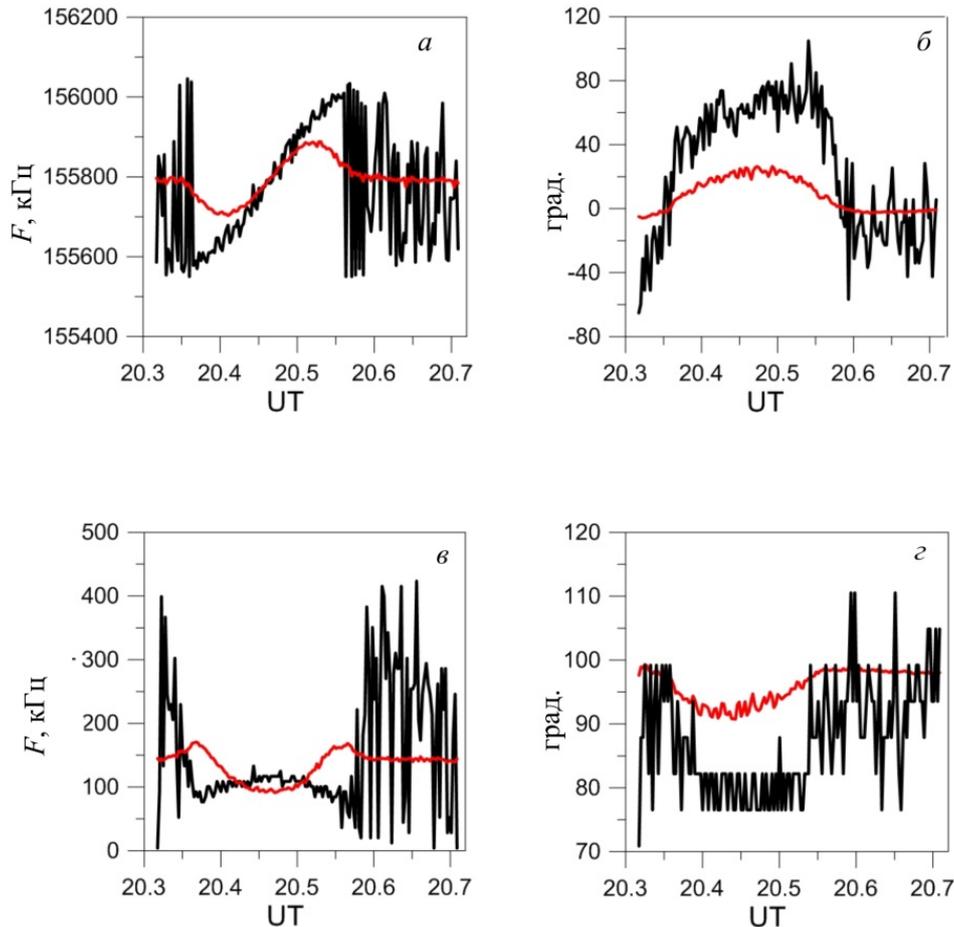


Рис. 2. Изменение положения максимального значения (черная линия) и среднего значения распределения (серая линия) для частоты (а) и фазы (б); изменение среднеквадратического отклонения (серая линия) и ширины гистограммы (черная линия) для частоты (в) и фазы (г) 28 июня 2013 г.

лать вывод о том, что для наблюдения за положением источника лучше следить за изменением максимального значения распределения.

Для анализа ширины изображения ДКР вычислялись среднеквадратичное отклонение и ширина гистограммы на уровне половинной амплитуды (рис. 2, в, г). Видно, что для частоты (рис. 2, в) среднеквадратичное отклонение также медленно изменяется при появлении источника и не точно отображает изменение ширины изображения.

ПОВЕДЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОБРАЖЕНИЙ ДКР ЛЕБЕДЬ-А В УСЛОВИЯХ МЕРЦАНИЙ И СМЕНЫ СЕЗОНОВ

При работе ИРНР в штатном режиме регистрация радиосигналов ведется непрерывно на протяжении нескольких суток. Сканирование ДН осуществляется не в полной мере. Как правило, выбираются два фиксированных направления, которые циклически

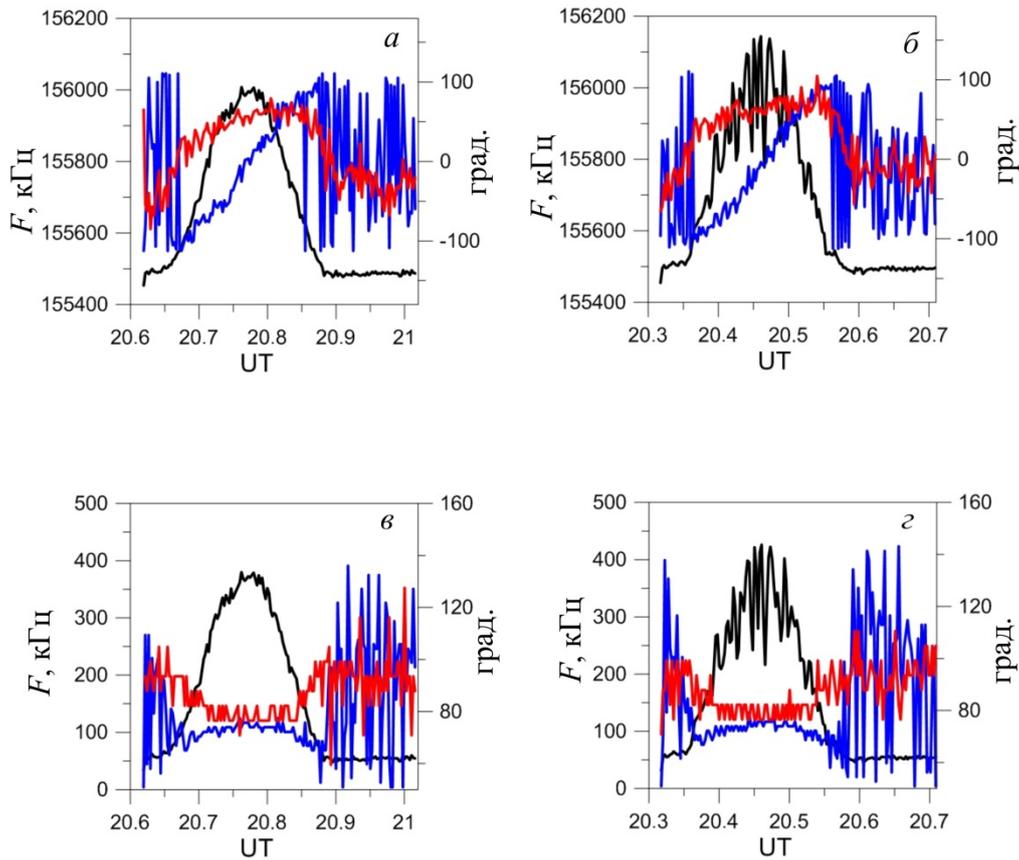


Рис. 3. Изменение мощности (тонкая черная линия) и основных характеристик изображения ДКР для широкополосного канала (500 кГц). На панелях *а*, *б* толстая черная кривая — изменение положения максимума распределения по частоте, толстая серая — изменение положения максимума по фазе; на панелях *в*, *г* толстая черная кривая — изменение ширины на полувысоте по частоте, тонкая серая — по фазе. 23 июня (*а*, *в*) и 28 июня (*б*, *г*) 2013 г.

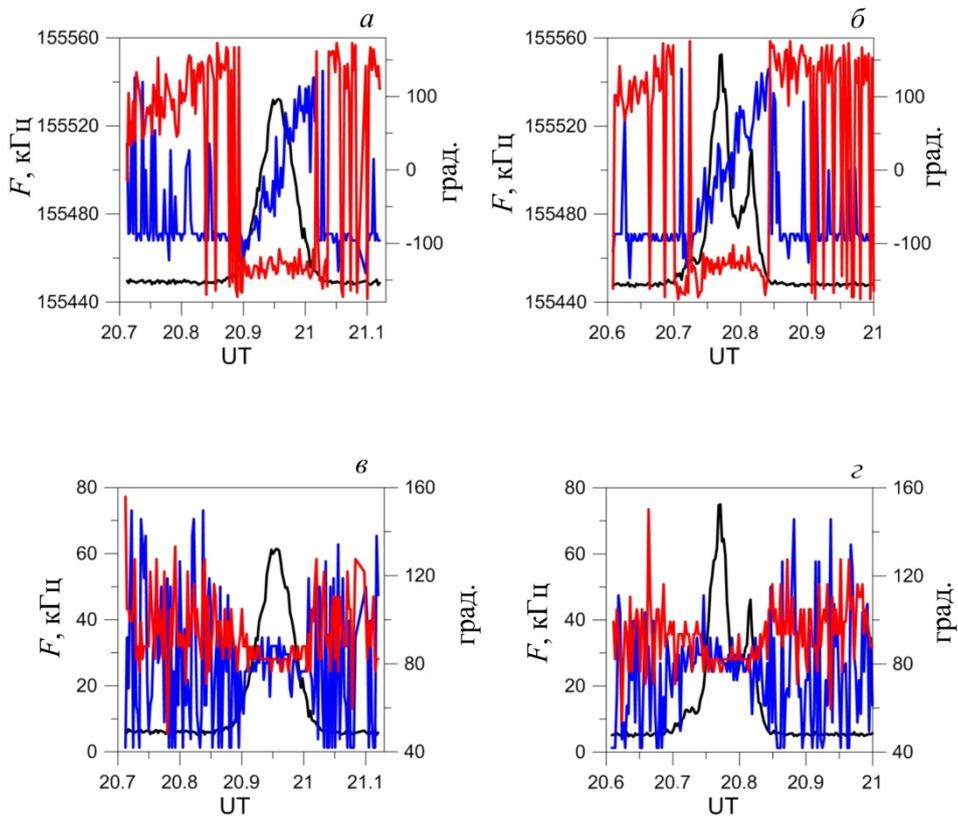


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для узкополосного канала (100 кГц) для 23 июня (*а*, *в*) и 26 июня (*б*, *г*) 2013 г.

просматриваются радаром. ДКР, перемещающиеся по сектору обзора, проходят через ДН, ориентированную на определенное направление, и раз в сутки для выбранного ДКР существует относительно короткий интервал наблюдения. Поскольку минимальная ширина ДН составляет порядка половины градуса, ДКР проходит через ДН за время порядка 15 мин. Этого времени достаточно, чтобы зафиксировать возникающие ионосферные мерцания ДКР в устройстве хранения.

На рис. 3 и 4 показаны изменение вычисляемых характеристик изображений и изменение мощности принимаемого сигнала по мере перемещения ДКР для широкополосного (500 кГц) и узкополосного (100 кГц) каналов соответственно. Изображения построены для относительно спокойного дня без мерцаний (23 июня 2013 г. — рис. 3, а, в; 4, а, в) и для двух дней, когда наблюдались заметные мерцания (28 июня 2013 г. — рис. 3, б, г; 26 июня 2013 г. — рис. 4, б, г). Очевидно отсутствие существенных различий в поведении вычисляемых параметров при разных условиях. Отсюда следует, что мерцания не влияют на размер и положение изображения ДКР. Это связано с тем, что расстояние между антеннами радара составляет 5 м, что существенно меньше первой зоны Френеля для ионосферных неоднородностей, наблюдаемых в этом случае, поэтому возможно только наблюдение синхронных амплитудных мерцаний в полурупорах.

Поскольку ИРНР в штатном режиме работает около 50–100 дней в году, несмотря на кратковременность суточного периода наблюдений, существует достаточно обширный материал для обработки. В таблице представлены средние значения некоторых вычисляемых характеристик за летний и зимний периоды 2013 г. Можно отметить, что существенного различия в этих характеристиках для различных сезонов не наблюдается.

Сезон	Лето	Зима
Средний индекс мерцаний	0.031	0.034
Средняя ширина изображения ДКР по частоте	46.642	45.875
Средняя ширина изображения ДКР по фазе	47	47.375
Среднее отклонение положения максимума от прямолинейной траектории (по частоте)	14.328	18.184

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье был предложен метод анализа изображения ДКР Лебедь-А, которое получено на основе статистических распределений интерференционных характеристик принимаемого сигнала. По сравнению с анализом статистических моментов анализ формы статистических распределений более качественно отражает характеристики ДКР, такие как положение и угловой размер. С использованием предложенного метода был проведен анализ ионосферных мерцаний ДКР Лебедь-А. Показано, что наблюдаемые на ИРНР ионосферные мерцания ДКР

не влияют на параметры изображения ДКР, в особенности на поведение фазы, что находится в соответствии с проведенными ранее исследованиями [Spoelstra, Yang Yi-Pei, 1995]. Поскольку расстояние между антеннами радара существенно меньше размеров неоднородностей, фазовые мерцания можно наблюдать только для сверхмелкомасштабных неоднородностей (метры и десятки метров). Чтобы наблюдать фазовые мерцания для крупномасштабных неоднородностей, необходимо проводить синхронные наблюдения с удаленными регистраторами для увеличения базы интерферометра. Показано, что в различные сезоны не наблюдается существенных различий в значениях статистических параметров. Это может быть связано с тем, что сигналы регистрировались с минимально возможным интегрированием, поэтому дополнительно было проведено исследование влияния времени интегрирования на размер изображения источника. На рис. 5 показано изменение ширины статистического распределения аргумента коэффициента корреляции в зависимости от количества реализаций, участвующих в вычислении коэффициента корреляции. Видно, что с увеличением числа реализаций ширина значительно уменьшается, а затем выходит на практически постоянное значение. Выход ширины на константу происходит после 100 реализаций, что соответствует времени интегрирования 4 с. Его рекомендуется использовать при дальнейшем анализе данных интерферометрических исследований сигнала от радиоисточника Лебедь-А.

Статистические характеристики изображений ДКР, определенные по методике, описанной в данной работе, в дальнейшем необходимо связать с характерными размерами ионосферных неоднородностей, а также их интенсивностью. Для этого требуется выполнить моделирование прохождения излучения ДКР через неоднородную ионосферу, используя, например, метод фазового экрана. Поскольку в работе показано, что наиболее вероятное значение статистического распределения и его ширина не зависят от мерцаний радиосигнала, в работах, связанных с моделированием, необходимо обратить внимание на саму форму распределения (асимметрия, гранулярность) и ее вариации в зависимости от характеристик фазового экрана.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-05-03946 А.

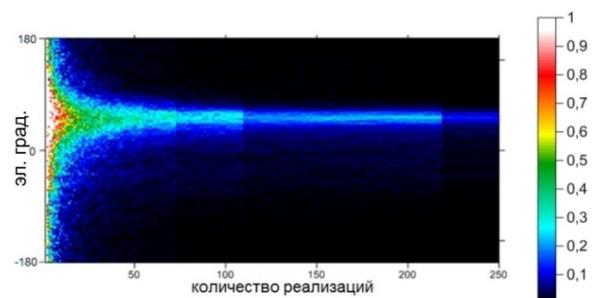


Рис. 5. Зависимость ширины гистограммы от количества просуммированных реализаций 22 июня 2013 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Пусть в некоторую точку приходит плоская волна под углом θ (рис. 1п). Рассмотрим сигналы на выходе двух независимых антенн, фазовые центры которых расположены на расстоянии d :

$$S_1 = I_0 e^{i\varphi} + N_1 e^{i\psi_1}, \tag{1}$$

$$S_2 = I_0 e^{i(\varphi+d\sin\theta)} + N_2 e^{i\psi_2}, \tag{2}$$

где I_0 — интенсивность некоего источника, N_1, N_2 — интенсивности шумов, возникающих в приемных трактах. Фазы φ и ψ изменяются в пределах от 0 до 2π и не зависят друг от друга. Мощность сигнала в одном из приемников можно записать следующим образом:

$$P_1 = \langle S_1 S_1^* \rangle = \langle (I_0 e^{i\varphi} + N_1 e^{i\psi_1})(I_0 e^{-i\varphi} + N_1 e^{-i\psi_1}) \rangle = \langle I_0^2 + I_0 N_1 e^{i(\varphi-\psi_1)} + I_0 N_1 e^{i(\psi_1-\varphi)} + N_1^2 \rangle, \tag{3}$$

где угловые скобки обозначают операцию усреднения. Поскольку фазы сигнала и шума независимы, при усреднении второй и третий члены суммы обратятся в нуль, и тогда выражение (3) будет иметь следующий вид:

$$P_1 = \langle I_0^2 \rangle + \langle N_1^2 \rangle. \tag{4}$$

Для второго приемника можно записать аналогичное выражение

$$P_2 = \langle I_0^2 \rangle + \langle N_2^2 \rangle. \tag{5}$$

Для двух сигналов можно вычислить коэффициент взаимной корреляции

$$\eta = \frac{\langle S_1 S_2^* \rangle}{\sqrt{P P_2}} = \frac{\langle S_1 S_2^* \rangle}{\langle I_0^2 \rangle + \langle N_0^2 \rangle}, \tag{6}$$

где

$$\langle N_0^2 \rangle = \langle N_1^2 \rangle = \langle N_2^2 \rangle. \tag{7}$$

Подставив (1) и (2) в (6), получим

$$\eta = \frac{\langle (I_0 e^{i\varphi} + N_1 e^{i\psi_1})(I_0 e^{-i(\varphi+d\sin\theta)} + N_2 e^{-i\psi_2}) \rangle}{\langle I_0^2 \rangle + \langle N_0^2 \rangle} = \frac{\langle I_0^2 e^{-id\sin\theta} + I_0 N_1 e^{i(\psi_1-\varphi-d\sin\theta)} + I_0 N_2 e^{i(\varphi-\psi_2)} + N_1 N_2 e^{i(\psi_1-\psi_2)} \rangle}{\langle I_0^2 \rangle + \langle N_0^2 \rangle}. \tag{8}$$

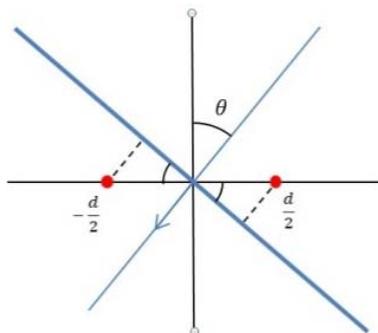


Рис. 1п. Геометрия эксперимента

В числителе выражения (8) все члены суммы, кроме первого, при усреднении также обратятся в нуль из-за независимости фаз. Выражение для коэффициента взаимной корреляции примет следующий вид:

$$\eta = \frac{\langle I_0^2 e^{-id\sin\theta} \rangle}{\langle I_0^2 \rangle + \langle N_0^2 \rangle} = \frac{\langle e^{-id\sin\theta} \rangle}{1 + \langle N_0^2 \rangle / \langle I_0^2 \rangle}. \tag{9}$$

Отсюда видно, что модуль коэффициента корреляции будет определять соотношение сигнал/шум:

$$\text{mod}(\eta) = \frac{1}{1 + \langle N_0^2 \rangle / \langle I_0^2 \rangle}, \tag{10}$$

а его аргумент — направление прихода волны:

$$\text{arg}(\eta) = -d\sin\theta. \tag{11}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Безродный В.Г., Чаркина О.В., Ямпольский Ю.М. и др. Исследование стимулированных ионосферных мерцаний и поглощения излучения дискретных космических источников с помощью панорамного ВЧ-риометра // Радиофизика и радиоастрономия. 2010. Т. 15, № 2. С. 151–163.

Лебедев В.П., Медведев А.В., Кушнарев Д.С. Методика калибровки диаграммы направленности Иркутского радара НР // Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике. IX Конференция молодых ученых «Физические процессы в космосе и околоземной среде». Иркутск, 11–16 сентября 2006 г.: Труды Иркутск, 2006. С. 185–188.

Лебедев В.П., Медведев А.В., Толстиков М.В. Интерференционные измерения ионосферных возмущений на Иркутском радаре некогерентного рассеяния // Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета имени академика М.Ф. Решетнева. 2013. № 5 (51). С. 160–163.

Kung Chie Yeh, Chao-Han Liu. Radio wave scintillations in the ionosphere // Proc. IEEE. 1982. V. 70, N 4. P. 324–360. DOI: 10.1109/PROC.1982.12313.

Little C.G., Maxwell A. Fluctuations of the intensity of radio waves from galactic sources // Philosophical Magazine Series 7. 1951. V. 42, iss. 326. P. 267–278. DOI: 10.1080/14786445108561264.

Priyadarshi S. A Review of ionospheric scintillation models // Surv. Geophys. January 2015. V. 36. P. 295–324. DOI: 10.1007/s10712-015-9319-1.

Spoelstra T.A.T., Kelder H. Effects produced by the ionosphere on radio interferometry // Radio Sci. 1984. V. 19, N 3. P. 779–788. DOI: 10.1029/RS019i003p00779.

Spoelstra T.A.T., Yang Yi-Pei. Ionospheric scintillation observations with radio interferometry // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 1995. V. 57, N 1, P. 85–97.

Sukumar S. Ionospheric refraction effects on radio interferometer phase // J. Astrophys. Astr. June 1987. V. 8. P. 281–294. DOI: 10.1007/BF02714893.

Vasilyev R.V., Kushnarev D.S., Lebedev V.P., et al. Perspectives of usage of Irkutsk Incoherent Scatter Radar (ISR) as an imaging riometer and radio heliograph // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2013. V. 105/106. P. 273–280. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.06.012.

REFERENCES

Bezrodny V.G., Charkina O.V., Yampolsky Yu.M., et al. Research into stimulated ionospheric scintillation and absorption of emission of discrete space sources using panoramic HF riometer. *Radiofizika i radioastronomiya* [Radio Physics and Radio Astronomy] 2010, vol. 15, no. 2, pp. 151–163 (in Russian).

Kung Chie Yeh, Chao-Han Liu. Radio wave scintillations in the ionosphere. *Proc. IEEE*. 1982, vol. 70, no. 4, pp. 324–360. DOI: 10.1109/PROC.1982.12313.

Lebedev V.P., Medvedev A.V., Kushnarev D.S. Method of calibration of the directional pattern of the Irkutsk Incoherent Scatter Radar. *Proc. of Baikal Young Scientists' International School on Fundamental Physics. IX Young Scientists' Conference "Physical Processes in Outer and Near-Earth Space" XIV Conference "Interaction of Fields and Radiation With Matter"*. Irkutsk, 11–16 September 2006. Irkutsk, 2006, pp. 185–188 (in Russian).

Lebedev V.P., Medvedev A.V., Tolstikov M.V. Interferometric measurements of ionospheric disturbances at the Irkutsk Incoherent Scatter Radar. *Vestnik Sibirskogo Gosudarstvennogo Aerokosmicheskogo Universiteta Imeni Akademika M.F. Reshetneva* [Bull. of Academic M.F. Reshetnev Siberic State University]. 2013, no. 5 (51), pp. 160–163 (in Russian).

Little C.G., Maxwell A. Fluctuations of the intensity of radio waves from galactic sources. *Philosophical Magazine Series 7*. 1951, vol. 42, iss. 326, pp. 267–278. DOI: 10.1080/14786445108561264.

Priyadarshi S. A Review of ionospheric scintillation models. *Surv. Geophys.* January 2015, vol. 36, pp. 295–324. DOI: 10.1007/s10712-015-9319-1.

Spoelstra T.A.T., Kelder H. Effects produced by the ionosphere on radio interferometry. *Radio Sci.* 1984, vol. 19, no. 3, pp. 779–788. DOI: 10.1029/RS019i003p00779.

Spoelstra T.A.T., Yang Yi-Pei. Ionospheric scintillation observations with radio interferometry. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* 1995, vol. 57, no. 1, pp. 85–97.

Sukumar S. Ionospheric refraction effects on radio interferometer phase. *J. Astrophys. Astr.* June 1987, vol. 8, pp. 281–294. DOI: 10.1007/BF02714893.

Vasilyev R.V., Kushnarev D.S., Lebedev V.P., et al. Perspectives of usage of Irkutsk Incoherent Scatter Radar (IISR) as an imaging riometer and radio heliograph. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* 2013, vol. 105/106, pp. 273–280. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.06.012.

Статья подготовлена по материалам Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» Международной Байкальской молодежной школы по фундаментальной физике.

ВВЕДЕНИЕ

Мерцания радиосигналов в ионосфере Земли - известное с середины прошлого века [Little, Maxwell, 1951] и достаточно хорошо изученное [Kung Chie Yeh, Chao-Nan Liu, 1982] явление. Основные направления человеческой деятельности, в которых влияние ионосферных мерцаний играет значительную роль, - это спутниковые коммуни-кации и радиоастрономия. В настоящее время разработан ряд моделей, которые описывают и в некоторой мере предсказывают поведение ионосферных мерцаний в планетарном масштабе [Priyadarshi, 2015].

Исследование свойств мерцаний в некоторых случаях позволяет определять характеристики ионосферных неоднородностей [Безродный и др., 2010].

Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР), работающий в пассивном режиме, также способен наблюдать мерцания радиоволн от дискретных космических радиоисточников (ДКР) в ионосфере [Vasilyev et al., 2013].

Особенности регистрирующей системы ИРНР позволяют выполнять интерферометрические [Лебедев и др., 2013] наблюдения ионосферы и объектов на околоземной орбите. Эти особенности можно задействовать также для наблюдения за ДКР и их характеристиками.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ИОНОСФЕРНЫХ МЕРЦАНИЙ

Эффекты распространения метровых радиоволн в ионосфере, как правило, негативны для работы радиотелескопов-интерферометров. Рефракционные эффекты, возникающие при распространении сигнала в неоднородной среде, искажают истинное положение источника излучения и его размер [Spoelstra, Kelder, 1984]. Вариации характеристик ионосферы имеют различный характер. Существуют сезонные и суточные вариации электронной концентрации, ее эволюция по высоте, а также волновые явления (перемещающиеся ионосферные возмущения), имеющие характерные периоды порядка нескольких часов и размеры от десятков до тысяч километров. Эти относительно плавные вариации характеристик ионосферы играют существенную роль для радиоинтерферометров, обладающих базой порядка нескольких километров и более. Они могут быть учтены при помощи либо существующих моделей ионосферы [Sukumar, 1987], либо вспомогательных наблюдений ионосферы. Ионосферные неоднородности с масштабом порядка одного километра в связи с тем, что их размер приближается к размеру зоны Френеля для метровых волн на высотах ионосферы, будут приводить к дифракционным эффектам, которые выражаются в мерцаниях радиосигнала ДКР. Они регистрируются интерферометром при наблюдении ДКР и могут иметь различный характер: в зависимости от соотношения размеров неоднородностей и базы интерферометра

можно различать амплитудные и фазовые мерцания радиосигнала на выходе коррелятора. Если размер базы интерферометра (расстояние между антеннами) будет существенно меньше размера неоднородности, вариации радиосигнала в различных антеннах интерферометра будут синхронными и на выходе коррелятора будут наблюдаться вариации соотношения сигнал/шум, что является проявлением так называемых амплитудных мерцаний. Относительная фаза сигналов при этом будет изменяться медленно в соответствии с перемещением ДКР по небесной сфере вследствие суточного вращения Земли. При увеличении базы интерферометра до размеров, сопоставимых с размерами ионосферных неоднородностей или превышающих их, фазовые задержки сигналов в антеннах интерферометра, обусловленные прохождением радиоволны через участки с различной электронной концентрацией, начнут различаться. Это приведет к сложению в корреляторе сигналов с разными задержками, и вариация сигнала на выходе коррелятора уже будет обусловлена как вариацией соотношения сигнал/шум, так и усилением или ослаблением выходного сигнала вследствие синфазного или противофазного суммирования, что является проявлением фазовых мерцаний. В этом случае на плавное изменение фазы сигнала от ДКР за счет вращения Земли будут накладываться быстрые вариации фазы, которые в конечном итоге будут влиять на наблюдаемое положение и размер ДКР. Более подробно этот вопрос был исследован в работе [Spoelstra, Yang Yi-Pei, 1995], в которой показана зависимость ослабления амплитудных мерцаний и увеличения фазовых мерцаний от роста базы интерферометра

**ДИНАМИКА ВОЗМУЩЕННОСТИ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ
В ВЫСОКИХ И СРЕДНИХ ШИРОТАХ ПО ДАННЫМ GPS****DYNAMICS OF DISTURBANCE LEVEL OF TOTAL ELECTRON CONTENT
AT HIGH AND MIDDLE LATITUDES ACCORDING TO GPS DATA****Н.П. Перевалова***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, pereval@iszf.irk.ru***И.К. Едемский***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, ilya@iszf.irk.ru***О.В. Тимофеева***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия
Иркутский государственный университет,
Иркутск, Россия, olga.timofeeva.1994@yandex.ru***Д.Д. Каташевцева***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия
Иркутский государственный университет,
Иркутск, Россия, dasyadk@gmail.com***А.С. Полякова***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, annpol@iszf.irk.ru***N.P. Perevalova***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, pereval@iszf.irk.ru***I.K. Edemsky***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, ilya@iszf.irk.ru***O.V. Timofeeva***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia
Irkutsk State University,
Irkutsk, Russia, olga.timofeeva.1994@yandex.ru***D.D. Katashevtseva***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia
Irkutsk State University,
Irkutsk, Russia, dasyadk@gmail.com***A.S. Polyakova***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, annpol@iszf.irk.ru*

Аннотация. Проведено исследование уровня возмущенности полного электронного содержания (ПЭС) в среднеширотных и высокоширотных областях ионосферы в течение 2013 г. Ряды вариаций ПЭС рассчитывались по двухчастотным фазовым измерениям на всех радиолучах для GPS-станций MOND (Монды), NRIL (Норильск). Рассматривались колебания ПЭС в двух диапазонах периодов: 10 и 40 мин, которые соответствуют средне- и крупномасштабным ионосферным возмущениям. Для характеристики общего уровня возмущенности ПЭС использовался специальный индекс W_{TEC} , который позволяет получать многодневные непрерывные ряды усредненной интенсивности вариаций ПЭС. Выявлено, что в высоких широтах поведение W_{TEC} хорошо согласуется с вариациями AE и хуже — с поведением индекса D_{st} ; минимальный уровень возмущенности ПЭС не зависит от сезона; суточные вариации W_{TEC} более выражены для среднemasштабных ионосферных возмущений, чем для крупномасштабных. В средних широтах поведение W_{TEC} хорошо согласуется с вариациями D_{st} и K_p только во время сильных магнитных бурь; значение минимального уровня возмущенности летом выше, чем зимой; суточные вариации W_{TEC} в средних широтах ярко выражены в течение года. В средних широтах солнечный терминатор генерирует гравитационные волны, в Арктическом регионе возмущения, вызванные солнечным терминатором, не наблюдаются.

Ключевые слова: GPS, ионосфера, полное электронное содержание, Арктический регион, геомагнитные вариации.

Abstract. We study the level of total electron content (TEC) disturbance in ionospheric mid-latitude and high-latitude regions during 2013. TEC behavior is calculated using data from two GPS stations: MOND (Mondy) and NRIL (Norilsk). TEC variations are calculated from two-frequency phase measurements for all radio rays. We analyze the TEC variations in two time ranges: 10 and 40 min. These ranges correspond to middle- and large-scale ionospheric disturbances respectively. The TEC disturbance level is characterized using the special index W_{TEC} . W_{TEC} allows us to receive multi-day continuous series of average TEC variation intensity. We reveal that at high latitudes W_{TEC} variations agree well with AE ones. The correlation between W_{TEC} and D_{st} variations is much less. The minimum level of TEC disturbance is independent of the season in the Arctic region; diurnal W_{TEC} variations are more pronounced for medium-scale ionospheric disturbances than for large-scale ones. At mid-latitudes, the W_{TEC} behavior agrees well with the D_{st} and K_p variations only during strong magnetic storms. The minimum level of TEC disturbance is higher in summer than in winter. At mid-latitudes, the sunset terminator generates gravitational waves. In the Arctic region, terminator-generated waves are not observed.

Keywords: GPS, ionosphere, total electron content, Arctic region, geomagnetic variations.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из эффективных методов изучения ионосферы являются современные глобальные навигационные спутниковые системы GPS и ГЛОНАСС с развитыми сетями наземных приемников. Зондирование ионосферы радиосигналами GPS/ГЛОНАСС позволяет изучать неоднородности ионосферной плазмы. В последние годы большое внимание уделяется исследованию морфологии ионосферных возмущений различных масштабов в отдельных регионах земного шара [Tsugawa, Saito, 2004; Kotake et al., 2006; Tsugawa et al., 2007a, b; Otsuka et al., 2011, 2013]. Установлены общие характеристики перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ, периоды 10–60 мин) в Европе, Японии и Северной Америке. Дневные ПИВ в этих регионах часто возникают в зимний период и в равноденствие. Учитывая преимущественное направление (на юг и юго-восток) дневных ПИВ, авторы работ [Kotake et al., 2006; Tsugawa et al., 2007a, b; Otsuka et al., 2011, 2013] высказали предположение, что эти возмущения вызваны гравитационными волнами, а ночные ПИВ, в среднем распространяющиеся на юго-запад, могут быть связаны с электродинамическими силами. В Японии выявлены общие характеристики ПИВ (периоды более 60 мин) [Tsugawa, Saito, 2004]. Выделены три типа: затухающие и нарастающие ПИВ в возмущенный период и затухающие ПИВ в спокойный период. Определены средние скорости затухания, периоды, длины волн, горизонтальные скорости и направления перемещения для ПИВ каждого типа.

Основная часть результатов по морфологии ионосферных возмущений получена по данным плотных сетей приемников GPS. Однако для таких исследований могут использоваться и отдельные станции GPS, так как даже одна станция обеспечивает контроль вариаций полного электронного содержания (ПЭС) в ионосфере в радиусе 500–1000 км за счет пространственного распределения лучей приемник – спутник GPS в течение суток. При этом серьезным ограничением технологии GPS-зондирования ионосферы является малая длительность непрерывного ряда ПЭС, ограниченная временем наблюдения одного спутника (около 2–6 ч). Эта проблема затрудняет изучение долговременных вариаций ПЭС и их связей с процессами в магнитосфере Земли и воздействиями со стороны солнечного ветра. Для решения этой проблемы в ИСЗФ СО РАН разработан метод, позволяющий получить многодневные непрерывные ряды усредненной интенсивности вариаций ПЭС, фильтрованных в выбранном диапазоне периодов, по данным измерений отдельной GPS-станции (индекс возмущенности W_{TEC}) [Berngardt et al., 2014a, b; Воейков и др., 2016]. В настоящей работе данный метод был применен для сравнения поведения вариаций ПЭС в средне- и высокоширотных областях с изменениями индексов геомагнитной активности.

ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ И МЕТОДЫ ИХ ОБРАБОТКИ

В работе использовались ряды вариаций ПЭС за 2013 г., полученные по данным среднеширотной станции MOND, входящей в состав Сибирской сети приемников GPS/ГЛОНАСС, созданной в ИСЗФ СО РАН, а также высокоширотной GPS-станции NRIL, принадлежащей Геофизической службе РАН (ГС РАН) и расположенной на Норильской комплексной магнитно-ионосферной станции ИСЗФ СО РАН. Временное разрешение данных составляло 1 с.

Временные ряды вариаций ПЭС $I(t)$ рассчитывались на основе двухчастотных фазовых измерений на всех радиолучах приемник GPS – спутник GPS для выбранной GPS-станции и для углов места на спутник $>5^\circ$. Алгоритм определения ПЭС по фазовым измерениям приемника GPS на двух частотах хорошо известен и широко используется в последние 20 лет [Hofmann-Wellenhof et al., 1992; Афраймович, Первалова, 2006]:

$$I = \frac{1}{40.308} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [(L_1 \lambda_1 - L_2 \lambda_2) + const + \sigma], \quad (1)$$

где $L_1 \lambda_1$, $L_2 \lambda_2$ — приращения фазового пути радиосигнала, вызванные задержкой фазы в ионосфере; L_1 , L_2 — фазовые измерения GPS-приемника на частотах f_1 и f_2 соответственно; $const$ — неоднозначность фазовых измерений; σ — ошибка измерения фазы. Фазовые измерения позволяют рассчитывать не абсолютное значение, а вариации ПЭС, так как начальное значение ПЭС ($const$) остается неизвестным. Для определения $const$ применяются различные методики [Hofmann-Wellenhof et al., 1992]. При изучении ионосферных возмущений из рядов $I(t)$ удаляется тренд (фильтрация данных), в результате чего $const$ просто исключается. В то же время измерения фазы в системе GPS производятся с высокой степенью точности, так что ошибка в определении вариаций ПЭС по фазовым измерениям на двух частотах не превышает 10^{14} м^{-2} (или 0.01 TECU) [Hofmann-Wellenhof et al., 1992; Афраймович, Первалова, 2006]. Это позволяет выделять и изучать достаточно слабые возмущения ПЭС, вызванные как естественными, так и техногенными источниками. Общепринятой единицей измерения ПЭС является TECU (Total Electron Content Unit): $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ электронов/м}^2$.

Общий уровень возмущенности вариаций ПЭС оценивался с помощью индекса W_{TEC} . Метод расчета индекса W_{TEC} имел несколько модификаций [Ишин и др., 2009; Berngardt et al., 2014a, b; Воейков и др., 2016]. В нашей работе мы использовали последний вариант, который авторы метода описали в статье [Воейков и др., 2016]. Ниже дано краткое изложение этого варианта.

Исходными данными для определения индекса W_{TEC} являются ряды вариаций «наклонного» ПЭС $I_i(t)$ вдоль лучей с GPS-приемника на i -й спутник

GPS, а также ряды $\theta_i(t)$ углов места i -го спутника GPS. Ряды $I_i(t)$ подвергаются фильтрации методом скользящего среднего в заданном диапазоне периодов, в результате получают фильтрованные ряды $dI_i(t)$. Ряды «наклонных» фильтрованных вариаций ПЭС $dI_i(t)$ преобразуются в эквивалентные «вертикальные» значения $dI_{v,i}(t)$ [Воейков и др., 2016]:

$$dI_{v,i}(t) = dI_i(t) \sin(\theta_i(t)). \quad (2)$$

Затем для каждого ряда $dI_{v,i}(t)$ определяется интенсивность $A_i(t)$ колебаний ПЭС. С этой целью вариации $dI_{v,i}(t)$ берутся по модулю и сглаживаются скользящим средним [Воейков и др., 2016]:

$$A_i(t) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |dI_{v,i}(t+\tau)| d\tau, \quad (3)$$

где T — длительность окна сглаживания, которая обычно выбирается равной периоду фильтрации исходного ряда ПЭС.

После этого для каждого момента времени рассчитывается интенсивность вариаций ПЭС $W_{\text{ТЕС}}(t)$, усредненная по всем радиолучам приемник–спутник для выбранного приемника GPS. В методе используется процедура взвешенного усреднения рядов $A_i(t)$, чтобы избежать резких перепадов в усредненных данных в моменты времени, соответствующие началу и окончанию наблюдения одного спутника [Воейков и др., 2016]:

$$W_{\text{ТЕС}}(t) = \frac{\sum_{i=1}^N A_i(t) S_i(t)}{\sum_{i=1}^N S_i(t)}, \quad (4)$$

где N — число спутников, $S_i(t)$ — весовая функция для i -го спутника, которая строится для каждого ряда $A_i(t)$ исходя из требования обращения в ноль на концах ряда функции $S_i(t)$ и ее производной. В качестве весовой функции используется [Воейков и др., 2016]

$$S_i(t) = \sin^2(\pi(t - t_{0,i})/\Delta T_i), \quad (5)$$

где ΔT_i — длительность соответствующего ряда интенсивности $A_i(t)$, а $t_{0,i}$ — его начало. Функция $S_i(t)$ равна 1 в середине ряда и монотонно спадает к 0 на концах ряда.

В результате описанной процедуры получается длительный непрерывный ряд усредненных значений интенсивности вариаций ПЭС, фильтрованных в выбранном диапазоне периодов. Длительность ряда $W_{\text{ТЕС}}(t)$ произвольна и может составлять от нескольких часов до многих суток. Временное разрешение ряда $W_{\text{ТЕС}}(t)$ определяется временным разрешением работы приемника. Согласно формулам (3) и (4), $W_{\text{ТЕС}}$ представляет собой усредненное значение модуля амплитуды колебаний ПЭС. Поэтому размерность $W_{\text{ТЕС}}$ совпадает с размерностью ПЭС, т. е. единицей измерения $W_{\text{ТЕС}}$ является TECU. Пределы изменения $W_{\text{ТЕС}}$ определяются пределами изменения амплитуды колебаний ПЭС, которые очень сильно зависят от периода колебаний, т. е. от масштаба ионосферных неоднородностей. Согласно данным многолетних исследований (см. список ли-

тературы в [Афраймович, Перевалова, 2006]), для среднемасштабных ПИВ (периоды 1–10 мин) модуль амплитуды колебаний ПЭС (а следовательно, и $W_{\text{ТЕС}}$) может меняться в пределах от 0 до 3 TECU; для крупномасштабных ПИВ (периоды более 10 мин) модуль амплитуды (и $W_{\text{ТЕС}}$) варьирует в пределах от 0 до 10 TECU.

В настоящей работе мы рассматривали колебания ПЭС в двух диапазонах периодов: 1–10 и 1–40 мин, которые соответствуют среднемасштабным и крупномасштабным ПИВ. Поведение уровня возмущенности ПЭС сравнивалось с поведением геомагнитных индексов AE , K_p , D_{st} , данные о которых получены на сайте Международного центра данных в Киото [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>]. Индексы отражают интенсивность и характер поведения магнитного поля Земли. Низкоширотный индекс D_{st} содержит информацию о планетарных возмущениях. Он вычисляется на основе измерений магнитного поля на четырех приэкваториальных станциях, и в первом приближении D_{st} -вариацию можно считать полем кольцевого тока [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>]. Высокоширотный индекс AE характеризует интенсивность тока в авроральной зоне и является индикатором суббуревой активности. Индекс AE вычисляется по данным обсерваторий, расположенных в авроральных и субавроральных широтах [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>]. Индекс K_p является планетарным индексом и вычисляется по данным среднеширотных геомагнитных обсерваторий [<http://www.swpc.noaa.gov>].

УРОВЕНЬ ВОЗМУЩЕННОСТИ ПЭС В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ

Для сравнительного анализа уровня возмущенности ПЭС и магнитного поля Земли были построены временные вариации $W_{\text{ТЕС}}$ для возмущений с периодами 1–10 и 1–40 мин и магнитных индексов AE , D_{st} , K_p за каждый месяц 2013 г. для высокоширотной станции NRIL. Примеры поведения индексов $W_{\text{ТЕС}}$, AE , D_{st} , K_p в марте, июне, сентябре и декабре 2013 г. показаны на рис. 1.

Как видно из рис. 1, а, 15 марта 2013 г. зафиксировано внезапное начало бури (SSC), при этом значения $W_{\text{ТЕС}}$ были малы, значение AE повысилось лишь до ~250 нТл, в вариациях D_{st} и K_p буря не проявилась. Во время наиболее сильной бури месяца 17 марта значения индекса $W_{\text{ТЕС}}$ существенно возросли до ~1 и ~1.5 TECU для колебаний с периодами 10 и 40 мин соответственно. В этот же день магнитный индекс AE повысился до отметки ~1750 нТл, D_{st} понизился до значения -125 нТл, что говорит о хорошей согласованности поведения магнитных индексов и $W_{\text{ТЕС}}$. Помимо этого можно выделить возмущения AE 1–2, 20–21, 22–24, и 27–30 марта, сопровождавшиеся возрастанием индекса $W_{\text{ТЕС}}$.

Сильная магнитная буря была зарегистрирована 1 июня 2013 г. (рис. 1, б) с $K_p=7$, $D_{st}\approx-125$ нТл, $AE\approx 1250$ нТл (SSC 31 мая). В это время $W_{\text{ТЕС}}$ повысился до ~1.2 и 2 TECU для колебаний с периодами 10 и 40 мин соответственно. С 6 по 8 июня также наблюдались заметные возмущения магнитного поля:

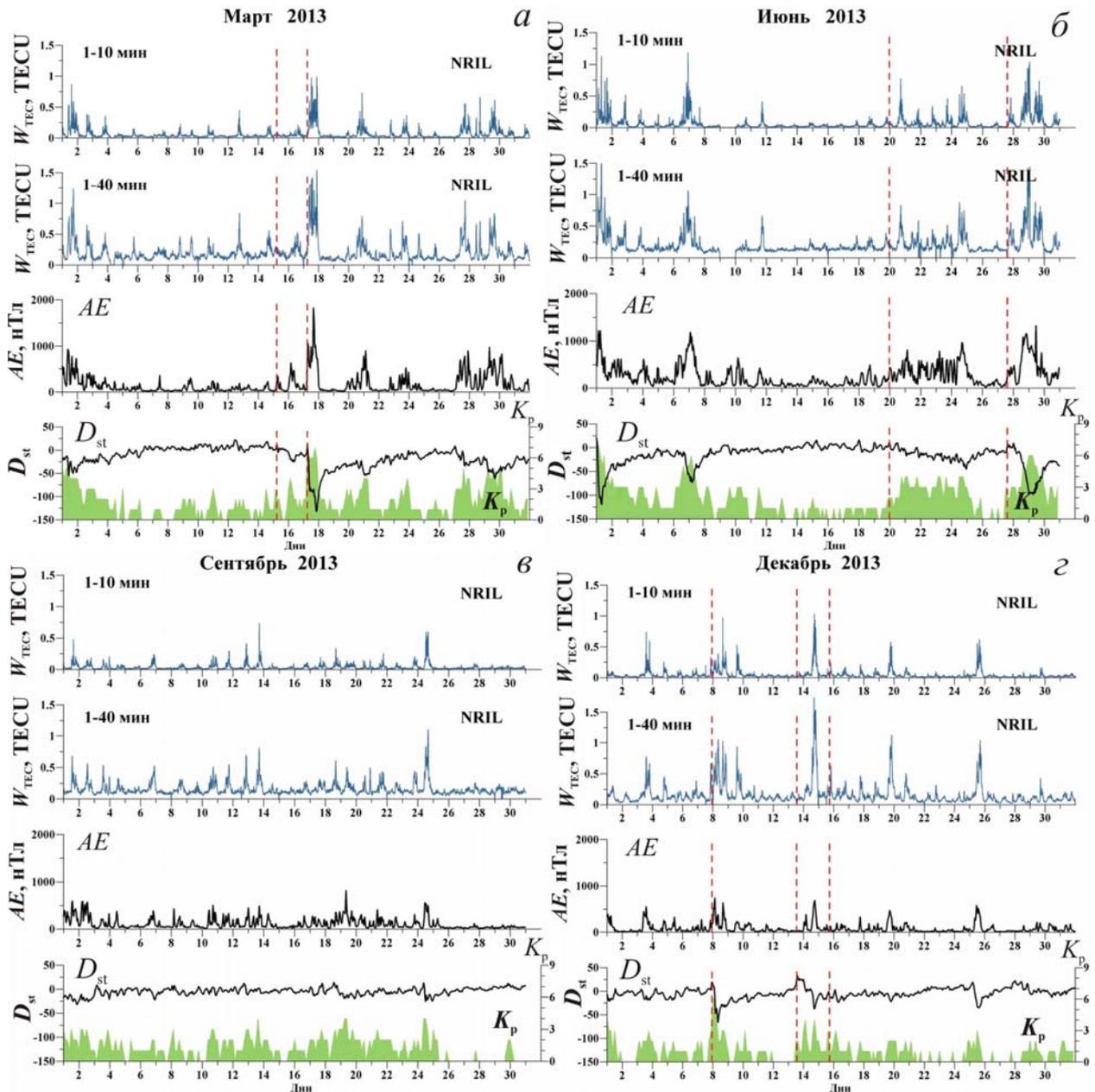


Рис. 1. Вариации индекса W_{TEC} для возмущений с периодами 1–10 и 1–40 мин для станции NRIL, а также вариации магнитных индексов AE , D_{st} и K_p в марте (а), июне (б), сентябре (в) и декабре (г) 2013 г. Вертикальными штриховыми линиями отмечены внезапные начала геомагнитных бурь

AE возрос до ~ 1250 нТл, D_{st} составлял -75 нТл и $K_p=6$. При этом W_{TEC} возрос до ~ 1.2 TECU (периоды 10 мин) и ~ 1 TECU (периоды 40 мин). В период 20–26 июня (SSC 19 июня) наблюдались значительные колебания индекса AE (AE достигал значений ~ 1000 нТл). В это время наблюдалась хорошая согласованность в поведении индексов W_{TEC} и AE . Индекс D_{st} при этом менялся незначительно. Сильная магнитная буря была зарегистрирована 28–29 июня (SSC 27 июня) с $D_{st} \sim -100$ нТл и $K_p=6$. Она нашла отражение в усилении индексов AE до ~ 1200 нТл, W_{TEC} до ~ 1 и ~ 1.5 TECU для возмущений с периодами 10 и 40 мин соответственно.

В сентябре 2013 г. (рис. 1, в) состояние магнитосферы было спокойным: K_p был меньше 4, AE в

среднем не превышал 600 нТл. Значения индекса W_{TEC} были малы, но периодически наблюдались увеличения амплитуды вариаций W_{TEC} до 0.5–0.7 TECU, совпадавшие по времени с небольшими возмущениями индекса AE . Можно также отметить выраженные суточные вариации W_{TEC} в течение всего месяца.

Согласованный рост индексов AE и W_{TEC} наблюдался 3 декабря 2013 г. (рис. 1, г), при этом AE равнялся приблизительно 500 нТл, а W_{TEC} составлял ~ 0.75 TECU. Во время слабых магнитных бурь 7–9 декабря, 13–14 декабря и 25 декабря, проявившихся в индексах D_{st} , K_p , AE , наблюдалось возрастание индекса W_{TEC} примерно до 0.5–1 TECU (для периодов 10 мин) и 1–1.75 TECU (для периодов 40 мин).

Как следует из вышесказанного, в Арктическом регионе поведение W_{TEC} хорошо согласуется с изменением индекса AE , характеризующего геомагнитную обстановку в высоких широтах. Во время магнитных бурь, имеющих планетарный характер, наблюдается также связь между поведением индексов W_{TEC} , D_{st} и K_p . В отсутствие сильных бурь поведение W_{TEC} и индексов D_{st} , K_p мало согласовано, так как эти индексы отражают главным образом возмущения магнитного поля в экваториальных и средних широтах.

Уровень минимальной интенсивности возмущений ПЭС в Арктическом регионе близок погрешности определения ПЭС и не зависит от сезона: в 2013 г. он составлял 0.013 и 0.089 TECU для возмущений с периодами 10 и 40 мин соответственно.

На рис. 2 показаны интенсивности суточных вариаций W_{TEC} для периодов фильтрации 10 и 40 мин и геомагнитного индекса AE в течение 2013 г. Анализ показывает, что в высокоширотной ионосфере суточные вариации W_{TEC} сильнее проявляются для среднемасштабных возмущений ПЭС (рис. 1; 2, а), чем для крупномасштабных (рис. 1; 2, б). Суточные вариации интенсивности среднемасштабных возмущений наиболее выражены в марте–апреле и в сентябре–октябре. Поведение индекса AE не зависит от времени суток (рис. 2, в). Максимальные значения AE наблюдались в мае и июне 2013 г.

УРОВЕНЬ ВОЗМУЩЕННОСТИ ПЭС В СРЕДНИХ ШИРОТАХ

На рис. 3 показаны вариации индекса W_{TEC} для возмущений с периодами 1–10 и 1–40 мин для станции MOND, а также магнитных индексов AE , D_{st} , K_p в марте, июне, сентябре и декабре 2013 г.

Сравнение рис. 1 и 3 показывает, что средний уровень возмущенности W_{TEC} в средних широтах ниже, чем в высоких, примерно в три раза для возмущений с периодом 10 мин и примерно в два раза для возмущений с периодом 40 мин. Средний минимальный уровень интенсивности возмущений ПЭС в средних широтах, так же как в высоких, близок погрешности определения ПЭС. Для крупномасштабных возмущений можно выделить небольшие сезонные колебания уровня: зимой он составляет около 0.03 TECU; летом его значение поднимается до 0.07 TECU. Для среднемасштабных возмущений средний минимальный уровень интенсивности возмущений ПЭС близок 0.01 TECU.

В средних широтах согласованность поведения W_{TEC} с вариациями индексов магнитной активности (особенно с индексом AE) менее выражена, чем в высоких. Как видно из рис. 3, а, б согласованность наблюдается в поведении крупномасштабных возмущений W_{TEC} и магнитных индексов главным образом во время сильных магнитных бурь 17 марта, 1 июня и 28–29 июня, когда D_{st} опускался ниже ~100 нТл, а K_p был больше 6. Значения W_{TEC} для возмущений с периодами 40 мин в эти дни поднимались до ~0.4, ~0.35 и ~0.25 TECU соответственно, в то время как уровень среднемасштабных возмущений мало менялся. В целом интенсивность отклика W_{TEC} на сильную магнитную бурю в средних

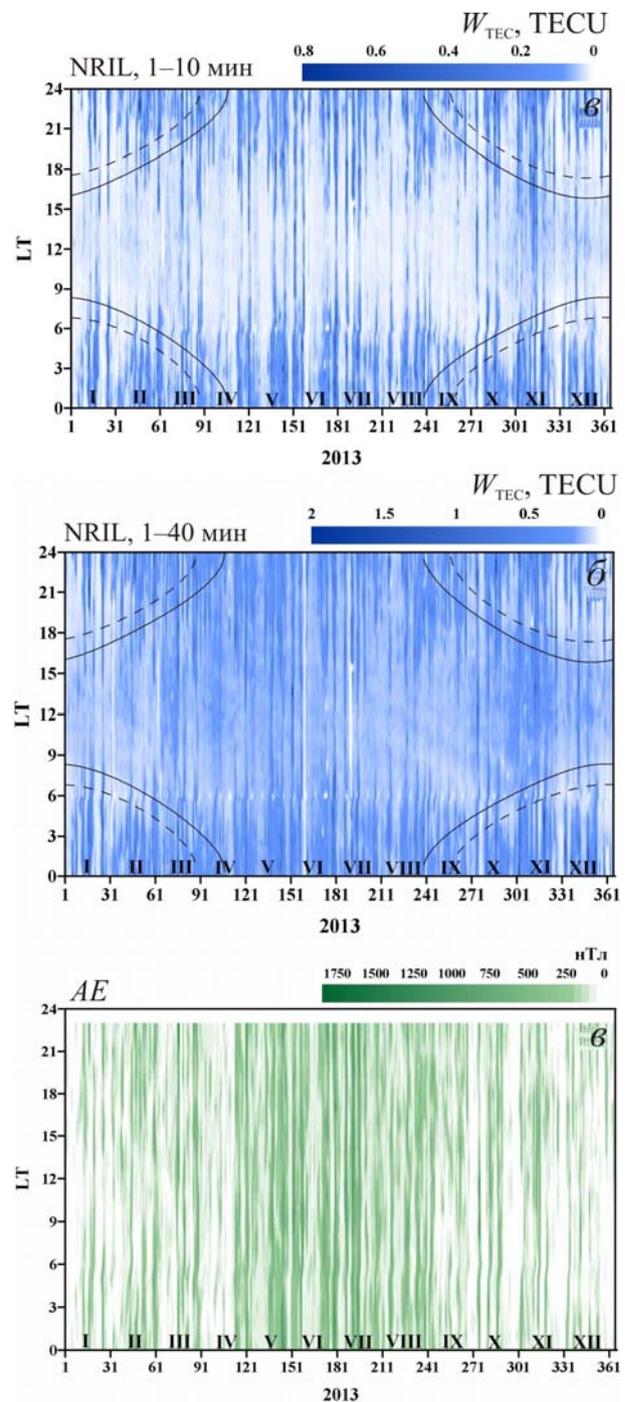


Рис. 2. Интенсивности суточных колебаний индекса возмущенности W_{TEC} для периодов фильтрации 1–10 мин (а) и 1–40 мин (б), а также геомагнитного индекса AE (в) в течение 2013 г. в высоких широтах (станция NRIL). Линиями отмечено время появления солнечного терминатора (СТ) на высотах 300 км (штриховая линия) и 100 км (сплошная линия). Римскими цифрами обозначены месяцы 2013 г.

широтах ниже, чем в высоких, в ~15 раз для возмущений с периодом 10 мин и в ~4 раза для возмущений с периодом 40 мин. Магнитные бури в средних широтах вызывают образование главным образом крупномасштабных возмущений.

В сентябре 2013 г. (рис. 3, в) в спокойной магнитной обстановке поведение W_{TEC} также было спокойным: W_{TEC} в среднем не превышал значений ~0.1 и ~0.2 TECU для колебаний с периодами 10 и 40 мин соответственно.

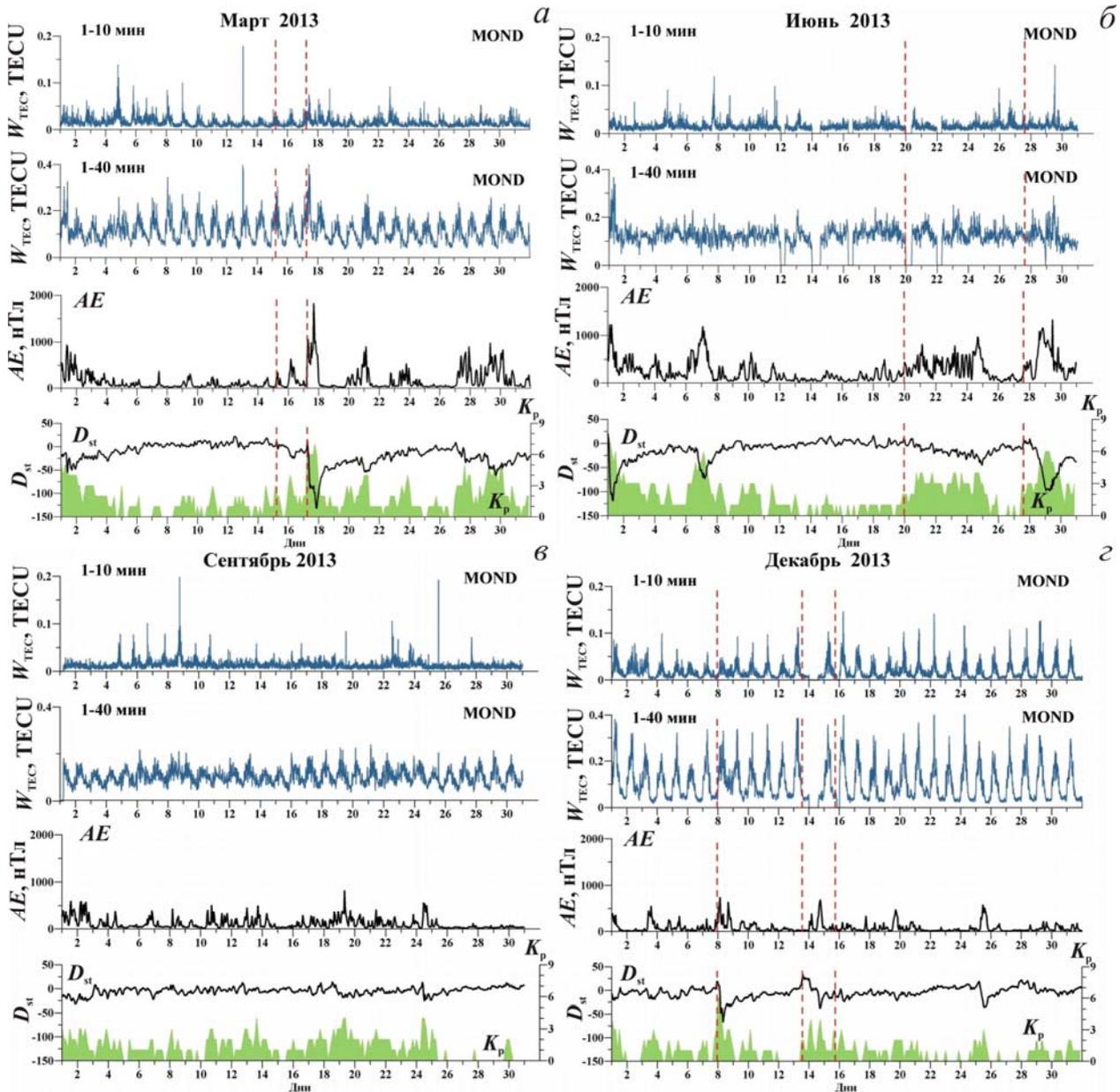


Рис. 3. Вариации индекса W_{TES} для возмущений с периодами 1–10 и 1–40 мин для станции MOND, а также магнитных индексов AE , D_{st} и K_p в марте (а), июне (б), сентябре (е) и декабре (з) 2013 г. Вертикальными штриховыми линиями отмечены внезапные начала геомагнитных бурь

В декабре вариации W_{TES} отличались большой амплитудой суточных вариаций, мало связанной с изменениями магнитного поля. Даже во время бурь 8 и 16 декабря 2013 г. ($D_{\text{st}} \sim -50$ нТл) уровень W_{TES} изменился незначительно.

Таким образом, в средних широтах отклик индекса W_{TES} на изменение магнитного поля менее выражен, чем в высоких. Согласованность поведения W_{TES} и геомагнитных индексов D_{st} и K_p наблюдается во время сильных магнитных бурь. В это время интенсивность крупномасштабных возмущений ПЭС днем возрастает примерно в два раза. Среднемасштабные возмущения ПЭС не имеют существенного отклика на изменение магнитного поля.

На рис. 4 показаны интенсивности суточных вариаций W_{TES} для периодов фильтрации 10 и 40 мин

в течение 2013 г. на станции MOND. Суточные вариации W_{TES} в средних широтах имеют сезонные особенности (рис. 3, 4). Летом возмущения более интенсивны в начале и конце дня, во все другие сезоны интенсивность возмущений выше в середине дня. Можно отметить увеличение интенсивности вариаций в светлое время суток с октября до конца года.

Черными линиями на рис. 4 показано время появления СТ на высотах 100 и 300 км. Из рис. 4, б видно, что в средних широтах (станция MOND) СТ порождает интенсивные крупномасштабные возмущения. Среднемасштабные возмущения, вызванные СТ, не наблюдаются (рис. 4, а). Эти результаты согласуются с данными [Afraimovich et al., 2009], где было показано, что в средних широтах ($30\text{--}40^\circ$ N) СТ генерирует возмущения с периодами $T > 15$ мин,

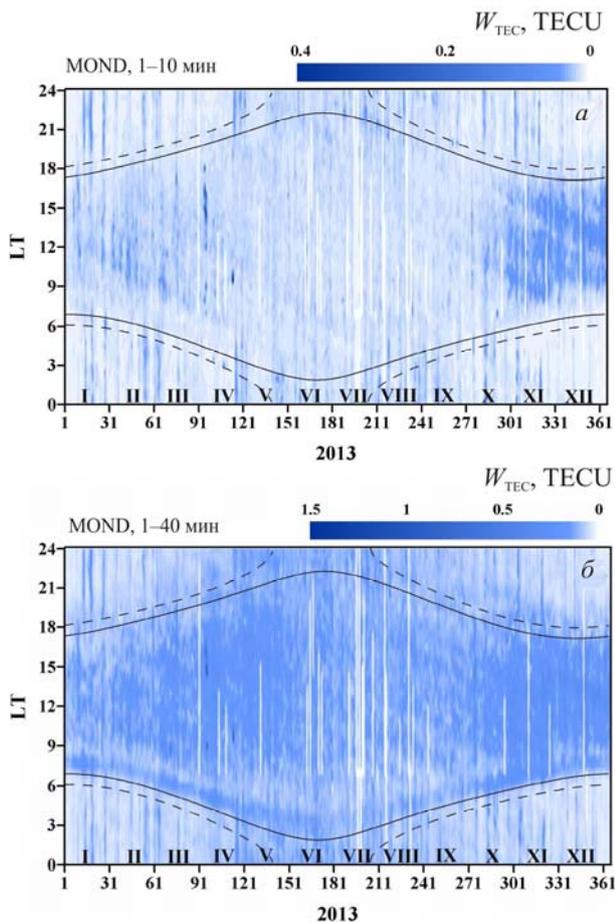


Рис. 4. Интенсивности суточных колебаний индекса возмущенности W_{TEC} в течение 2013 г. для периодов фильтрации 1–10 (а) и 1–40 мин (б) в средних широтах (станция MOND). Линиями отмечено время появления СТ на высотах 300 км (штриховая линия) и 100 км (сплошная линия). Римскими цифрами обозначены месяцы 2013 г.

а возмущения с $T < 10$ мин не наблюдаются. Учитывая это, можно сделать вывод, что СТ генерирует гравитационные волны ($T > 10$ мин [Hocke, Schlegel, 1996]) и не создает акустические ($T < 10$ мин [Hocke, Schlegel, 1996]). В Арктическом регионе (станция NRIL, рис. 2) волновые возмущения W_{TEC} , обусловленные СТ, отсутствуют.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным среднеширотной GPS-станции MOND и высокоширотной GPS-станции NRIL проведен анализ общего уровня возмущенности ПЭС в диапазонах периодов 1–10 и 1–40 мин в 2013 г. Для характеристики общего уровня возмущенности ПЭС использовался специальный индекс W_{TEC} , который позволил получить многодневные непрерывные ряды усредненной интенсивности вариаций ПЭС. В результате анализа установлены следующие особенности поведения уровня возмущенности ПЭС.

В Арктическом регионе средний минимальный уровень интенсивности средне- и крупномасштабных возмущений ПЭС составляет 0.013 и 0.089 TECU соответственно. Величина минимального уровня интенсивности возмущений ПЭС не зависит от сезона. Суточные вариации W_{TEC} более выражены для среднемасштабных ионосферных возмущений (пе-

риоды ~10 мин), чем для крупномасштабных (периоды ~40 мин). Поведение индекса W_{TEC} хорошо согласуется с вариациями индекса AE и хуже — с поведением индексов D_{st} , K_p ; только в случае сильных магнитных бурь, имеющих планетарный характер, поведение W_{TEC} согласуется с поведением D_{st} . Волновые возмущения W_{TEC} , обусловленные СТ, отсутствуют.

В средних широтах средний минимальный уровень интенсивности крупномасштабных возмущений ПЭС меняется от 0.03 TECU зимой до 0.07 TECU летом. Для среднемасштабных возмущений он близок 0.01 TECU. Суточные вариации W_{TEC} ярко выражены в течение всего года и имеют сезонные особенности. Поведение W_{TEC} в средних широтах хорошо согласуется с вариациями D_{st} и K_p во время сильных магнитных бурь. В этой области широт СТ вызывает образование крупномасштабных возмущений (с периодами больше 15 мин), а среднемасштабные возмущения (с периодами менее 10 мин) не наблюдаются. Таким образом, СТ генерирует гравитационные волны и не создает акустические.

Авторы выражают глубокую благодарность С.В. Воейкову, О.И. Бернгардту за разработанный ими метод расчета индекса W_{TEC} , предоставленные описание метода и программу расчета W_{TEC} , а также за полезные обсуждения. Кроме того, авторы выражают благодарность Геофизической службе РАН (ГС РАН) за предоставленные данные GPS-станции NRIL. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 14-37-00027).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАН, 2006. 480 с.
- Воейков С.В., Бернгардт О.И., Шестаков Н.В. Использование индекса возмущенности вертикальных вариаций ПЭС при исследовании ионосферных эффектов Челябинского метеорита // Геомагнетизм и аэронавигация. 2016. № 2. [Принята в печать].
- Ишин А.Б., Воейков С.В., Перевалова Н.П. и др. Вариации ионосферных параметров, наблюдавшиеся во время мощных ураганов 2005 г. вблизи атлантического побережья США // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2009. Т. 2. Вып. 6 С. 274–279.
- Afraimovich E.L., Edemsky I.K., Voeykov S.V., et al. Spatio-temporal structure of the wave packets generated by the solar terminator // Adv. Space Res. 2009. V. 44, N 7. P. 824–835.
- Bergardt O.I., Voeykov S.V., Ratovsky K.G. Using a single GPS/GLONASS receiver for estimating the level of ionospheric disturbance // General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS), 2014 XXXIth URSI, 16–23 Aug. 2014. IEEE: 2014a. P. 1–3. DOI: 10.1109/URSIGASS.2014.6929809.
- Bergardt O.I., Voeykov S.V., Ratovsky K.G. Using a single GPS/GLONASS receiver for estimating the level of ionospheric disturbance // The 40th COSPAR Scientific Assembly. Moscow, Russia, August 2–10, 2014: Abstracts. M., 2014b. P. C0.2-0015-14.
- Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances 1982–1995 // Ann. Geophys. 1996. V. 14, N 5. P. 917–940.
- Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. Global Positioning System: Theory and Practice. New York: Springer-Verlag Wien. 1992. 327 p.

Kotake N., Otsuka Y., Tsugawa T., et al. Climatological study of GPS total electron content variations caused by medium-scale traveling ionospheric disturbances // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. A04306. DOI: 10.1029/2005JA011418.

Otsuka Y., Kotake N., Shiokawa K., et al. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with a GPS receiver network in Japan // *Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere, IAGA Special Sopron Book Series 2*. 2011. N 21. P. 291–299. DOI: 10.1007/978-94-007-0326-1_21.

Otsuka Y., Suzuki K., Nakagawa S., et al. GPS observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Europe // *Ann. Geophys.* 2013. N 31. P. 163–172. DOI: 10.5194/angeo-31-163-2013.

Tsugawa T., Kotake N., Otsuka Y., Saito A. Medium-scale traveling ionospheric disturbances observed by GPS receiver network in Japan: a short review // *GPS Solutions*. 2007a. N 11. P. 139–144. DOI: 10.1007/s10291-006-0045-5.

Tsugawa T., Otsuka Y., Coster A. J., Saito A. Medium-scale traveling ionospheric disturbances detected with dense and wide TEC maps over North America // *J. Geophys. Res.* 2007b. V. 34. L22101. DOI: 10.1029/2007GL031663.

Tsugawa T., Saito A. A statistical study of large-scale traveling ionospheric disturbances using the GPS network in Japan // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. A06302. DOI: 10.1029/2003JA010302.

URL: <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp> (accessed February 01, 2016).

REFERENCES

Afraimovich E.L., Perevalova N.P. *GPS-Monitoring Verkhnej Atmosfery Zemli* [GPS-Monitoring of the Earth's Upper Atmosphere]. Irkutsk, SC RRS SB RAMS. 2006, 480 p. (in Russian).

Afraimovich E.L., Edemsky I.K., Voeykov S.V., Yasukevich Yu.V., Zhivet'ev I.V. Spatio-temporal structure of the wave packets generated by the solar terminator. *Adv. Space Res.* 2009, vol. 44, no. 7, pp. 824–835.

Berngardt O.I., Voeykov S.V., Ratovsky K.G. Using a single GPS/GLONASS receiver for estimating the level of ionospheric disturbance. General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS), 2014 XXXIth URSI, 16–23 Aug. 2014. IEEE. 2014a, pp.1–3. DOI: 10.1109/URSIGASS.2014.6929809.

Berngardt O.I., Voeykov S.V., Ratovsky K.G. Using a single GPS/GLONASS receiver for estimating the level of ionospheric disturbance. The 40th COSPAR Scientific Assembly. Moscow, Russia, August 2–10, 2014: abstracts. M., 2014b, P. C0.2-0015-14.

Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances 1982–1995. *Ann. Geophys.* 1996, vol. 14, no. 5, pp. 917–940.

Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. *Global Positioning System: Theory and Practice*. New York, Springer-Verlag Wien. 1992. 327 p.

Ishin A.B., Voeykov S.V., Perevalova N.P., Zalozovsky A.V., Sopin A.A. Ionospheric parameters' variations registered during powerful hurricanes near the USA Atlantic coast in 2005. *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa* [Present Problems of Remote Probing Earth From Space]. 2009. vol. 6, no. 2. pp. 274–279 (in Russian).

Kotake N., Otsuka Y., Tsugawa T., Ogawa T., Saito A. Climatological study of GPS total electron content variations caused by medium-scale traveling ionospheric disturbances. *J. Geophys. Res.* 2006, vol. 111, A04306. DOI: 10.1029/2005JA011418.

Otsuka Y., Kotake N., Shiokawa K., Ogawa T., Tsugawa T., Saito A. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with a GPS receiver network in Japan. *Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere, IAGA Special Sopron Book Series 2*. 2011. no. 21, pp. 291–299. DOI: 10.1007/978-94-007-0326-1_21.

Otsuka Y., Suzuki K., Nakagawa S., Nishioka M., Shiokawa K., Tsugawa T. GPS observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Europe. *Ann. Geophys.* 2013, no. 31, pp. 163–172. DOI: 10.5194/angeo-31-163-2013.

Tsugawa T., Kotake N., Otsuka Y., Saito A. Medium-scale traveling ionospheric disturbances observed by GPS receiver network in Japan: a short review. *GPS Solutions*. 2007a, no. 11, pp. 139–144. DOI: 10.1007/s10291-006-0045-5.

Tsugawa T., Otsuka Y., Coster A. J., Saito A. Medium-scale traveling ionospheric disturbances detected with dense and wide TEC maps over North America. *J. Geophys. Res.* 2007b, vol. 34, L22101. DOI: 10.1029/2007GL031663.

Tsugawa T., Saito A. A statistical study of large-scale traveling ionospheric disturbances using the GPS network in Japan. *J. Geophys. Res.* 2004, vol. 109, A06302. DOI: 10.1029/2003JA010302.

Voeykov S.V., Bergardt O.I., Shestakov N.V. Using the index of disturbance of vertical TEC variations for studying ionospheric effects of the Chelyabinsk meteorite. *Geomagnetizm i Aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 2016, no. 2 (Accepted) (in Russian).

URL: <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp> (accessed February 01, 2016).

Статья подготовлена по материалам Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом» Международной Байкальской молодежной школы по фундаментальной физике.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из эффективных методов изучения ионосферы являются современные глобальные навигационные спутниковые системы GPS и ГЛОНАСС с развитыми сетями наземных приемников. Зондирование ионосферы радиосигналами GPS/ГЛОНАСС позволяет изучать неоднородности ионосферной плазмы. В последние годы большое внимание уделяется исследованию морфологии ионосферных возмущений различных масштабов в отдельных регионах земного шара [Tsugawa, Saito, 2004; Kotake et al., 2006; Tsugawa et al., 2007a, b; Otsuka et al., 2011, 2013]. Установлены общие характеристики перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ, периоды 10-60 мин) в Европе, Японии и Северной Америке. Дневные ПИВ в этих регионах часто возникают в зимний период и в равноденствие. Учитывая преимущественное направление (на юг и юго-восток) дневных ПИВ, авторы работ [Kotake et al., 2006; Tsugawa et al., 2007a, b; Otsuka et al., 2011, 2013] высказали предположение, что эти возмущения вызваны гравитационными волнами, а ночные ПИВ, в среднем распространяющиеся на юго-запад, могут быть связаны с электродинамическими силами. В Японии выявлены общие характеристики ПИВ (периоды более 60 мин) [Tsugawa, Saito, 2004]. Выделены три типа: затухающие и нарастающие ПИВ в возмущенный период и затухающие ПИВ в спокойный период. Определены средние скорости затухания, периоды, длины волн, горизонтальные скорости и направления перемещения для ПИВ каждого типа.

Основная часть результатов по морфологии ионосферных возмущений получена по данным плотных сетей приемников GPS. Однако для таких исследований могут использоваться и отдельные станции GPS, так как даже одна станция обеспечивает контроль вариаций полного электронного содержания (ПЭС) в ионосфере в радиусе 500-1000 км за счет пространственного распределения лучей приемник - спутник GPS в течение суток. При этом серьезным ограничением технологии GPS-зондирования ионосферы является малая длительность непрерывного ряда ПЭС, ограниченная временем наблюдения одного спутника (около 2-6 ч). Эта проблема затрудняет изучение долговременных вариаций ПЭС и их связей с процессами в магнитосфере Земли и воздействиями со стороны солнечного ветра. Для решения этой проблемы в ИСЗФ СО РАН разработан метод, позволяющий получить многодневные непрерывные ряды усредненной интенсивности вариаций ПЭС, фильтрованных в выбранном диапазоне периодов, по данным измерений отдельной GPS-станции (индекс возмущенности WTEC) [Berngardt et al., 2014a, b; Воейков и др., 2016]. В

настоящей работе данный метод был применен для сравнения поведения вариаций ПЭС в средне- и высокоширотных областях с изменениями индексов геомагнитной активности.

ИНВЕРСИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В 24-м ЦИКЛЕ

THE REVERSAL OF THE SUN'S MAGNETIC FIELD IN CYCLE 24

А.В. Мордвинов*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, avm@iszf.irk.ru***А.А. Певцов***Национальная солнечная обсерватория США,
Санспот, Нью-Мексико, США, pevtsov@noao.edu***Л. Бертелло***Национальная солнечная обсерватория США,
Тусон, Аризона, США, lbertello@nso.edu***Г.Дж.Д. Петри***Национальная солнечная обсерватория США,
Тусон, Аризона, США, gpetrie@noao.edu***A.V. Mordvinov***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS
Irkutsk, Russia, avm@iszf.irk.ru***A.A. Pevtsov***National Solar Observatory, Sunspot,
New Mexico 88349, USA, pevtsov@noao.edu***L. Bertello***National Solar Observatory,
Tucson, Arizona, USA, lbertello@nso.edu***G.J.D. Petrie***National Solar Observatory,
Tucson, Arizona, USA, gpetrie@noao.edu*

Аннотация. Анализ синоптических данных, полученных с помощью векторного спектромагнитографа (VSM) оптических долговременных исследований Солнца (SOLIS) и НАСА/НСО спектромагнитографа на вакуумном телескопе обсерватории Китт-Пик, показывает, что инверсия магнитных полей на Солнце обнаруживают элементы стохастического процесса, который может включать развитие особых структур всплывающего магнитного потока и асимметрию активности северного и южного полушарий. Присутствие таких неоднородностей делает моделирование и прогнозирование переполюсовок полярного поля крайне затруднительными, если вообще возможными. В классической модели цикла солнечной активности униполярные магнитные области (УМО) с полями преимущественно хвостовой полярности двигаются по направлению к полюсу благодаря меридиональным потокам и диффузии. УМО постепенно приводят к исчезновению полярного магнитного поля предыдущего цикла и к формированию полярного поля противоположной полярности. Однако мы показываем, что эту детерминистскую картину может легко изменить развитие мощного центра активности, или всплывание сверхбольшой активной области, или образование «стратегически расположенной» корональной дыры. Мы показываем, что активность, имеющая место в 24 цикле, возможно, является результатом этой хаотичности в эволюции поверхностного магнитного поля Солнца.

Ключевые слова: солнечный цикл, солнечная активность, магнитные поля, корональные дыры.

Abstract. Analysis of synoptic data from the Vector Spectromagnetograph (VSM) of the Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun (SOLIS) and the NASA/NSO Spectromagnetograph (SPM) at the NSO/Kitt Peak Vacuum Telescope facility shows that the reversals of solar polar magnetic fields exhibit elements of a stochastic process, which may include the development of specific patterns of emerging magnetic flux, and the asymmetry in activity between northern and southern hemispheres. The presence of such irregularities makes the modeling and prediction of polar field reversals extremely hard if possible. In a classical model of solar activity cycle, the unipolar magnetic regions (UMRs) of predominantly following polarity fields are transported polewards due to meridional flows and diffusion. The UMRs gradually cancel out the polar magnetic field of the previous cycle, and rebuild the polar field of opposite polarity setting the stage for the next cycle. We show, however, that this deterministic picture can be easily altered by the developing of a strong center of activity, or by the emergence of an extremely large active region, or by a 'strategically placed' coronal hole. We demonstrate that the activity occurring during the current cycle 24 may be the result of this randomness in the evolution of the solar surface magnetic field.

Keywords: Solar cycle, sunspot activity, magnetic fields, coronal holes.

1. INTRODUCTION

The Babcock–Leighton mechanism [Babcock, 1961; Leighton, 1969] outlines a basic picture of cyclic changes of the Sun's magnetic fields. First, the solar cycle starts from a poloidal field defined by the magnetic field confined in the polar areas of the Sun. Then, differential rotation converts this poloidal field into a to-

roidal configuration, giving rise to the emergence of active regions in the photosphere. As the solar cycle progresses, the magnetic field of active regions is dispersed by turbulent convection and meridional flow. These transport mechanisms lead to the accumulation of magnetic flux of trailing polarity of decaying active regions at high solar latitudes, eventually reversing the po-

larity of the polar fields and building the next solar cycle. This concept led to the development of a distinct family of flux-transport numerical models that employ the Sun's differential rotation, supergranular diffusion and the meridional flows, to successfully represent many properties of observed long-term evolution of large-scale magnetic fields [DeVore et al., 1985; Wang et al., 1989].

The flux transport models were also extensively used to study effects of various parameters on the evolution of polar magnetic field and the solar cycle [Jiang et al., 2013]. For example, Baumann et al. [2004] have shown that the active region tilt described by Joy's law [Pevtsov et al., 2014], the diffusion and the rate of flux emergence have significant effect on the polar magnetic field. The speed of the meridional flow was found to affect the strength of solar cycle with slower meridional flow resulting in weaker solar cycles [Zhao et al., 2014]. Despite recent improvements, several questions remain open about flux transport models including the role of the not-well known variations in the speed of the meridional flow and scatter in orientation of active regions (Joy's law).

Both observations and numerical simulations indicate the importance of polar field as a predictor for strength of future solar cycle [e.g., Upton and Hathaway, 2014]. On the other hand, the observational evidence of the importance of active region tilts on the strength of the solar cycle is inconclusive. The initial report by Dasi-Espuig et al. [2010] about finding a relation between the mean active regions tilt of a given cycle and the strength of next cycle was questioned by Ivanov [2012]; McClintock, Norton [2013], and later, the results were revised by Dasi-Espuig et al. [2013]. Pevtsov et al. [2014] also argued that a relationship between the current surface activity (including active region tilt, flux emergence etc.) and the strength of the polar field may be complicated by a prior state of the polar field. For example, a strong surface activity may not necessary lead to a stronger polar field if it has a significant polar field of opposite polarity to cancel out.

On the other hand, even a relatively modest surface activity may result in a strong polar field if the polar field of the previous cycle is weak. The question of the polar field strengths dependence on history is a long-standing issue in flux-transport research. For example, in their long-term flux-transport simulations Schrijver et al. [2002] found that the polar fields did not reverse during every cycle, e.g., a weak cycle would often fail to reverse strong polar fields. They suggested that this problem could be overcome if the polar fields decayed away on timescales of 5–10 years. This idea of radial diffusion is not widely accepted now. Wang et al. [2002] showed that polar field reversals could be maintained if the surface flow speeds were systematically higher in large-amplitude cycles than in weak ones. Whatever this or other mechanisms can explain the complicated relationships between succeeding activity cycles of different amplitudes and polar field strengths is still the subject of debate.

The evolution of the polar magnetic field (and its reversal) in the current solar cycle 24 has been recently studied by several researchers [Mordvinov, Yazev, 2014; Sun et al., 2015; Petrie, Ettinger, 2015; Tlatov et

al., 2015]. Still, a complete understanding of the processes affecting the recent polar field reversal is missing. This justifies additional studies of the peculiarities of current solar cycle and its polar field reversals. In our study, we use a combination of synoptic observations and numerical modeling as described in detail in Sections 2–5. Our findings are discussed in Section 6.

2. DESCRIPTION OF DATA

We use line-of-sight observations in the photospheric spectral lines of FeI 630.15–630.25 nm taken by the Vector Spectromagnetograph (VSM) of the synoptic optical long-term investigation of the Sun (SOLIS) facility [Keller et al., 2003; Balasubramaniam and Pevtsov, 2011] to investigate solar activity during the declining phase of cycle 23 and current cycle 24 (August 2003 – present). For early cycles we employ similar data taken by the NASA/NSO Spectromagnetograph (SPM) at the NSO/Kitt Peak Vacuum Telescope [Jones et al., 1992] from February 1974 to August 2003.

The butterfly diagram shown in Figure 1 represent the long-term variations of large-scale magnetic field with time and latitude. It is formed from the daily full-disk magnetograms as described in Petrie [2012]. Here we summarize the method. For each sky image, all pixels with central meridian distance 30° or less are binned into 180 equal-size bins in sine (latitude) and the average of each bin is taken. This process produces a 180-element array in sine (latitude) for each image. We combine these along a time axis to form the two-dimensional space-time maps shown in the Figure.

In the construction of the butterfly diagrams, two corrections are applied: The longitudinal field measurements are used to derive data for the radial field component, and poorly observed and unobserved fields near the poles are estimated so that data are provided for all latitudes at all times. The radial field component is derived from the longitudinal measurements by assuming that the photospheric field is approximately radial, dividing by the cosine of the heliocentric angle ρ (the angle between the line of sight and the local solar radial vector).

Because the solar rotation axis is tilted at an angle of 7.25° with respect to the ecliptic plane, the fields near the solar poles are observed with very large viewing angles and are not observed at all for six months at a time. Also the noise level is inflated near the poles by the radial field correction described above. For these reasons, locations in the butterfly diagram nearest the poles are filled using estimated values for these fields. These estimates are based on a combination of direct field measurements, annual averages of high-latitude fields, and a polynomial fit across the pole for each image, calculated assuming symmetry about the pole. Finally the butterfly diagram is smoothed using a 27-day boxcar filter. White vertical stripes correspond to missing observations.

3. ACTIVITY AT THE END OF CYCLE 23 AND BEGINNING OF SOLAR CYCLE 24

The current cycle 24 started after a deep and prolonged minimum which ended in late 2008 – early 2009 [Bertello

et al., 2011]. During that minimum, the Sun's polar magnetic flux was significantly reduced, compared to the previous three cycles, and the background (non-polar) magnetic fields were very weak (Figure 1). There was no overlap between low-latitude activity of the preceding cycle 23 (see Figure 1, years 2006–2008) and higher latitude sunspot activity of cycle 24 (Figure 1, years 2010–2011). The earliest signs of cycle 24 activity can be identified at Carrington Rotation (CR) 2076, approximately at 40° N latitude near the head of black arrow No. 5 in Figure 1.

From cycle 20 to cycle 23, Figure 1 shows a pattern of increasing gap between neighboring cycles as well as the increasing length of periods between polar field reversals in each hemisphere. For example, for the northern pole, the periods between polar field reversals were 3701 days (cycles 21–22), 3771 days (cycles 22–23), and 5191 days (cycles 23–24). For the southern pole, there were 3991 days (cycles 21–22), 3141 days (cycles 22–23), and 5021 days (cycles 23–24), accordingly. While at first glance it might appear that there is some correlation between the period of polar field reversals and the length of the following cycle, the statistics is very small; it could be just a simple consequence that the length of solar cycle together with the gap between cycles will approximately define the periods between polar field reversals. The small brown triangles mark the time of polar field reversals derived from WSO observations.

Figure 1 also demonstrates the uncertainty in determining the polar field reversals. Small brown triangles at the top and bottom edges of color panel mark the location of polar field reversals derived from Wilcox Solar Observatory (WSO) observations. While in some instances the location of triangles is in agreement with transition from one polarity field to the other as shown in the super synoptic map (e.g., cycles 21 and 23, in the northern hemisphere, and cycle 21 in southern hemisphere), in other instances, the agreement is not very good (e.g., cycles 22–24 in the southern hemisphere). Such disagreement may reflect a specifics of supermaps construction (e.g., averaging, or by the technique used to fill the polar field gaps) as well as the interpretation of direct observations of polar fields (e.g., smoothing the polar field measurements and estimating the polar fields for periods when either N or S poles are not observable from Earth).

The north-south asymmetry in magnetic activity can be identified in all cycles shown in Figure 1, but it is more pronounced in cycle 23. At the beginning of cycle 24, the hemispheric asymmetry may appear switching to favor the northern hemisphere (compare active regions activity in two hemispheres in 2011–2014), but later increase in sunspot activity in the southern hemisphere swung the asymmetry back to the southern hemisphere (Figure 1). The hemispheric asymmetry can be clearly seeing in the sunspot activity (Figure 1, panels *a*, *b*). For example, total area of sunspots in the northern hemisphere (A_N) peaks around year 2000, and it declines to its minimum in late 2006 (line plot at the top of Figure 1). By comparison, the total sunspot area in the southern hemisphere (A_S) reaches maximum in year 2002, and then it steady declines to its minimum late in 2008 (line plot at the bottom of Figure 1).

The solar cycle minimum lasts from about mid-2007 till late-2009 in the northern hemisphere, and from mid-

2008 till early 2010 in the southern hemisphere. In cycle 24, the sunspot activity appears peaking in late 2011–2012 in the northern hemisphere, while sunspot activity in the southern hemisphere exhibits a peak in 2014. It is interesting to note that the cycle maxima in sunspot activity in two hemispheres were shifted by about two years in cycle 23 (with activity in southern hemisphere lasting longer). However, at the beginning of cycle 24, the phase shift between the two hemispheres was only about a few months (with the northern hemisphere leading in its activity). By the time of cycle 24 maximum, the difference in cycle maxima between the two hemispheres is again about two years, with activity in the southern hemisphere lasting longer.

Despite a relatively low amplitude in cycle 23, the asynchronicity in sunspot activity between two hemispheres helped in maintaining a relatively high level of magnetic activity during minimum of cycle 23. Muñoz-Jaramillo et al. [2015] have shown that although the minimum of cycle 23 was one of the lowest in recent history, it did not reach the lowest possible limit because the activity in each hemisphere reached minimum at different times. At the end of cycle 23, sunspot activity in the southern hemisphere lasted longer, as compared to the northern hemisphere.

In Figure 1b, inclined patterns show magnetic flux transport from decaying activity complexes towards the Sun's poles. Zones of intense sunspot activity resulted to extensive surges which reached the poles and led to the polar field reversals [Mordvinov, Yazev, 2014; Sun et al., 2015, Petrie, Ettinger, 2015; Petrie, 2015]. Black arrows mark episodes of flux transport from decaying active regions during the declining phase of cycle 23 and rising phase of cycle 24. To emphasize the appearance of poleward surges, the magnetic flux is scaled between ± 4 Gauss. With such scaling an unphysical negative-polarity artifact appears prominent at the North Pole for 2015. It looks comparable in strength to the polar fields generally, but it is not. Our measurements indicate that the magnetic flux in this polar area continues to be close to zero, with mixed polarity but with a positive bias. The artefact vanished as soon as good September 2015 data became available (see Figure 17 [Petrie, 2015]).

Between about CR2045 through CR2070 (or for about year and a half) sunspot activity was limited to the southern hemisphere only. This extended activity may helped the polar field in southern hemisphere to last longer. Thus, for example, in addition to poleward surges of negative polarity magnetic field (e.g., No. 4 and 8 in Figure 1) that were working to reduce the positive polarity flux in southern polar region, there were poleward surges of positive polarity (e.g., No. 2, 6, and 10) that continued strengthening the existing polar field of previous cycle. Similar behavior is observed in the northern hemisphere with surges of negative (No. 1, 5, and 9) and positive (No. 3, 7, 11) polarity field. Such sequential surges of positive-negative polarity are not uncommon (see Figure 1, years 1982–1986 southern hemisphere).

4. ORIGIN OF POLEWARD SURGES OF OPPOSITE POLARITY

Due to the preferred orientation of active regions relative to the equator (Joy's law), the following polarity magnetic field of dissipating active regions is trans-

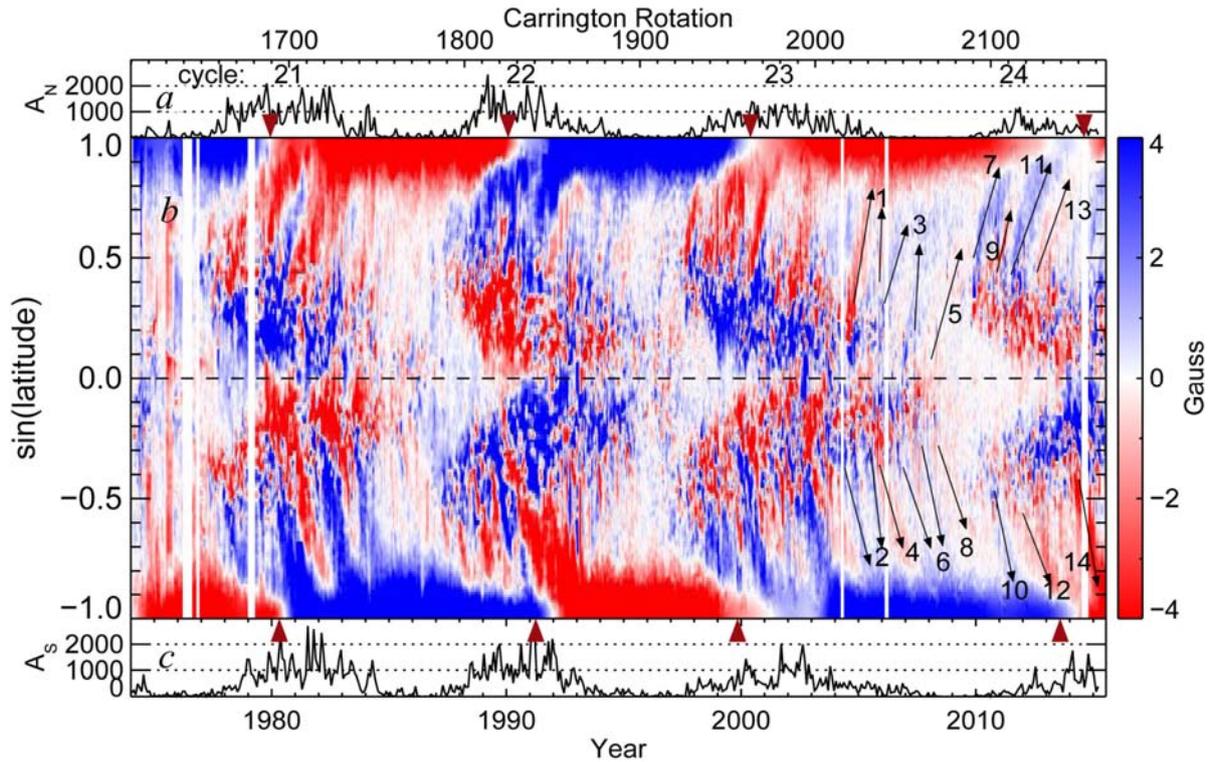


Figure 1. Changes in sunspot areas in millionths of solar hemisphere for the northern (a) and southern (c) hemispheres. Evolution of the Sun’s magnetic fields from 1974 to 2015 (b). Blue/red half-tones represent positive/negative polarity field. Numbered arrows mark position of poleward surges discussed in Section 4

ported poleward. According to Hale polarity rule, the active regions in northern hemisphere had negative (positive) trailing polarity in cycle 23 (24). The trailing polarity of active regions in the southern hemisphere was positive (negative) in cycle 23 (24). Thus, poleward surges No. 1, 7, and 11 (Figure 1b, northern hemisphere) and No. 2, 6, 12, and 14 (southern hemisphere) have polarity corresponding to normal Hale’s and Joy’s orientation of active regions in two cycles. Surges No. 3, 9, and 13 (Northern hemisphere) and No. 4, 8 and 10 (Southern hemisphere) have ‘abnormal’ polarity. To better understand the origin of each of these surges, we now provide a detailed description of their evolution.

4.1. Surge No. 10

Early indications of surge No. 10 development can be traced back to NOAA AR11089. This region was located in the southern hemisphere and had the leading flux of positive polarity (see, Figure 2). Thus, the magnetic field of this active region was oriented in agreement with the Hale polarity rule for solar cycle 24. However, by CR2100 (August 21, 2010 at central meridian) the tilt of the magnetic field of this region did not follow the Joy’s law. This non-Joy’s tilt was the result of a very specific evolution of active region. The region emerged from behind East limb on July 19–20, 2010 as a complex multi-sunspot region. The overall orientation of active region was in agreement with Joy’s law (leading polarity sunspots were located closer to the equator, and trailing polarity spots located farther from the equator, see Figure 2). As the region evolved, one of the sunspots of trailing polarity moved eastward

from the main group, and dissipated rapidly. By July 23, this spot was reduced in size to a few small pores, which had completely vanished by mid-day July 24.

The overall structure of active region got simplified, and by July 23, the active region could be best characterized as a typical bipolar region with two well-developed sunspots of opposite polarity and a few pores in between. The region’s tilt was in agreement with Joy’s law. After July 26, the sunspot of trailing polarity begins dissipating rapidly, and by early July 28, it is reduced to a few small pores. Then, in early July 28, a new bipolar region starts developing at the location of decaying flux of AR11089, and by July 29, this newly emerging flux appears as a bipolar group with small sunspots of leading and following polarity. The orientation of this region still follows the Joy’s law, by the tilt is smaller than the tilt of AR11089. By the time the region reaches the West limb (July 30–31), its leading polarity field combined the positive flux from its original (but significantly dissipated) leading sunspot and the leading polarity of newly emerged region.

The trailing polarity is represented mostly by the flux of newly emerged region. As the result, the leading polarity flux is significantly larger in area as compared with the trailing flux. By its orientation, the magnetic flux now appears as having a non-Joy’s tilt, although in white light the active region still follows the Joy’s law in its orientation. One rotation later (CR2101), a new bipolar region developed at the exact location of dissipating remnants of AR11089. Leading and following polarity sunspots had a wide separation (about 15 degrees in longitude), and the region was oriented nearly

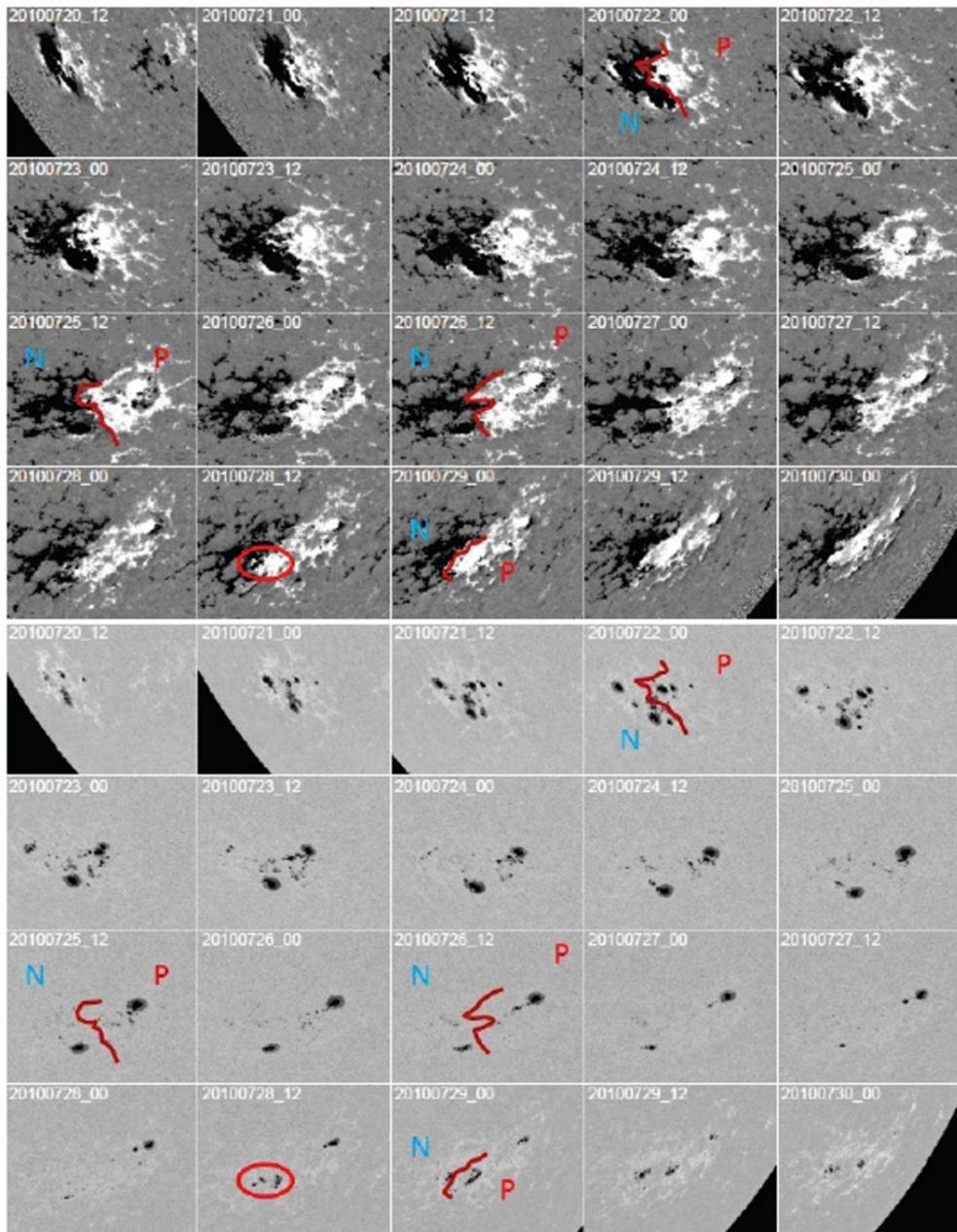


Figure 2. Evolution of active region NOAA 11089 as seen in line-of-sight magnetograms (top) and broadband pseudo-continuum images (bottom) from SDO/HMI. White/black halftones correspond to magnetic field of positive/negative polarity. Brown curve marks approximate location of magnetic neutral line. Letters P and N mark polarity (positive and negative) of leading and following parts of active region. Red oval outlines approximate location of new flux emergence at the tail of AR11089.

parallel to solar equator (possibly a very slight non-Joy's orientation). Based on the appearance of magnetic flux on sequential Carrington rotation maps, this complex evolution placed the leading polarity flux to higher latitude and then the combined action of differential rotation and meridional flow led to formation of a 'tong' of dissipating flux of positive polarity gradually transported towards southern polar region. The next solar rotation (Figure 3b) shows dissipating remnants of active regions shown in Figure 2 developing a non-Joy's polarity orientation. The development of this surge continued as a new flux emerge in the same area further strengthening the non-Joy's orientation (Figure 3, c).

In addition to NOAA AR11089, development of active regions NOAA 11108 (CR2101, Sept. 22 2010, Hale and Joy's orientation), NOAA 11115 (CR2102, Oct. 21, 2010, unipolar sunspot of positive polarity), and NOAA 11126 (CR2103, Nov. 17, 2010, non-Hale and non-Joy's orientation) also contributed to formation of poleward surge No. 10 although this contribution is less clear. ARs 11108, 11115, and 11126 developed at about the same latitudes ($\approx S30$ deg), and their rotation rate was about 4–5 % slower than typical rotation rate for this latitude. However, three regions developed in longitudes progressively shifted much farther eastward from previous rotation to consider them as part of the

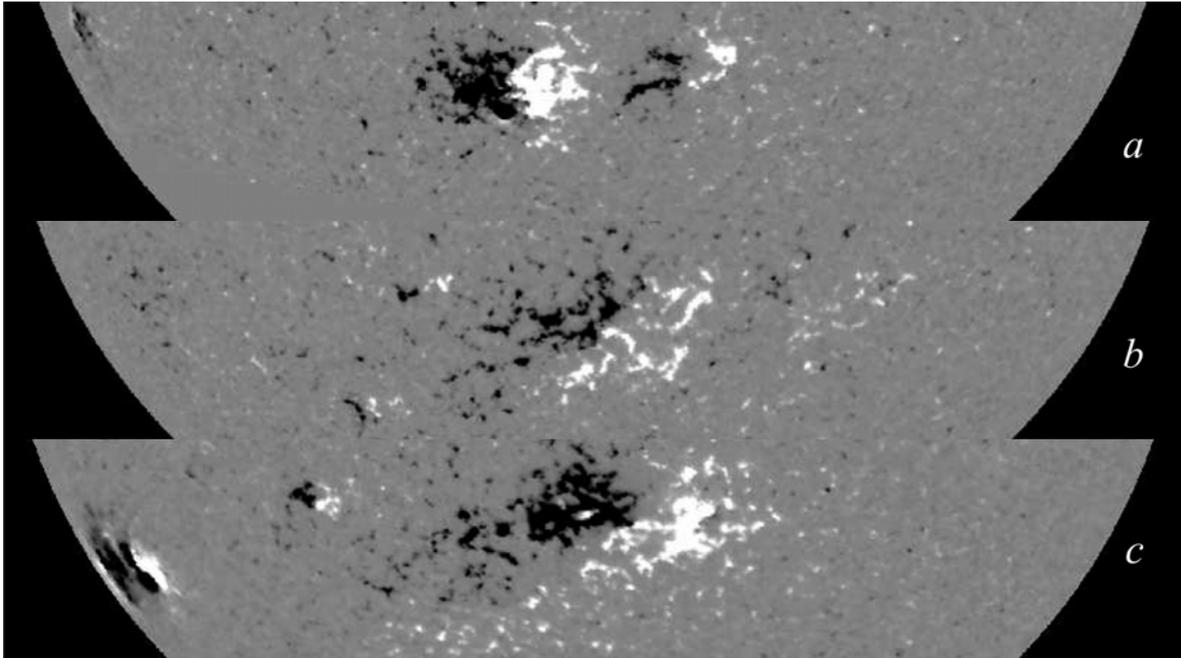


Figure 3. Evolution of magnetic flux at the source of poleward surge No. 10 over three solar rotations. Panel (a) shows portion of full disk VSM/SOLIS longitudinal magnetogram taken 24 July 2010, 19:21:41 UT, (b) — 21 August 2010, 21:45:05 UT, and (c) — 17 September 2010, 16:26:30 UT

same center of activity (for example, a difference between location of AR11108 extrapolated to AR111026 time and actual location of this region is larger than 120 deg in longitude). The development of these three regions strengthens magnetic field of positive polarity in this general area, and this flux eventually contributes to tail of positive polarity that originated from NOAA AR10089.

4.2. Surge No. 13

This surge seems to develop starting from active region NOAA11417 (CR2120). There was a small coronal hole located south-west of that active region. On the next rotation, two new active regions (NOAA11432 and NOAA11433) developed east of decaying magnetic flux of AR11417. AR11432 was normal Hale’s and Joy’s region, but AR11433 was mostly unipolar (negative) polarity spot. Interaction between ARs 11432 and 11433 led to near dissipation of positive polarity field, and it strengthen the negative polarity flux. Coronal hole grew and extended to the west and north of these two ARs. Over the next several rotations, new active regions developed and dissipated to the east from this area, but the presence of the coronal hole helped retaining negative polarity field against dissipation. The emergence of active regions in this area was such that even development of a large active region 11476 in CR2123 did not change the balance of magnetic flux. It appears that the overall evolution led to positive field getting more fragmented and dispersed, while negative polarity field survived and contributed to the growth of area that still had coronal hole on some part of it. This evolution continues even after the coronal hole disappeared, and by CR2137-2139, a large area of negative polarity had extended to high latitudes, and it was later transported to the northern polar region.

4.3. Surges No. 4, 3, and 9

Surge No. 9 originated in a large active region of non-Joy’s orientation. The evolution of this surge was studied in detail (and modeled via a flux-transport modeling) by Yeates et al. [2015]. The reader is referred to this article for additional details about this surge.

The origin of the poleward surge 4, which starts around CR2138 cannot be traced to a single active region or activity complex. Instead, it appears to be the result of evolution of several active regions spread over a broad range of longitudes. Based on visual inspection of daily magnetograms taken during CR2137-38, it appears that the number of regions during this period of time show non-Joy’s orientation in the southern hemisphere. As these regions evolve, the leading polarity field is transported to higher latitudes. Collectively, the surges from individual decaying regions contribute to what we see in supersynoptic map as poleward surge No. 4.

The origin of surge No. 3 is similar to surge No. 4: it also originated as the result of collective action of several active regions, and the solar activity that took place around the start-time of that surge also exhibits an enhancement the fraction of active regions with non-Joy’s orientation. To verify the significance of active regions with non-Joy’s orientation in development of poleward surges of opposite polarity, we plotted a distribution of active region tilts. Data for this plot were taken from the data set described by Györi et al. [2011].

To study evolution of zonal magnetic flux in more detail we analyzed synoptic maps composed of high-resolution SOLIS/VSM measurements. Figures 4, a, c show changes in sunspot areas in the northern and southern hemispheres. Figure 4, b shows a supersynoptic map composed of longitude averaged magnetic flux (in red-to-blue palette). Small gaps in these measurements were filled with the use of SDO/HMI data. The zonal flux distribution is denoised using a wavelet decomposition

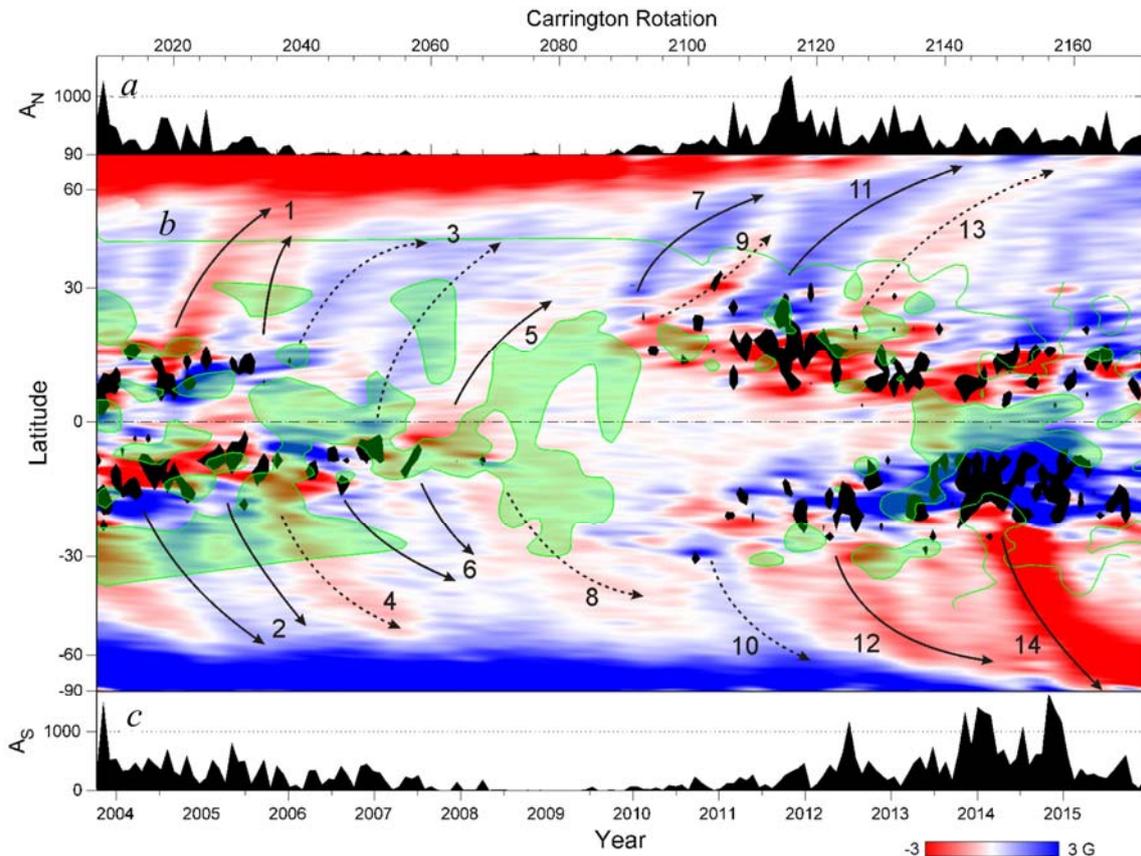


Figure 4. Changes in sunspot areas for the northern (a) and southern (c) hemispheres. Time-latitude evolution of zonal magnetic flux is shown in red-to-blue (b); zones of intense sunspot activity and domains of non-Joy's active region tilt are overplotted in black and green colors

technique. This diagram shows global rearrangements of solar magnetic flux in relation to sunspot activity in the current cycle. Zones of intense sunspot activity are shown in black (>70 millionths of the solar hemisphere). As a rule, surges of trailing polarities (marked with solid arrows) originated after decay of long-living activity complexes.

A location of active regions that disobey the Joy's law (colored in green) overplotted on the supersynoptic map of magnetic flux. It appears that the active regions deviating from Joy's law are not located randomly in latitude and time; there are large-scale patterns in their distribution. For example, in 2013–2014, majority of active regions in near-equatorial area had non-Joy's orientation (see large green area around years 2013 and 2014). Coherent areas of non-Joy's tilts also present in low latitude regions in late-2008-early 2009. The existence of such coherent areas contradicts a conventional explanation that non-Joy's tilts are the result of buffetings of magnetic flux tubes rising through the turbulent convection zone.

For most poleward surges discussed in Section 4, there is an area of non-Joy's tilt at the time and latitude when the surge had originated (see areas colored in green near the beginning of poleward surges No. 3, 9, 13 (northern hemisphere) and surges No. 4 and 6 (Southern hemisphere). Surge No. 10 does not show such association, which agrees with the description of evolution of active region tilt in that area. The presence

of areas with non-Joy's tilt at the beginning of most surges indirectly supports the notion that majority of poleward surges of opposite polarity field originates from active regions with non-Joy's tilt. These surges are marked with dashed arrows.

4.4. Surge No. 5

This surge that originates in near equatorial region represents example when the magnetic field (of active region's leading polarity) crosses the equator, and is gradually transported to the polar areas of opposite hemisphere. The magnetic flux in this surge was quite weak, and it is not clear if this flux was eventually transported all the way to the northern polar region. This example suggests an interesting scenario that even if the sunspot activity is limited to a single hemisphere, the polar field in both hemispheres could still be created as it is the case for 'normal' cycles. The validity of such scenario depends on the interplay between the lifetime of decaying flux and the time it takes to transport it across equator to other hemisphere.

To further investigate this scenario for a cross-equatorial transport of magnetic flux, we employed a simplified flux-transport model previously used by us to study the effects of sunspot emergence and the dissipation on detectability of solar differential rotation from sun-as-a-star observations. For additional details about this model, see Bertello, Pevtsov, and Pietarila [2012]. In the model, we imitated the active regions using pairs of bipoles of differ-

ent size. The bipoles were ‘emerged’ at random longitudes within the latitudinal range of about 5 degrees centered at 20 degrees of latitude in the southern hemisphere. All bipoles had fixed tilt relative to the equator, and their polarity orientation corresponded to the Hale-Nicholson polarity rule for the southern hemisphere in cycle 23.

The magnetic fluxes of bipoles were varied randomly within a preset range of fluxes. Test-runs of this model indicated that some of the magnetic flux of leading polarity can be transported across the solar equator as the result of active region growth (leading polarity is moving away from the center of emerging activity region in westward and the equatorward directions, while at the same time, the following polarity is moving slightly eastward and poleward). The diffusion of magnetic field also contributes to the cross-equatorial transport of magnetic flux. The simulations also showed that diffusion rate is important in defining if any flux will survive as a coherent structure by the time it is transported to the pole. Our findings from this model simulations are in agreement with Cameron et al. [2013] results.

Running the model over the period of time corresponding to about 5 years, we were able to see a buildup of magnetic flux of opposite polarity in the northern and the southern polar areas even though the sunspot activity was limited to the southern hemisphere. Switching the polarity orientation of bipoles (Hale-Nicholson polarity rule) from one cycle to the other, led to the reversal of polar fields in both hemispheres, as it would for normal cycles (with the sunspot activity in both hemispheres). As other example of transequatorial flux transport we refer the reader to Pevtsov and Abramenko [2010] who reported a case, when a coronal hole originating as an extension of a south polar coronal hole got disconnected and was gradually transported to the polar area in the northern hemisphere.

In the next section we study changes in cycle-integrated magnetic flux taking into account its prognostic importance. The polar field buildup quantifies the efficiency of magnetic flux transport and characterizes its north-south asymmetry in the current cycle.

5. CYCLE-INTEGRATED MAGNETIC FLUX

Solar and stellar dynamo are driven by convective and shear flows in solar convective zone. If the cycle-average properties of such flows do not change significantly from one cycle to the other, one could speculate that the total magnetic flux produced during each solar cycle should also show no significant variation from one cycle to the other. In other words, the total magnetic flux produced in cycle n , should be about the same as in cycle $n-1$ or cycle $n+1$. If such cycle-integrated flux-invariance existed, it would reveal itself in a correlation between the length of solar cycle and its amplitude, i.e., high-amplitude cycles would tend to be shorter in duration, while the opposite would be true for cycles with low amplitude. In fact, the international sunspot data do show a presence of such correlation albeit with a significant scatter [e.g., see Figure 5 in Petrovay, 2010]. Linear fit to the data corresponds to

$$A_{\text{cycle}} = (339.638 \pm 85.273) - (20.988 \mp 7.718) L_{\text{cycle}},$$

where L_{cycle} is cycle length (years) and A_{cycle} is its ampli-

tude (units of the international sunspot index). If one assumes that cycle 24 had reached its maximum, the fitted linear function can be used to estimate the length of cycle 24 as 12.3 years, which suggests that cycle 24 will reach its minimum in early 2021.

Based on direct measurements of solar magnetic field by full disk longitudinal magnetographs operated by the National Solar Observatory (the 512 channel Diode Array Magnetograph (NSO-512) at the National Solar Observatory/Kitt Peak Vacuum Telescope (NSO/KPVT, 1974–1992), the NASA/NSO Spectromagnetograph at NSO/KPVT (SPM, 1992–2002), and the Vector Stokes Magnetograph on Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun (VSM/SOLIS, 2003-present), we find that the total flux observed in cycles 21, 22, and 23 is about the same. Difference in total cycle-integrated flux in cycles 21 and 22 is about -7.5% and in cycles 22 and 23 is about 1.7% . Slightly larger difference in pair of cycles 21–22 is due to lack of observations from the first two years of cycle 21. Thus, the direct magnetic field data also support the notion that the cycle-integrated magnetic flux on the Sun does not change significantly from one cycle to the other. However, while this apparent agreement in total cycle-integrated magnetic flux is intriguing, the speculation about the invariance of the cycle-integrated needs further confirmation, e.g., via direct dynamo modeling and analysis of other data sets such as WSO.

The integrated measurements of polar fields from the Wilcox Solar Observatory (WSO) and the SOLIS/VSM are shown in Figure 5. The data for this plot were computed following the recipe provided at the SOLIS web site at solis.nso.edu/0/vsm/vsm_plr-field.html. The WSO data correspond to the line-of-sight flux, while the VSM magnetic field measurements were converted to radial flux (normal to the local solar surface) under the assumption that the photospheric field is vertical. This and a significant difference in the observational parameters between the two measurements can explain the difference in amplitudes of polar flux from these two instruments.

Table 1 provides approximate dates of polar field reversals derived from these two plots. Both WSO and VSM data were filtered using a low-bandpass filter to compensate for annual variations of observed polar field, which occur due to change in visibility of two poles with Earth orbital position. From these integrated data, it appears that the magnetic field in the southern hemisphere at $60\text{--}70^\circ$ latitudinal range reversed its polarity in mid-2013. At higher latitudes ($65\text{--}75^\circ$), the reversal occurred in late 2013.

The polarity reversal in the northern hemisphere is less clear: both WSO and VSM data indicate multiple reversals that occurred in mid-2012, mid-2014 and perhaps, late 2014 – early 2015. Since the first reversal the polar field in the northern hemisphere remained weak, and it was practically fluctuating around zero. Only very recently (CR2161), with the increase in sunspot activity in the northern hemisphere we finally see a trend suggesting that the northern polar field is beginning to increase in amplitude (Figure 5, far right side of SOLIS/VSM plot). We see this behavior to be the result of a specific pattern of activity in the northern hemisphere.

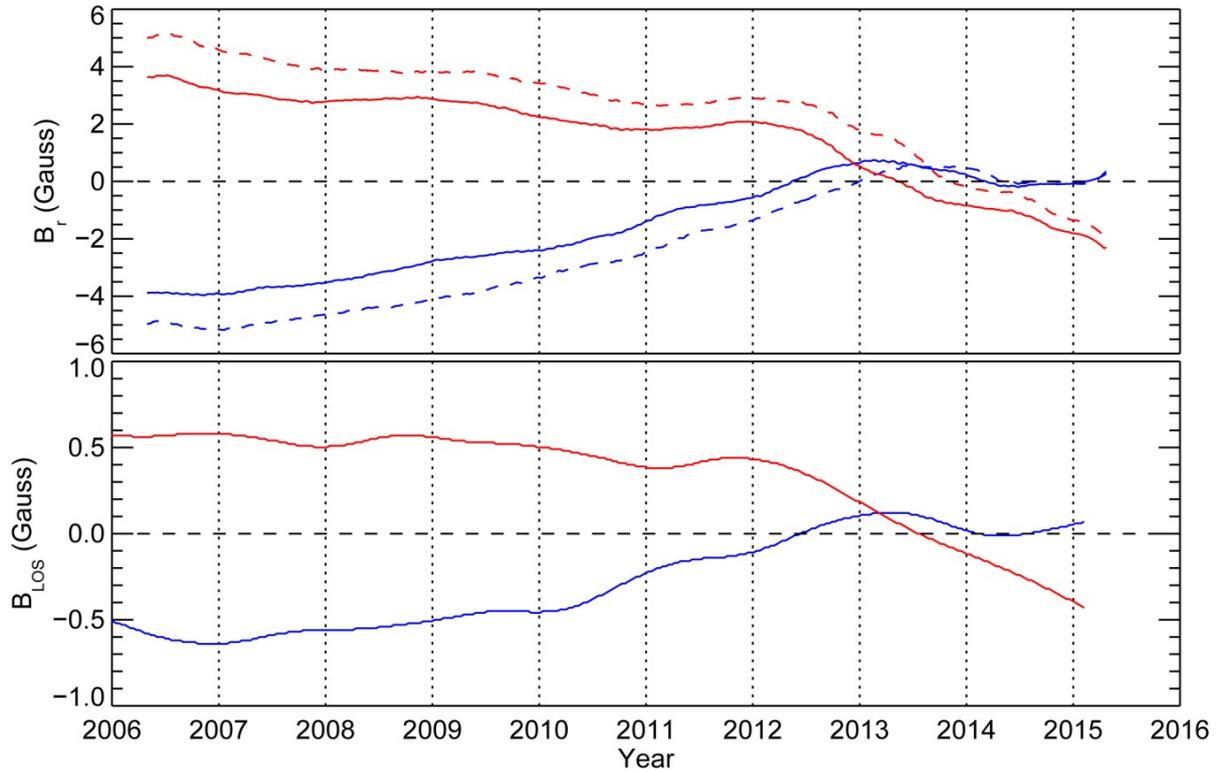


Figure 5. Comparison between SOLIS/VSM radial (top) and Wilcox LOS filtered polar measurements (bottom). Note the different scales. Northern hemisphere measurements are shown in blue, while the southern values are shown in red. For the case of SOLIS/VSM, measurements are shown for two different latitude bands: 60° to 70° (solid lines) and 65° to 75° (dashed lines). The times of polar reversals are given in Table 1. The most recent plot of polar fields can be found at solis.nso.edu

Time of polar reversals from Wilcox and VSM photospheric measurements

Wilcox SOLIS/VSM 60–70° 65–75°						
	North	South	North	South	North	South
1st	06.15.2012	06.26.2013	05.14.2012	05.10.2013	12.31.2012	10.28.2013
2nd	03.03.2014		03.09.2014		05.19.2014	
3rd	10.15.2014		02.15.2015		03.13.2015	

6. DISCUSSION AND SUMMARY

The recent development of the solar activity in the current cycle made it evident that the north-south asymmetry of sunspot activity resulted in asynchronous reversal of the Sun's polar field. We demonstrate the well-defined surges of trailing polarities that reached the Sun's poles and led to the polar field reversals. We give concrete examples to demonstrate that the regular polar-field build-up was disturbed by surges of leading polarities resulted from violations of Joy's law at lower latitudes.

During the declining phase of cycles 21 and 22, the dissipating field of active regions continued strengthening the polar field. In these cycles, the decline in polar field is clearly associated with a start of the next cycles. In cycle 23, however, the polar magnetic field in the northern hemisphere begun declining even before active regions of a new cycle 24 had emerged in high latitudes. This decline can be associated with poleward surge No. 3 (Figure 1), which originated from location of several small active regions with non-Joy's tilt. On the other

hand, the polar field in the southern hemisphere got a slight boost, from surge No. 10. While this surge was eventually the result of non-Joy's orientation of corresponding magnetic flux, this abnormal orientation developed in course of a peculiar evolution of magnetic flux in this active region as well as additional flux emergence in this area in the following rotations.

In fact, Petrie and Ettinger [2015] found that poleward surges are almost always due to more than one region, particularly the important surges. Generally the high latitudes are occupied by decayed flux of both polarities from various regions at different stages of evolution. A surge develops when one polarity dominates overall, and sometimes, but not always, the dominant flux can be easily traced back to one, two, or a few major regions. After the first reversal, magnetic field in the Northern hemisphere had experienced a brief reversal to previous polarity state, which can be contributed to poleward surge No. 13. This surge has also developed as the result of a peculiar evolution and interaction be-

tween emerging active regions and long-lived coherent unipolar magnetic region which presence was outlined by a coronal hole.

Peculiarities appear rather random in their occurrence; we did not find any strong indication that this activity can be the result of some organized process. Nevertheless, a combined effect of this peculiar activity was sufficient to distort the process of polar field reversal in the northern hemisphere. The role of stochastic evolution in polar field reversal can be seen in other cycles. Thus, for example, comparing polar field evolution in cycles 21–22 with cycles 23–24, Petrie and Ettinger [2015] noted that the activity complexes were larger, longer-lived and tended to be arranged in a few giant structures at the height of cycles 21 and 22, whereas the cycle 23 and 24 active regions were smaller, less organized and shorter-lived.

The apparently more stochastic character of the cycle 24 reversal reflects the fact that it is the cumulative result of numerous relatively disorganized active regions. The elements of randomness in the polar field reversals described in this paper raise questions not only about how well our current modeling can predict the future solar cycle activity, but also if such prediction is even possible. Based on the success of the flux-transport models one can argue that the behavior of the solar cycle can be predicted sufficiently well, but then based on the examples shown in this article, these predictions may still be the subject of stochastic events that can significantly alter the course of the solar cycle. However, we also found that different cycles seem to produce about the same amount of cycle-integrated magnetic flux. We suggest that the latter could be used to estimate the length of cycle 24. Finally, the hemispheric asymmetry in sunspot activity may play a role in the strength of solar cycle. It appears that cycles with strong asymmetry tend to have a lower amplitude (e.g., cycles 23 and 24) in comparison with cycles in which sunspot activity in two hemispheres is more synchronized (e.g., cycles 21 and 22). Past suggestions that the sunspot activity during the Maunder minimum was restricted to only one solar hemisphere also support this notion. The role of the hemispheric asymmetry in strength of solar cycle will be the subject of future studies.

This work utilizes SOLIS data obtained by the NSO Integrated Synoptic Program (NISP), managed by the National Solar Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), Inc. under a cooperative agreement with the National Science Foundation. These data are freely available via the SOLIS web site at solis.nso.edu. AVM acknowledges support by the project II.16.3.1 under the Program of Fundamental Research of SB RAS. Data used in Figure 2 are courtesy of NASA/SDO and the HMI science teams.

REFERENCES

- Babcock H.W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. *The Astrophys. J.* 1961, vol. 133, pp. 572–589. DOI:10.1086/147060.
- Balasubramaniam K.S., Pevtsov A.A. Ground-based synoptic instrumentation for solar observations. *Proc. SPIE 8148. Solar Physics and Space Weather Instrumentation IV*, 814809. 2011. DOI:10.1117/12.892824.
- Baumann I.D., Schmitt D., Schüssler M., Solanki S.K. Evolution of the large-scale magnetic field on the solar surface: A parameter study. *Astron. Astrophys.* 2004, vol. 426, pp. 1075–1091. DOI:10.1051/0004-6361:20048024.
- Bertello L., Pevtsov A.A., Harvey J.W., Toussiant R.M. Improvements in the determination of ISS CaII K parameters. *Solar Phys.* 2011, vol. 272. P. 229–242. DOI: 10.1007/s11207-011-9820-8.
- Bertello L., Pevtsov A. A., Pietarila A. Signature of differential rotation in Sun-as-a-star Ca II K measurements. *The Astrophys. J.* 2012, vol. 761. 11. DOI: 10.1088/0004-637X/761/1/11.
- Cameron R. H., Dasi-Espuig M., Jiang J., Isik E., Schmitt D., Schüssler M. Limits to solar cycle predictability: Cross-equatorial flux plumes. *Astron. Astrophys.* 2013. vol. 557. A141. DOI:10.1051/0004-6361/201321981.
- Dasi-Espuig M., Solanki S.K., Krivova N.A., Cameron R., Peñuela T. Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle. *Astron. Astrophys.* 2010, vol. 518, no. A7. DOI: 10.1051/0004-6361/201014301.
- Dasi-Espuig M., Solanki S.K., Krivova N.A., Cameron R., Peñuela T. Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle (Corrigendum). *Astron. Astrophys.* 2013, vol. 56, no. C3. DOI: 10.1051/0004-6361/201014301e.
- DeVore C.R., Sheeley N.R., Boris J.P., Young T.R., Harvey K.L. Simulations of magnetic-flux transport in solar active regions. *Solar Phys.* 1985, vol. 102, pp. 41–49. DOI: 10.1007/BF00154036.
- Györi L., Baranyi T., Ludmany A. Photospheric data programs at the Debrecen Observatory. *Proc. of the Intern. Astron. Union, 6, Symp. S273.* 2011. August 2010, pp. 403–407. DOI: 10.1017/S174392131101564X.
- Ivanov V.G. Joy's law and its features according to the data of three sunspot catalogs. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2012, vol. 52, no. 8, pp. 999–1004. DOI: 10.1134/S0016793212080130.
- Jiang J., Cameron R.H., Schmitt D., Isik E. Modeling solar cycles 15 to 21 using a flux transport dynamo. *Astron. Astrophys.* 2013, vol. 553, no. A128. DOI: 10.1051/0004-6361/201321145.
- Jones H.P., Duvall T.L., Jr., Harvey J.W., Mahaffey C.T., Schwitters J.D., Simmons J.E. The NASA/NSO spectromagnetograph. *Solar Phys.* 1992, vol. 139, pp. 211. DOI: 10.1007/BF00159149.
- Keller C.U., Harvey J.W., Giampapa M.S. SOLIS: An innovative suite of synoptic instruments. *Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics. Proc. SPIE.* 2003, vol. 4853, pp. 194–204. Eds. Stephen L. Keil, Avakyan S.V.
- Leighton R.B. A Magneto-kinematic model of the solar cycle. *Astrophys. J.* 1969, vol. 156, pp. 1–26. DOI: 10.1086/149943.
- McClintock B.H., Norton A.A. Recovering Joy's Law as a function of solar cycle, hemisphere, and longitude. *Solar Phys.* 2013, vol. 287, pp. 215–227. DOI: 10.1007/s11207-013-0338-0.
- Mordvinov A.V., Grigoryev V.M., Erofeev D.V. Evolution of sunspot activity and inversion of the Sun's polar magnetic field in the current cycle. *Adv. Space Research.* 2015, vol. 55, pp. 2739–2743.
- Mordvinov A.V., Yazev S.A. Reversals of the Sun's polar magnetic fields in relation to activity complexes and coronal holes. *Solar Phys.* 2014, vol. 289, pp. 1971–1981. DOI: 10.1007/s11207-013-0456-8.
- Muñoz-Jaramillo A., et al. The minimum of solar cycle 23: As deep as it could be? *The Astrophys. J.* 2015, vol. 804, iss. 1, article id. 68, 12 p. DOI: 10.1088/0004-637X/804/1/68.

Karachik N.V., Pevtsov A.A., Abramenko V. Formation of coronal holes on the ashes of active regions. *The Astrophys. J.* 2010, vol. 714, pp. 1672–1678. DOI: 10.1088/0004-637X/714/2/1672.

Petrovay K. Solar Cycle Prediction. *Living Rev. in Solar Phys.* 2010, vol. 7, pp. 6. DOI: 10.12942/lrsp-2010-6.

Petrie G.J.D. Evolution of active and polar photospheric magnetic fields during the rise of cycle 24 compared to previous cycles. *Solar Phys.* 2012, vol. 281, pp. 577–598. DOI: 10.1007/s11207-012-0117-3.

Petrie G.J.D. Solar Magnetism in the Polar Regions // *Living Reviews in Solar Physics.* 2015, vol. 12, pp.5–102. DOI: 10.1007/lrsp-2015-5.

Petrie G., Ettinger S. Polar field reversals and active region decay. *Space Sci. Rev.* 2015, vol. 70. DOI: 10.1007/s11214-015-0189-0.

Pevtsov A.A. Transequatorial loops in the solar corona. *The Astrophys. J.* 2000, vol. 531, pp. 553–560. DOI: 10.1086/308467.

Pevtsov A.A., Abramenko V. I. Transport of open magnetic flux between solar polar regions. *Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets. Proc. IAU.* 2010, vol. 5, iss. S264. Eds. Kosovichev A., Andrei A., Rozelot J.-P. (Cambridge Univ. Press), pp. 210–212. DOI: 10.1017/S174392130999264X.

Pevtsov A.A., Berger M.A., Nindos A., Norton A.A., van Driel-Gesztelyi L. Magnetic helicity, tilt, and twist. *Space Sci. Rev.* 2014, vol. 186, pp. 285–324. DOI: 10.1007/s11214-014-0082-2.

Schrijver C.J., De Rosa M.L., Title A.M. What is missing from our understanding of long-term solar and heliospheric activity? *The Astrophys. J.* 2002, vol. 577, pp. 1006–1012. DOI: 10.1086/342247.

Sun X., Hoeksema J. T., Liu Y., Zhao J. On polar magnetic field reversal and surface flux transport during solar cycle 24. *The Astrophys. J.* 2015, vol. 798, p. 114. DOI: 10.1088/0004-637X/798/2/114.

Tlatov A.G., Dormidontov D.V., Kirpichev R.V., Pashchenko M.P., Shramko A.D., Peshcherov V.S., Grigoryev V.M., Demidov M.L., Svidskii P.M. Study of some characteristics of large-scale solar magnetic fields during the global field polarity reversal according to observations at the Telescope-Magnetograph of Kislovodsk Observatory. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2015, vol. 55, no. 7, pp. 969–975.

Wang Y.-M., Lean J., Sheeley N.R., Jr. Role of a variable meridional flow in the secular evolution of the Sun's polar fields and open flux. *The Astrophys. J.* 2002, vol. 577, pp. L53–L57. DOI: 10.1086/344196.

Wang Y.M., Nash A.G., Sheeley N.R. Magnetic flux transport on the Sun. *Science.* 1989, vol. 245, pp. 712–718. DOI: 10.1126/science.245.4919.712.

Upton L., Hathaway D.H. Predicting the Sun's polar magnetic fields with a surface flux transport model. *The Astrophys. J.* 2014, vol. 780, no. 5. DOI: 10.1088/0004-637X/780/1/5.

Yeates A.R., Baker D., van Driel-Gesztelyi L. Source of a prominent poleward surge during solar cycle 24. *Solar Phys.* 2015, vol. 290, pp. 3189–3201. DOI: 10.1007/s11207-015-0660-9.

Zhao J., Kosovichev A.G., Bogart R.S. Solar meridional flow in the shallow interior during the rising phase of cycle 24. *Astrophys. J.* 2014, vol. 789, no. L7. DOI: 10.1088/2041-8205/789/1/L7.

1. INTRODUCTION

The Babcock-Leighton mechanism [Babcock, 1961; Leighton, 1969] outlines a basic picture of cyclic changes of the Sun's magnetic fields. First, the solar cycle starts from a poloidal field defined by the magnetic field confined in the polar areas of the Sun. Then, differential rotation converts this poloidal field into a toroidal configuration, giving rise to the emergence of active regions in the photosphere. As the solar cycle progresses, the magnetic field of active regions is dispersed by turbulent convection and meridional flow. These transport mechanisms lead to the accumulation of magnetic flux of trailing polarity of decaying active regions at high solar latitudes, eventually reversing the polarity of the polar fields and building the next solar cycle. This concept led to the development of a distinct family of flux-transport numerical models that employ the Sun's differential rotation, supergranular diffusion and the meridional flows, to successfully represent many properties of observed long-term evolution of large-scale magnetic fields [DeVore et al., 1985; Wang et al., 1989]. The flux transport models were also extensively used to study effects of various parameters on the evolution of polar magnetic field and the solar cycle [Jiang et al., 2013]. For example, Baumann et al. [2004] have shown that the active region tilt described by Joy's law [Pevtsov et al., 2014], the diffusion and the rate of flux emergence have significant effect on the polar magnetic field. The speed of the meridional flow was found to affect the strength of solar cycle with slower meridional flow resulting in weaker solar cycles [Zhao et al., 2014]. Despite recent improvements, several questions remain open about flux transport models including the role of the not-well known variations in the speed of the meridional flow and scatter in orientation of active regions (Joy's law).

Both observations and numerical simulations indicate the importance of polar field as a predictor for strength of future solar cycle [e.g., Upton and Hathaway, 2014]. On the other hand, the observational evidence of the importance of active region tilts on the strength of the solar cycle is inconclusive. The initial report by Dasi-Espuig et al. [2010] about finding a relation between the mean active regions tilt of a given cycle and the strength of next cycle was questioned by Ivanov [2012]; McClintock, Norton [2013], and later, the results were revised by Dasi-Espuig et al. [2013]. Pevtsov et al. [2014] also argued that a relationship between the current surface activity (including active region tilt, flux emergence etc.) and the strength of the polar field may be complicated by a prior state of the polar field. For example, a strong surface activity may not necessary lead to a stronger polar field if it has a significant polar field of opposite polarity to cancel out.

On the other hand, even a relatively modest surface activity may result in a strong polar field if the polar field of the previous cycle is weak. The question of the polar field strengths dependence on history is a long-standing issue in flux-transport research. For example, in their long-term flux-transport simulations Schrijver et al. [2002] found

that the polar fields did not reverse during every cycle, e.g., a weak cycle would often fail to reverse strong polar fields. They suggested that this problem could be overcome if the polar fields decayed away on timescales of 5-10 years. This idea of radial diffusion is not widely accepted now. Wang et al. [2002] showed that polar field reversals could be maintained if the surface flow speeds were systematically higher in large-amplitude cycles than in weak ones. Whatever this or other mechanisms can explain the complicated relationships between succeeding activity cycles of different amplitudes and polar field strengths is still the subject of debate.

The evolution of the polar magnetic field (and its re-versal) in the current solar cycle 24 has been recently studied by several researchers [Mordvinov, Yazev, 2014; Sun et al., 2015; Petrie, Ettinger, 2015; Tlatov et al., 2015]. Still, a complete understanding of the processes affecting the recent polar field reversal is missing. This justifies additional studies of the peculiarities of current solar cycle and its polar field reversals. In our study, we use a combination of synoptic observations and numerical modeling as described in detail in Sections 2-5. Our findings are discussed in Section 6.

**ПРИЕМНЫЕ ВЕКТОРЫ МЮОННОГО ТЕЛЕСКОПА
СТАНЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ «НОВОСИБИРСК»**
**RECEIVING VECTORS OF MUON TELESCOPE OF COSMIC RAY
STATION “NOVOSIBIRSK”**

В.Л. Янчуковский*Геофизическая служба СО РАН,
Новосибирск, Россия, vjanch@gs.sbras.ru***В.Г. Григорьев***Институт космофизических исследований
и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН,
Якутск, Россия, grig@ikfia.sbras.ru***Г.Ф. Крымский***Институт космофизических исследований
и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН,
Якутск, Россия, krymsky@ikfia.sbras.ru***В.С. Кузьменко***Геофизическая служба СО РАН,
Новосибирск, Россия, mp3.87@mail.ru***А.Д. Молчанов***Геофизическая служба СО РАН,
Новосибирск, Россия, antonmolch@gmail.com***V.L. Yanchukovsky***Geophysical Survey SB RAS,
Novosibirsk, Russia, vjanch@gs.sbras.ru***V.G. Grigoryev***Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research
and Aeronomy SB RAS,
Yakutsk, Russia, grig@ikfia.sbras.ru***G.F. Krymsky***Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research
and Aeronomy SB RAS,
Yakutsk, Russia, krymsky@ikfia.sbras.ru***V.S. Kuzmenko***Geophysical Survey SB RAS,
Novosibirsk, Russia, mp3.87@mail.ru***A.D. Molchanov***Geophysical Survey SB RAS,
Novosibirsk, Russia, antonmolch@gmail.com*

Аннотация. Метод приемных векторов позволяет определять анизотропию космических лучей в каждый момент времени и делает возможным исследование быстрых флуктуаций анизотропии, связанных с динамикой межпланетной среды. Приемные векторы рассчитывались ранее для нейтронных мониторов и мюонных телескопов. Однако большая часть мюонных телескопов сети станций космических лучей, для которых были выполнены расчеты, в настоящее время не работает. В последние годы появился ряд новых, более совершенных детекторов, использование которых, к сожалению, ограничено отсутствием для них приемных коэффициентов. К таким детекторам относится и матричный телескоп в Новосибирске. В связи с этим определены компоненты приемных векторов системы мюонных телескопов наблюдательного комплекса космических лучей станции «Новосибирск». При этом были учтены конструктивные особенности установки, ее ориентация, диаграммы направленности в зависимости от зенитного и азимутального углов, коэффициенты связи системы телескопов, найденные экспериментально методом пробного детектора.

Ключевые слова: космические лучи, мюоны, телескоп, приемные векторы.

Abstract. The method of receiving vectors allows us to determine cosmic ray anisotropy at each moment. Also, the method makes it possible to study fast anisotropy fluctuations related to the interplanetary medium dynamics. Receiving vectors have been calculated earlier for neutron monitors and muon telescopes. However, the most of muon telescopes of the network of cosmic ray stations for which calculations were made does not operate now. In recent years, new improved detectors appeared. Unfortunately, the use of them is limited because of absence of receiving coefficients. These detectors include the matrix telescope in Novosibirsk. Therefore, components of receiving vector for muon telescopes of observation cosmic ray station “Novosibirsk” have been defined. Besides, design features of the facility, its orientation, and directional diagram depending on zenith and azimuth angles were taken into account. Also, for the system of telescopes, we allowed for coupling coefficients found experimentally using the test detector.

Keywords: Cosmic rays, muons, telescope, receiving vectors.

ВВЕДЕНИЕ

Приемные векторы были рассчитаны ранее для нейтронных мониторов [Mori, 1968a; Yasue et al., 1982; Григорьев, Чирков, 1978] и мюонных телескопов [Mori, 1968b; Григорьев и др., 2007]. Большая часть мюонных телескопов сети станций космических

лучей (КЛ), для которых были выполнены расчеты приемных векторов, в настоящее время не работает. В последние годы появился ряд новых, более совершенных детекторов, которые, к сожалению, используются ограниченно из-за отсутствия для них приемных коэффициентов. К таким детекторам относится и матричный телескоп в Новосибирске. Много-

канальный наблюдательный комплекс КЛ (МНККЛ) в Новосибирске [Янчуковский, 2010] функционально включает в себя нейтронный монитор 24NM-64, спектрограф, использующий эффект локальной генерации нейтронов [Янчуковский, Янчуковский, 1982; Янчуковский, Филимонов, 2000], и матричный мюонный телескоп [Янчуковский, 2006а]. Матричная структура обеспечивает создание в одном пункте целой системы многонаправленных мюонных телескопов. Для наблюдения анизотропии КЛ мюонные телескопы более пригодны, чем нейтронные мониторы, поскольку являются узконаправленными. Определение анизотропии и градиентов КЛ с энергией 1–250 ГэВ необходимо для разработки методов диагностики межпланетной среды по данным наземных наблюдений КЛ. Метод глобальной съемки, разработанный в ИКФИА СО РАН [Крымский и др., 1966], позволяет определять анизотропию КЛ в каждый момент времени и делает возможным исследование быстрых флуктуаций анизотропии, связанных с динамикой межпланетной среды. Он объединяет три метода [Белов и др., 2004]:

- метод коэффициента связи [Дорман, 1957];
- метод траекторных расчетов движения частиц в магнитном поле Земли [Дорман и др., 1971];
- метод сферического анализа, позволяющий выделить сферические гармоники для дальнейшего анализа [Колмогоров, Фомин, 1989].

Коэффициентами гармоник являются коэффициенты приемных векторов детекторов КЛ и вектор, характеризующий анизотропию КЛ в межпланетном пространстве.

МЕТОД ПРИЕМНЫХ ВЕКТОРОВ

Интенсивность КЛ, регистрируемая некоторым прибором в атмосфере, определяется его приемными характеристиками, отражающими геометрию и географическое положение прибора и тип наблюдаемых вторичных частиц. Для учета влияния этих параметров в ИКФИА СО РАН был разработан метод приемных векторов [Кузьмин, 1968].

Распределение КЛ по сфере $I(\theta, \varphi)$ за пределами магнитосферы можно представить разложением в ряд по системе сферических функций, являющихся решениями уравнения Лапласа:

$$I(\theta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos(m\varphi) + b_n^m \sin(m\varphi)) P_n^m(\sin \varphi), \quad (1)$$

где θ, φ — широтный и долготный углы в некоторой системе координат, $P_n^m(\sin \varphi)$ — присоединенные функции Лежандра. Это распределение удобно представить в виде многомерного вектора $\vec{A} = \{a_n^m, b_n^m\}$ с бесконечным числом компонент $0 \leq m \leq n \leq \infty$. Тогда для каждого точечного прибора можно определить приемный вектор \vec{R} такой, что интенсивность I , регистрируемая прибором, равна скалярному произведению:

$$I = \vec{A} \vec{R}. \quad (2)$$

Из приведенных уравнений следует, что

$$\vec{R} = \{x_n^m, y_n^m\}, \text{ где } x_n^m = \cos(m\varphi) P_n^m(\sin \varphi);$$

$$y_n^m = \sin(m\varphi) P_n^m(\sin \varphi). \quad (3)$$

Для нахождения приемных векторов реальных приборов должны быть известны: диаграммы направленности детектора $N(\theta, \varphi)$, коэффициенты связи $W(E)$ между вторичными и первичными частицами, энергетический спектр $f_n(E)$ исследуемых вариаций КЛ и асимптотические углы прихода частиц $\Psi(E, \theta, \varphi)$, $\Phi(E, \theta, \varphi)$. При разложении распределения КЛ по сферическим функциям ряд быстро сходится. Поэтому, кроме изотропной составляющей, обычно учитывают первые две гармоники распределения, эффекты от которых наблюдаются в эксперименте. В соответствии с этим в векторах \vec{A} и \vec{R} учитываются девять первых компонент.

Расчет приемных векторов проводится ниже для системы многонаправленных узкоугольных мюонных телескопов МНККЛ в Новосибирске. Регистрация мюонов КЛ осуществляется с помощью матриц детектирования, реализованных на основе газоразрядных пропорциональных счетчиков СГМ-14 [Янчуковский, 1994]. Выделение частиц по направлениям прихода производится путем 4-кратных совпадений сигналов в счетчиках четырех слоев, размещенных по два слоя над и под нейтронным монитором (рис. 1).

Счетчики, объединенные в детекторные блоки по три, в слоях расположены взаимно перпендикулярно и при включении их в схемы совпадений образуют площади детектирования размером 45×45 см (рис. 2).

Направления, по которым рассчитываются приемные векторы мюонных телескопов на газоразрядных счетчиках, определяются схемами совпадений и ориентацией прибора. Для комплекса мюонных телескопов Якутского спектрографа были выбраны следующие направления: вертикаль и зенитные углы 30°, 60° с севера и юга [Григорьев и др., 2007]. Комплекс мюонных телескопов установки КЛ в Новосибирске, где применен матричный метод детектирования с 4-кратными совпадениями, позволяет проводить регистрацию частиц по вертикали и под зенитными углами 26, 35, 44, 55, 63°. При этом азимутальные направления регистрации для этих зенитных углов обусловлены ориентацией секции нейтронного монитора, на котором расположен телескоп, и имеют направления N (север), S (юг), W (запад), E (восток) и промежуточные азимутальные направления NW, WS, SE и EN.

ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Каждый прибор при регистрации КЛ ориентирован в область небесной сферы, определяемую его диаграммой направленности $N(\theta, \varphi)d\omega$, где ω — телесный угол [Кузьмин, 1964]. В диаграмме направленности находят отражение как геометрические особенности прибора, так и зенитно-азимутальная

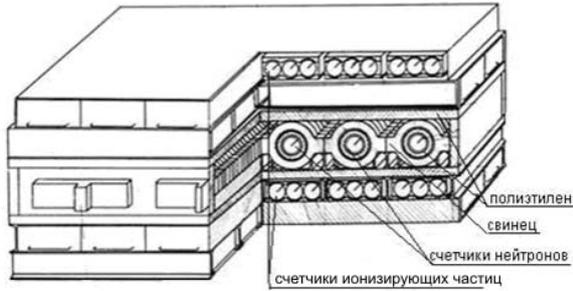


Рис. 1. Расположение счетчиков ионизирующих частиц телескопа в секции нейтронного монитора

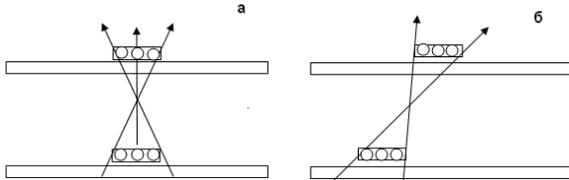


Рис. 2. Схематическое представление 4-кратных совпадений при регистрации частиц с вертикального направления (а) и с направления в 26° от вертикали (б)

угловая зависимость интенсивности регистрируемых частиц [Кузьмин, 1968].

Угловая зависимость интенсивности КЛ определяется выражением

$$I(\theta) = I_0 \cos^\gamma \theta, \tag{4}$$

где I_0 — абсолютная интенсивность частиц, приходящих с вертикального направления, которая составляет $0.5 \text{ см}^{-2} \text{ мин}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ [Мурзин, 1970], γ — показатель степени углового распределения частиц (для поверхности Земли $\gamma = 1.3$). Тогда скорость счета мюонного телескопа $N_{\text{счет}}$ находится как

$$N_{\text{счет}} = I_0 C, \tag{5}$$

где C называется светосилой телескопа [Кузьмин, 1968] и определяется выражением

$$C = \int_0^\theta \int_0^\phi S(\theta, \phi) \cos^{\gamma+1} \theta \sin \theta d\theta d\phi. \tag{6}$$

Здесь $S(\theta, \phi)$ — площадь, пересекаемая частицами при регистрации совпадений в выбранном направлении, в зависимости от зенитного θ и азимутального ϕ углов их прихода. Показатель γ в выражении (6) определяется уровнем наблюдения относительно поверхности Земли. Сторона квадратной ячейки детектирования $L=45$ см, а расстояние между нижним и верхним слоем ячеек, установленных на совпадение, $H=103$ см (рис. 2). Расчет диаграммы направленности для одного блока детектирования проводится для направлений регистрации под углами к зениту $0, 26, 44, 55$ и 63° . Оценка ожидаемых значений темпа счета частиц (без учета массы нейтронного монитора) осуществляется для различных зенитных углов мюонного телескопа. За 0° азимутального угла принимается фронтальное расположение нейтронного монитора в направлении 30° NW .

НАПРАВЛЕНИЕ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ ПОД ЗЕНИТНЫМ УГЛОМ 0° (ВЕРТИКАЛЬ)

Площадь $S(\theta, \phi)$, пересекаемая частицами при регистрации совпадений с вертикального направления, для одного блока детектирования находится как

$$S(\theta, \phi) = (L - H \text{tg} \theta \cos \phi)(L - H \text{tg} \theta \sin \phi), \tag{7}$$

где, из условия совпадений, каждый из множителей в скобках не может быть меньше нуля. При расчете диаграммы направленности выбор угла, по которому начинается интегрирование, определяется видом диаграммы — азимутальная или зенитная. Для светосилы телескопа, регистрирующего приход частиц с вертикального направления, имеем:

$$C_{\text{верт}} = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} S(\theta, \phi) \cos^{\gamma+1} \theta \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi. \tag{8}$$

Дополнительный $\cos \theta$ учитывает угол между поверхностью верхнего слоя матрицы детектирования и направлением падающих частиц. Телескоп для регистрации частиц с вертикального направления собирает частицы со всех азимутов, в этом случае величина $C_{\text{верт}}$ умножается на 4. Учитывая значение I_0 , получим темп счета одного блока $N_{\text{верт}} = 10026$ имп/ч. Тогда темп счета телескопа, в который входит 24 блока (одна секция установки), $N_{\text{верт}}^{24} = 240624$ имп/ч.

НАПРАВЛЕНИЯ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ ПОД ЗЕНИТНЫМИ УГЛАМИ $26, 44, 55$ И 63°

Для указанных зенитных углов рассмотрим азимутальные направления $30^\circ \text{ NW}, 30^\circ \text{ WS}, 30^\circ \text{ SE}, 30^\circ \text{ EN}$. Площадь $S(\theta, \phi)$, пересекаемая частицами при регистрации совпадений, для наклонных направлений телескопа будет состоять из двух частей:

$$S(\theta, \phi) = S_1(\theta, \phi) + S_2(\theta, \phi), \tag{9}$$

где $S_1(\theta, \phi) = (H \text{tg} \theta \cos \phi - r)(L - H \text{tg} \theta \sin \phi), \theta \leq \theta_T$; (10)

$$S_2(\theta, \phi) = (r_1 - H \text{tg} \theta \cos \phi)(L - H \text{tg} \theta \sin \phi), \theta \geq \theta_T. \tag{11}$$

Здесь θ_T — зенитный угол оси (направление) телескопа; r, r_1 — наименьшее и наибольшее расстояния в горизонтальной плоскости между сторонами верхних и нижних ячеек, включенных на совпадение. Для углов $\theta_T = 26, 44, 55$ и 63° имеем $r = 5, 55, 105$ и 155 см, $r_1 = 95, 145, 195$ и 245 см соответственно.

Согласно изложенной выше процедуре расчета темпа счета для телескопа, регистрирующего частицы с вертикального направления, получены ожидаемые значения темпа счета наклонных телескопов $N_{\theta_T}^n$ (здесь n — общее число пар ячеек, включенных на совпадение, для наклонного телескопа под углом к зениту θ_T):

$$N_{26}^{20} (\text{NW, SE}) = 130700 \text{ имп/ч};$$

$$N_{26}^{18} (\text{WS, EN}) = 117630 \text{ имп/ч};$$

$$N_{44}^{16} (\text{NW, SE}) = 35060 \text{ имп/ч};$$

$$N_{44}^{12} (\text{WS, EN}) = 26300 \text{ имп/ч};$$

$$N_{55}^{12} (\text{NW, SE}) = 7800 \text{ имп/ч};$$

$$N_{55}^6 (\text{WS, EN}) = 4000 \text{ имп/ч};$$

$$N_{63}^8 (\text{NW, SE}) = 1710 \text{ имп/ч}.$$

В скобках указаны азимутальные направления телескопов. На рис. 3 представлены зенитные и азимутальные диаграммы направленности для вертикального и наклонных направлений системы мюонных телескопов МНККЛ.

КОЭФФИЦИЕНТЫ СВЯЗИ

Коэффициенты связи W , согласно определению [Дорман, 1957], характеризуют относительную чувствительность детектора к протонам первичных космических лучей различных энергий. Коэффициенты связи для каналов матричного мюонного телескопа МНККЛ находились путем теоретических расчетов [Янчуковский, 1986] и экспериментально [Янчуковский, 2006б; Янчуковский, 2007] методом пробного детектора [Дворников и др., 1989]. Коэффициенты связи, нормированные на 100 %, определялись в виде

$$W(E, \theta_T) = a \frac{\exp\{-d[E\alpha + b]^{-c}\}}{[E\alpha + b]^{c+1}}, \quad (12)$$

где a — нормировочный коэффициент, который вычисляется как

$$a^{-1} = \int_{E_{\min}}^{\infty} \frac{\exp[-d(\alpha E + b)^{-c}]}{(\alpha E + b)^{c+1}} dE.$$

Здесь и в выражении (12) параметры b, c, d, α , нормировочный коэффициент a и пороговая энергия E_{\min} являются функциями θ_T (зенитного угла оси телескопа T). Параметры b, c, d, α определялись методом минимизации функционала [Янчуковский, 2007]. Для получения численных значений коэффициентов связи было использовано выражение (12). При расчетах здесь и далее использовался единый дискретный набор энергий — от пороговой $E_{\min}(\theta_T)$ для каждого направления θ_T регистрации частиц до энергий порядка 1000 ГэВ. Полученные результаты (после нормировки и учета толщины экрана по направлениям) представлены графически на рис. 4.

ТРАЕКТОРИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Расчет траекторий КЛ для ст. «Новосибирск» проводился для того же дискретного набора энергий, который использовался при расчетах коэффициентов связи. Поскольку диаграммы направленности мюонных телескопов имеют зависимость от азимутального угла (рис. 3), асимптотические углы прихода частиц $\Psi(E, \theta, \phi)$, $\Phi(E, \theta, \phi)$ рассчитывались с разрешением 8° по зениту (от 0° до 64°) и 10° по азимуту (от 0° до 350°). При этом были использованы коэффициенты разложения главного магнитного поля Земли, представленные 10 гармониками для эпохи 2000 г. [ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/models/geomagnetic/igrf/fortran_code]. Расчеты траекторий КЛ были выполнены согласно методике, изложенной в [Дорман и др., 1971]. При численном интегрировании применялся метод Эйлера, для которого начальный шаг h_0 подбирался эмпирически, исходя из точности решения.

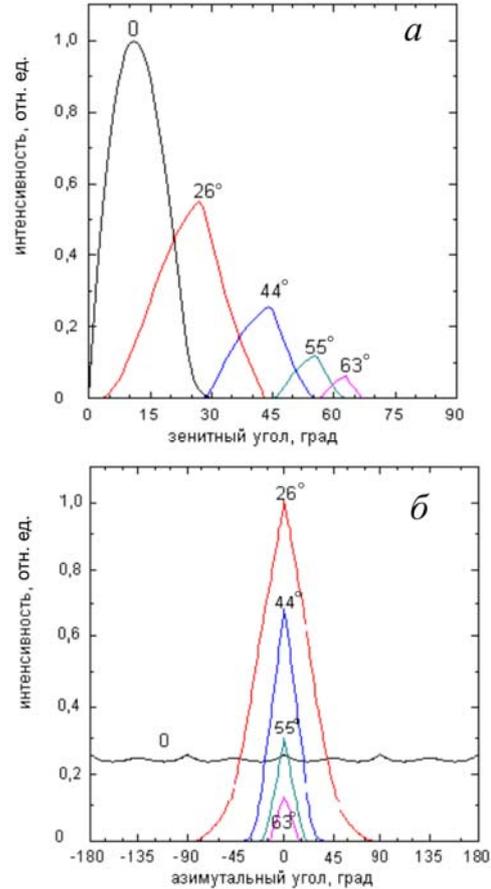


Рис. 3. Зенитные (а) и азимутальные (б) диаграммы направленности системы мюонных телескопов под углами к зениту 0, 26, 44, 55 и 63°

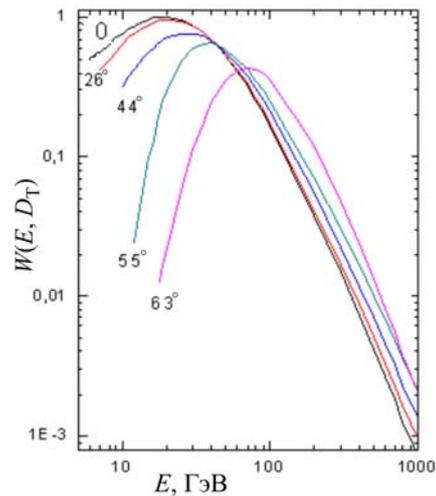


Рис. 4. Коэффициенты связи $W(E, \theta_T)$ для системы мюонных телескопов МНККЛ

Начиная с расстояния $3r_0$ (r_0 — радиус Земли), вклад в геомагнитное поле гармоник выше второй составляет менее 1 %, шаг h в дальнейшем выбирался как $h=h_0(r/3r_0)$. Расчеты траекторий проводились до выполнения одного из условий: $r \leq r_0$, $n = 15000$, $r \geq 25r_0$, где n — число шагов интегрирования. Выполнение первых двух условий соответствовало запрещенным

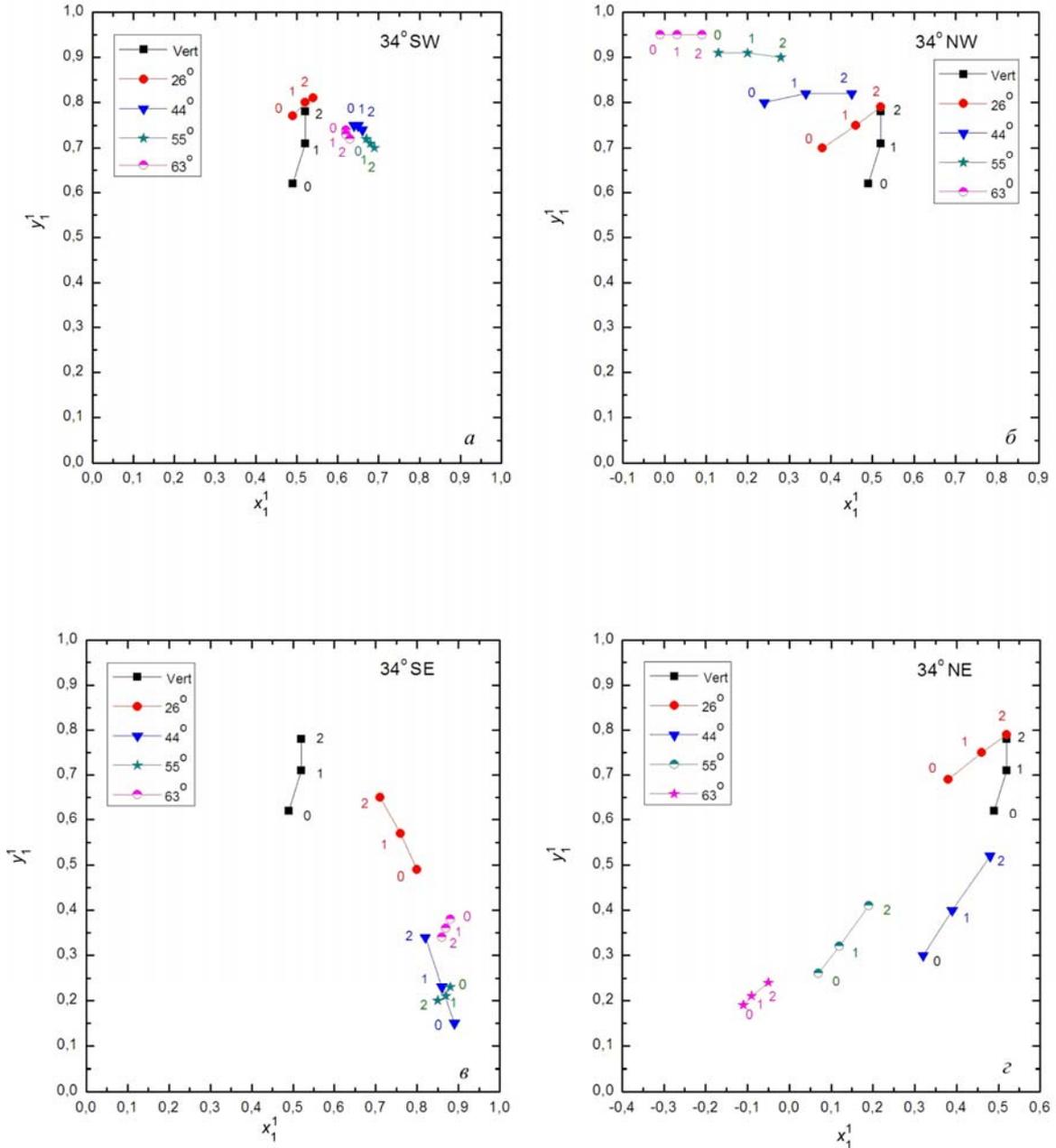


Рис. 5. Компоненты приемных векторов первой сферической гармоники мюонного телескопа КЛ в Новосибирске для азимутальных направлений SW (а), NW (б), SE (в) и NE (г) для $E_0=70$ ГэВ, время местное

траекториям. При достижении расстояния $25r_0$ интегрирование прекращалось и по конечным значениям траектории частицы определялись асимптотические широта $\Phi(E, \theta, \varphi)$ и долгота $\Psi(E, \theta, \varphi)$.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Имеющиеся результаты по определению энергетических спектров первой и второй сферических гармоник распределения КЛ дают широкую область спектральных изменений. Их выбор зависит от поставленных задач по исследованию распределения КЛ с помощью этих гармоник. Для определения компонент первой гармоники выбран спектр $f_1(E)$ вида

$$f_1(E) \sim E^{-\gamma}, \text{ если } E \leq E_0,$$

$$f_1(E) = 0, \text{ если } E > E_0.$$

Здесь γ принимает значения 0, 1, 2, а E_0 — 30, 70, 150 ГэВ.

Для определения второй сферической гармоники использован вид спектра $f_2(E)$ из работы [Кривошапки и др., 1989], где предложен экранировочный механизм его образования. После аппроксимации его можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} f_2(E) &\sim (E/E_0), \text{ если } E \leq E_0, \\ f_2(E) &\sim (E/E_0)^{-2}, \text{ если } E > E_0, \end{aligned} \quad (13)$$

где $E_0=30, 70, 150$ ГэВ.

ПРИЕМНЫЕ ВЕКТОРЫ

Расчет компонент приемных векторов осуществлялся исходя из выражения [Чирков и др., 1967]:

$$Z_n^m = \frac{\int_{E_{\min}}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} W(E) f_n(E) N(\theta, \varphi) \sin(\theta) e^{im\psi(E, \theta, \varphi)} P_n^m(\sin \Phi(E, \theta, \varphi)) dE d\theta d\varphi}{\int_{E_{\min}}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} W(E) f_n(E) N(\theta, \varphi) \sin(\varphi) dE d\theta d\varphi}, \quad (14)$$

где $Z_n^m = x_n^m + iy_n^m$.

Произведение $e^{im\psi(E, \theta, \varphi)} P_n^m(\sin \Phi(E, \theta, \varphi))$ содержит компоненты

$$\begin{aligned} x_1^0 &= \sin \Phi; x_1^1 = \cos \Phi \cos \Psi; y_1^1 = \cos \Phi \sin \Psi; \\ x_2^0 &= \frac{3}{2} \sin^2 \Phi - \frac{1}{2}; x_2^1 = \sin 2\Phi \cos \Psi; y_2^1 = \sin 2\Phi \sin \Psi; \\ x_2^2 &= \cos^2 \Phi \cos 2\Psi; y_2^2 = \cos^2 \Phi \sin 2\Psi. \end{aligned}$$

Компонента x_1^0 характеризует чувствительность данного детектора к вкладу первой гармоники в изотропную составляющую интенсивности КЛ; x_1^1 и y_1^1 — соответственно радиальная и азимутальная компоненты первой гармоники в географической (UT) или собственной (LT) системе координат. Компоненты приемных векторов LT предназначены для анализа данных по местному времени. Для метода глобальной съемки следует использовать компоненты приемных векторов UT (мировое время). Модуль $|Z_1^1| = \sqrt{(x_1^1)^2 + (y_1^1)^2}$ и угол $Q_1^1 = \arctg(y_1^1/x_1^1)$ характеризуют наблюдаемые изменения первичных параметров первой гармоники по амплитуде и фазе в зависимости от широты и долготы пункта наблюдения. Изменения амплитуды будут на величину $1/|Z_1^1|$, а фазы — на Q_1^1 градусов (т. е. при положительном значении будут смещены на более позднее время). Например, значения приемных коэффициентов мюонного телескопа ст. «Новосибирск» (LT) для вертикального направления для первой гармоники (суточная вариация) составляют $x_1^1 = 0.56$ и $y_1^1 = 0.75$. В этом случае модуль вектора $|Z_1^1| = 0.936$, а угол $Q_1^1 = 53.3^\circ$, т. е. наблюдаемая амплитуда будет уменьшена относительно первичной в 1.07 раза, а фаза смещена на 53.3° (на более позднее время).

Компонента x_2^0 характеризует вклад второй сферической гармоники в изотропную интенсивность КЛ. Составляющие x_2^1 и y_2^1 являются компонентами антисимметричной суточной вариации, обусловленной вкладом второй гармоники в первую. Ее фаза будет противоположна в Северном и Южном полушариях. Соответственно x_2^2 и y_2^2 представляют собой компоненты второй сферической гармоники распределения КЛ. Модули $|Z_2^1| = \sqrt{(x_2^1)^2 + (y_2^1)^2}$, $|Z_2^2| = \sqrt{(x_2^2)^2 + (y_2^2)^2}$ и углы $Q_2^1 = \arctg(y_2^1/x_2^1)$,

$Q_2^2 = \arctg(y_2^2/x_2^2)$ характеризуют их изменения относительно первичного распределения в зависимости от координат станции КЛ.

В качестве примера на рис. 5, а–г представлены компоненты приемных векторов первой сферической гармоники распределения космических лучей для азимутальных направлений 34° SW, 34° NW, 34° SE и 34° NE (LT) для $E_0=70$ ГэВ и $\gamma=0, 1, 2$. Результаты расчета компонент приемных векторов, полученные для первой и второй сферических гармоник распределения КЛ, в цифровом виде представлены в таблицах 1–7 (приложение А).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Найдены компоненты приемных векторов мюонного телескопа наблюдательного комплекса космических лучей ст. «Новосибирск». При этом были учтены конструктивные особенности установки, ее ориентация, диаграммы направленности в зависимости от зенитного и азимутального углов, коэффициенты связи системы телескопов, найденные экспериментально методом пробного детектора. Представленные приемные характеристики установки необходимы при анализе модуляционных эффектов интенсивности космических лучей в широком диапазоне энергий первичных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Ивануш Е.Г. и др. Выделение анизотропии космических лучей в реальном времени // Труды 28-й Всероссийской конференции по космическим лучам. М., 2004. DKL2209 (CD-ROM).
- Григорьев В.Г., Кривошапкин П.А., Крымский Г.Ф., Мамрукова В.П., Стародубцев С.А., Дьячковский М.Э. Приемные векторы комплекса мюонных телескопов станции Якутск // Сб. докладов Всерос. конф. «Современные проблемы космической физики». Якутск, 26–28 ноября 2007 г. Якутск: Изд-во Якутского научного центра СО РАН, 2007. С. 99–102.
- Григорьев В.Г., Чирков Н.П. Сеть станций космических лучей Сибири и Дальнего Востока: препринт ЯФ СО АН СССР. Якутск, 1978. 32 с.
- Дворников В.М., Сдобнов В.Е., Сергеев А.А., Сергеев А.В. Определение коэффициентов связи по вариациям жесткого спектра первичных космических лучей: препринт № 14–89. Иркутск: СибИЗМИР, 1989. 5 с.
- Дорман Л.И. Вариации космических лучей. М.: Гостехиздат, 1957. 285 с.
- Дорман Л.И., Смирнов В.С., Тясто М.И. Космические лучи в магнитном поле Земли. М.: Наука, 1971. 309 с.
- Колмогоров А.Н., Фомин С.В. Элементы теории функций и функционального анализа. М.: Наука, 1989. 624 с.
- Кривошапкин П.А., Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Скрипин Г.В. Характеристики межпланетного поля по данным полусуточных вариаций космических лучей // Геомагнетизм и аэрномия. 1969. Т. 9, № 2. С. 228–235.

Крымский Г.Ф., Алтухов А.М., Кузьмин А.И., Кривошапкин П.А., Скрипин Г.В., Чирков Н.П. Распределение космических лучей и приемные векторы детекторов // Геомagnetизм и аэрoномия. 1966. Т. 6, № 6. С. 991–996.

Кузьмин А.И. Вариации космических лучей высоких энергий. М.: Наука, 1964. 159 с.

Кузьмин А.И. Вариации космических лучей и солнечная активность. М.: Наука, 1968. 158 с.

Мурзин В.С. Физика космических лучей. М.: МГУ, 1970. 285 с.

Чирков Н.П., Алтухов А.М., Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Кузьмин А.И., Скрипин Г.В. Распределение космических лучей и приемные векторы детекторов. III // Геомagnetизм и аэрoномия. 1967. Т. 7, № 4. С. 620–631.

Янчуковский А.Л., Янчуковский В. Л. Спектрограф вариаций интенсивности космических лучей для мировой сети станций // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1982. Т. 46, № 9. С. 1746–1748.

Янчуковский В.Л. Регистрация направленной интенсивности космических лучей: препринт № 20. Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1986. 24 с.

Янчуковский В.Л. Большие пропорциональные счетчики для регистрации космических лучей // Геомagnetизм и аэрoномия. 1994. Т. 34, № 2. С. 151–154.

Янчуковский В.Л., Филимонов Г.Я. Спектрограф вариаций космических лучей на эффекте локальной генерации нейтронов // Астрономический вестник. 2000. Т. 34, № 2. С. 191–192.

Янчуковский В.Л. Телескоп космических лучей // Солнечно-земная физика. Новосибирск: Издательство СО РАН, 2006а. Вып. 9. С. 41–43.

Янчуковский В.Л. Оценка энергетических диаграмм мюонных телескопов методом пробного детектора // Вычислительные и информационные технологии в науке, технике и образовании. Труды Международной конференции. Павлодар: ПГУ РК, 2006б. С. 359–362.

Янчуковский В.Л. Коэффициенты связи для мюонов под различными углами к зениту // Современные проблемы космической физики. Труды Всероссийской конференции. Якутск: Издательство Якутского научного центра СО РАН, 2007. С. 103–106.

Янчуковский В.Л. Многоканальный наблюдательный комплекс космических лучей // Солнечно-земная физика. Новосибирск: Издательство СО РАН, 2010. Вып. 16. С. 107–109.

Mori S. Theoretical calculation of the cosmic ray diurnal variation. 1. Nucleonic component // *Nuovo Cimento*. 1968a. V. 58B (10). P. 1–57. DOI: 10.1007/BF02711778.

Mori S. Theoretical calculation of the cosmic-ray solar diurnal variation. 2. Meson component // *Nuovo Cimento*. 1968b. V. 58B (10). P. 58–70. DOI: 10.1007/BF02711779.

Yasue S., Mori S., Sakakibara S., Nagashima K. Coupling coefficients of cosmic ray daily variations for neutron monitor stations // Rep. of Cosmic Ray Research Laboratory. Nagoya University, 1982. No. 7. 6 p.

URL: ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/models/geomagnetic/igrf/fortran_code (accessed November 15, 2015)

REFERENCES

Belov A.V., Eroshenko E.A., Ivanus' E.G., et al. Real time detection of cosmic ray anisotropy. *Trudy 28 Vserossiiskoi konferentsii po kosmicheskim lucham* [Proc. 28th National Conference on Cosmic Rays]. Moscow, 2004. DKL2209 (CD-ROM) (in Russian).

Chirkov N.P., Altukhov A.M., Krymsky G.F., Krivoschapkin P.A., Kuz'min A.I., Skripin G.V. Cosmic ray distribution and receiving vectors of detectors. III. *Geomagnetizm i Aeronomiya*. [Geomagnetism and Aeronomy]. 1967, vol. 7, no. 4, pp. 620–631 (in Russian).

Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.A., Sergeev A.V. *Opreделение koeffitsientov svyazi po variatsiyam zhestkostonogo spektra pervichnykh kosmicheskikh luchej* [Determining Correlation Coefficients from Variations of Rigidity Spectrum of Primary Cosmic Rays]: Preprint 14–89. Irkutsk, SibIZMIR Publ., 1989, 5 p. (in Russian).

Dorman L.I. *Variatsii kosmicheskikh luchej* [Cosmic Ray Variations]. Moscow, Gostekhizdat Publ., 1957. 285 p. (in Russian).

Dorman L.I., Smirnov V.S., Tyasto M.I. *Kosmicheskie luchi v magnitnom pole Zemli* [Cosmic Rays in the Earth's Magnetic Field]. Moscow, Nauka Publ., 1971, 309 p. (in Russian).

Grigoryev V.G., Krivoschapkin P.A., Krymsky G.F., Mamrukova V.P., Starodubtsev S.A., D'yachkovsky M.E. Receiving vectors of Yakutsk station complex of muon telescopes. *Sbornik dokladov Vserossiiskoi konferentsii "Sovremennye problemy kosmicheskoi fiziki"* [Proc. National Conference "Present Problems of Space Physics"]. Yakutsk Scientific Centre SB RAS Publ., 2007, pp. 99–102 (in Russian).

Grigoryev V.G., Chirkov N.P. *Set' Stantsii kosmicheskikh luchej Sibiri i Dal'nego Vostoka* [Network of Siberian and Far East Cosmic Ray Stations]: Preprint of Yakutsk Affiliated Branch SB AS USSR. Yakutsk, 1978, 32 p. (in Russian).

Kolmogorov A.N., Fomin S.V. *Elementy teorii funktsii i funktsional'nogo analiza* [Elements of the Theory of Functions and Functional Analysis]. Moscow, Nauka Publ., 1989, 624 p. (in Russian).

Krivoschapkin P.A., Krymsky G.F., Kuz'min A.I., Skripin G.V. Interplanetary field characteristics from half-daily cosmic ray variations. *Geomagnetizm i Aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 1969, vol. 9, no. 2, pp. 228–235 (in Russian).

Krymsky G.F., Altukhov A.M., Kuz'min A.I., Krivoschapkin P.A., Skripin G.V., Chirkov N.P. Cosmic ray distribution and receiving vectors of detectors. *Geomagnetizm i Aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 1966, vol. 6, no. 6, pp. 991–996 (in Russian).

Kuz'min A.I. *Variatsii kosmicheskikh luchej vysokikh energii* [Variations of High-Energy Cosmic Rays]. Moscow, Nauka. Publ., 1964, 159 p. (in Russian).

Kuz'min A.I. *Variatsii kosmicheskikh luchej i solnechnaya aktivnost'* [Cosmic Ray Variations and Solar Activity]. Moscow, Nauka Publ., 1968, 158 p. (in Russian).

Mori S. Theoretical calculation of the cosmic ray diurnal variation. 1. Nucleonic component. *Nuovo Cimento*. 1968a, vol. 58B, no. 10, pp. 1–57. DOI: 10.1007/BF02711778.

Mori S. Theoretical calculation of the cosmic ray solar diurnal variation. 2. Meson component. *Nuovo Cimento*. 1968b, vol. 58B, no. 10, pp. 58–70. DOI: 10.1007/BF02711779.

Murzin V.S. *Fizika kosmicheskikh luchej* [Physics of Cosmic Rays]. Moscow, Moscow State University Publ., 1970, 285 p. (in Russian).

Yanchukovsky A.L., Yanchukovsky V.L. Spectrograph of cosmic ray intensity variations for the world network of stations. *Izvestiya AN SSSR. Ser. fizicheskaya*. [Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR. Physics]. 1982, vol. 46, no. 9, pp. 1746–1748 (in Russian).

Yanchukovsky V.L. *Registratsiya napravlennoi intensivnosti kosmicheskikh luchej* [Registration of Directed Intensity of Cosmic Rays]: Preprint no. 20. Novosibirsk, Institute of Geophysics and Geology Publ., 1986, 24 p. (in Russian).

Yanchukovskiy V.L. Large proportional counters for cosmic ray detection. *Geomagnetizm i Aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 1994, vol. 34, no. 2, pp. 151–154 (in Russian).

Yanchukovskiy V.L., Filimonov G.Ya. Spectrograph of cosmic ray variations based on the effect of local electron generation. *Astronomicheskii vestnik* [Solar System Research]. 2000, vol. 34, no. 2, pp. 191–192 (in Russian).

Yanchukovskiy V.L. Cosmic ray telescope. *Solnechno-zemnaya fizika* [Solar-Terrestrial Physics]. Novosibirsk, SB RAS Publ., 2006, iss. 9, pp. 41–43 (in Russian).

Yanchukovskiy V.L. Estimation of energy diagrams of muon telescopes using the method of probe detector. *Trudy Mezhdunarodnoi konferentsii "Vychislitel'nye i informatsionnye tekhnologii v nauke, tekhnike i obrazovanii"* [Proc. Intern. Conference "Computational and Informatic Technologies in Science, Engineering and Education"]. Pavlodar State University Publ., 2006, pp. 359–362 (in Russian).

Yanchukovskiy V.L. Correlation coefficients for muons at different angles to zenith. *Trudy Vserossiiskoi konferentsii "Sovremennye Problemy Kosmicheskoi Fiziki"* [Proc. National Conference "Present Problems of Space Physics"]. Yakutsk Scientific Centre SB RAS Publ., 2007, pp. 103–106 (in Russian).

Yanchukovskiy V.L. Multi-channel complex for cosmic ray observing. *Solnechno-zemnaya fizika* [Solar-Terrestrial Physics]. Novosibirsk, SB RAS Publ., 2010, no. 16, pp. 107–109 (in Russian).

Yasue S., Mori S., Sakakibara S., Nagashima K. Coupling coefficients of cosmic ray daily variations for neutron monitor stations. *Rep. of Cosmic Ray Research Laboratory*. Nagoya University, 1982, n. 7, 6 p.

URL:ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/models/geomagnetic/igrf/fortran_code (accessed November 15, 2015)

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Таблица 1

Компоненты приемных векторов первой гармоники в вертикальном направлении

		LT								
		$E_0=30$ ГэВ			$E_0=70$ ГэВ			$E_0=150$ ГэВ		
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
0	0	0.25	0.55	0.75	0.50	0.49	0.62	0.55	0.47	0.58
	1	0.16	0.55	0.78	0.30	0.52	0.71	0.33	0.51	0.69
	2	0.06	0.53	0.81	0.12	0.52	0.78	0.13	0.52	0.78
		UT								
		$E_0=30$ ГэВ			$E_0=70$ ГэВ			$E_0=150$ ГэВ		
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
0	0	0.25	-0.68	0.64	0.50	-0.56	0.56	0.55	-0.52	0.54
	1	0.16	-0.71	0.64	0.30	-0.64	0.60	0.33	-0.63	0.59
	2	0.06	-0.74	0.63	0.12	-0.71	0.62	0.13	-0.71	0.61

Таблица 2

Компоненты приемных векторов первой гармоники в направлениях $\varphi=34^\circ$ NE и $\theta=26, 44, 55, 63^\circ$

		LT								
		$E_0=30$ ГэВ			$E_0=70$ ГэВ			$E_0=150$ ГэВ		
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
26	0	0.22	0.50	0.80	0.49	0.38	0.69	0.55	0.35	0.64
	1	0.15	0.53	0.81	0.31	0.46	0.75	0.34	0.44	0.73
	2	0.09	0.55	0.81	0.16	0.52	0.79	0.17	0.52	0.78
44	0	0.64	0.44	0.51	0.82	0.32	0.30	0.84	0.31	0.31
	1	0.54	0.48	0.57	0.70	0.39	0.40	0.71	0.38	0.40
	2	0.43	0.53	0.62	0.54	0.48	0.52	0.55	0.47	0.52
55	0	0.75	0.25	0.55	0.92	0.07	0.26	0.92	0.05	0.29
	1	0.70	0.29	0.57	0.87	0.12	0.32	0.88	0.11	0.33
	2	0.64	0.33	0.60	0.79	0.19	0.41	0.80	0.18	0.41
63	0	0.78	0.15	0.57	0.95	-0.11	0.19	0.93	-0.13	0.28
	1	0.77	0.16	0.58	0.94	-0.09	0.21	0.93	-0.11	0.27
	2	0.75	0.18	0.60	0.92	-0.05	0.21	0.92	-0.07	0.27
		UT								
		$E_0=30$ ГэВ			$E_0=70$ ГэВ			$E_0=150$ ГэВ		
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
26	0	0.22	-0.74	0.59	0.49	-0.64	0.46	0.55	-0.59	0.43
	1	0.15	-0.74	0.62	0.31	-0.69	0.54	0.34	-0.67	0.53
	2	0.09	-0.73	0.65	0.16	-0.72	0.61	0.17	-0.71	0.61
44	0	0.64	-0.45	0.49	0.82	-0.11	0.34	0.84	-0.02	0.32
	1	0.54	-0.50	0.55	0.70	-0.27	0.43	0.71	-0.22	0.41
	2	0.43	-0.55	0.60	0.54	-0.43	0.53	0.55	-0.41	0.53
55	0	0.75	-0.51	0.32	0.92	-0.10	0.12	0.92	0.02	0.11
	1	0.70	-0.53	0.35	0.87	-0.21	0.17	0.88	-0.14	0.16
	2	0.64	-0.56	0.40	0.79	-0.33	0.25	0.80	-0.29	0.24
63	0	0.78	-0.55	0.21	0.95	0.03	0.14	0.93	0.18	0.17
	1	0.77	-0.56	0.23	0.94	-0.04	0.13	0.93	0.09	0.16
	2	0.75	-0.57	0.25	0.92	-0.13	0.13	0.92	-0.03	0.15

Таблица 3
Компоненты приемных векторов первой гармоники в направлениях $\varphi=34^\circ$ NW и $\theta=26^\circ, 44^\circ, 55^\circ, 63^\circ$

LT										
$E_0=30$ ГэВ			$E_0=70$ ГэВ				$E_0=150$ ГэВ			
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
26	0	0.21	0.50	0.81	0.48	0.38	0.70	0.54	0.35	0.65
	1	0.14	0.53	0.81	0.30	0.46	0.75	0.33	0.45	0.73
	2	0.08	0.55	0.81	0.15	0.52	0.79	0.16	0.52	0.78
44	0	0.09	0.44	0.87	0.41	0.24	0.80	0.48	0.19	0.75
	1	0.06	0.48	0.85	0.27	0.34	0.82	0.31	0.32	0.80
	2	0.04	0.52	0.83	0.14	0.45	0.82	0.16	0.44	0.82
55	0	-0.07	0.37	0.91	0.26	0.13	0.91	0.36	0.07	0.87
	1	-0.08	0.39	0.90	0.17	0.20	0.91	0.23	0.16	0.89
	2	-0.09	0.42	0.88	0.09	0.28	0.90	0.12	0.26	0.90
63	0	-0.20	0.32	0.92	0.22	-0.01	0.95	0.35	-0.09	0.90
	1	-0.20	0.33	0.91	0.17	0.03	0.95	0.27	-0.04	0.91
	2	-0.20	0.35	0.91	0.10	0.09	0.95	0.18	0.03	0.93
UT										
$E_0=30$ ГэВ			$E_0=70$ ГэВ				$E_0=150$ ГэВ			
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
26	0	0.21	-0.74	0.59	0.48	-0.64	0.46	0.54	-0.60	0.43
	1	0.14	-0.74	0.62	0.30	-0.68	0.55	0.33	-0.68	0.53
	2	0.08	-0.74	0.64	0.15	-0.72	0.61	0.16	-0.72	0.61
44	0	0.09	-0.81	0.54	0.41	-0.76	0.34	0.48	-0.72	0.28
	1	0.06	-0.78	0.58	0.27	-0.77	0.44	0.31	-0.76	0.41
	2	0.04	-0.76	0.62	0.14	-0.76	0.54	0.16	-0.76	0.53
55	0	-0.07	-0.86	0.48	0.26	-0.88	0.24	0.36	-0.85	0.18
	1	-0.08	-0.85	0.50	0.17	-0.88	0.31	0.23	-0.86	0.27
	2	-0.09	-0.83	0.53	0.09	-0.86	0.39	0.12	-0.86	0.37
63	0	-0.20	-0.87	0.43	0.22	-0.94	0.11	0.35	-0.90	0.02
	1	-0.20	-0.87	0.44	0.17	-0.94	0.15	0.27	-0.91	0.07
	2	-0.20	-0.86	0.46	0.10	-0.93	0.20	0.18	-0.92	0.14

Таблица 4
Компоненты приемных векторов первой гармоники в направлениях $\varphi=34^\circ$ SE и $\theta=26, 44, 55, 63^\circ$

LT										
$E_0=30$ ГэВ			$E_0=70$ ГэВ				$E_0=150$ ГэВ			
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
26	0	0.19	0.77	0.58	0.27	0.80	0.49	0.29	0.80	0.47
	1	0.15	0.74	0.62	0.20	0.76	0.57	0.21	0.77	0.55
	2	0.10	0.69	0.68	0.13	0.71	0.65	0.13	0.71	0.64
44	0	0.42	0.84	0.26	0.38	0.89	0.15	0.36	0.90	0.14
	1	0.40	0.82	0.33	0.38	0.86	0.23	0.38	0.86	0.22
	2	0.37	0.79	0.40	0.37	0.82	0.34	0.36	0.82	0.33
55	0	0.54	0.82	0.13	0.37	0.88	0.23	0.33	0.89	0.25
	1	0.54	0.82	0.15	0.42	0.87	0.21	0.39	0.87	0.22
	2	0.54	0.81	0.17	0.46	0.85	0.20	0.44	0.85	0.21
63	0	0.55	0.80	0.21	0.25	0.88	0.38	0.17	0.89	0.39
	1	0.55	0.80	0.20	0.28	0.87	0.36	0.22	0.88	0.38
	2	0.56	0.80	0.19	0.33	0.86	0.34	0.28	0.87	0.35

Окончание таблицы 4

UT										
$E_0=30$ ГэВ					$E_0=70$ ГэВ			$E_0=150$ ГэВ		
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
26	0	0.19	-0.48	0.84	0.27	-0.39	0.85	0.29	-0.37	0.86
	1	0.15	-0.53	0.81	0.20	-0.47	0.83	0.21	-0.46	0.83
	2	0.10	-0.59	0.77	0.13	-0.56	0.78	0.13	-0.55	0.78
44	0	0.42	-0.15	0.86	0.38	0.03	0.89	0.36	0.06	0.90
	1	0.40	-0.22	0.85	0.38	-0.08	0.88	0.38	-0.06	0.88
	2	0.37	-0.30	0.84	0.37	-0.21	0.85	0.36	-0.21	0.85
55	0	0.54	0.13	0.81	0.37	0.31	0.85	0.33	0.34	0.86
	1	0.54	0.09	0.81	0.42	0.26	0.84	0.39	0.28	0.85
	2	0.54	0.04	0.81	0.46	0.18	0.83	0.44	0.19	0.83
63	0	0.55	0.29	0.77	0.25	0.48	0.83	0.17	0.50	0.84
	1	0.55	0.28	0.77	0.28	0.46	0.82	0.22	0.48	0.83
	2	0.56	0.26	0.77	0.33	0.44	0.81	0.28	0.45	0.82

Таблица 5

Компоненты приемных векторов первой гармоники в направлениях $\varphi=34^\circ$ SW и $\theta=26, 44, 55, 63^\circ$

LT										
$E_0=30$ ГэВ					$E_0=70$ ГэВ			$E_0=150$ ГэВ		
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
26	0	0.06	0.55	0.81	0.28	0.49	0.77	0.34	0.47	0.75
	1	0.03	0.56	0.82	0.15	0.52	0.80	0.18	0.51	0.79
	2	0.00	0.55	0.82	0.05	0.54	0.81	0.06	0.54	0.81
44	0	-0.07	0.67	0.74	0.04	0.64	0.75	0.08	0.63	0.75
	1	-0.06	0.67	0.73	0.00	0.65	0.75	0.02	0.65	0.75
	2	-0.04	0.67	0.74	-0.02	0.66	0.74	-0.02	0.66	0.74
55	0	-0.18	0.71	0.68	-0.13	0.67	0.72	-0.09	0.66	0.73
	1	-0.17	0.71	0.67	-0.14	0.68	0.71	-0.12	0.67	0.72
	2	-0.15	0.72	0.67	-0.15	0.69	0.70	-0.14	0.69	0.70
63	0	-0.28	0.69	0.66	-0.26	0.62	0.74	-0.21	0.61	0.76
	1	-0.28	0.70	0.66	-0.27	0.62	0.73	-0.23	0.62	0.74
	2	-0.27	0.70	0.65	-0.27	0.63	0.72	-0.25	0.63	0.73
UT										
$E_0=30$ ГэВ					$E_0=70$ ГэВ			$E_0=150$ ГэВ		
θ°	γ	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1	x_1^0	x_1^1	y_1^1
26	0	0.06	-0.74	0.65	0.28	-0.71	0.58	0.34	-0.69	0.56
	1	0.03	-0.74	0.65	0.15	-0.73	0.61	0.18	-0.72	0.61
	2	0.00	-0.75	0.65	0.05	-0.74	0.63	0.06	-0.74	0.63
44	0	-0.07	-0.65	0.75	0.04	-0.67	0.73	0.08	-0.67	0.72
	1	-0.06	-0.65	0.75	0.00	-0.66	0.74	0.02	-0.66	0.73
	2	-0.04	-0.65	0.75	-0.02	-0.66	0.74	-0.02	-0.66	0.74
55	0	-0.18	-0.59	0.78	-0.13	-0.64	0.75	-0.09	-0.65	0.75
	1	-0.17	-0.58	0.79	-0.14	-0.62	0.76	-0.12	-0.63	0.76
	2	-0.15	-0.58	0.80	-0.15	-0.61	0.77	-0.14	-0.61	0.77
63	0	-0.28	-0.57	0.77	-0.26	-0.66	0.70	-0.21	-0.68	0.70
	1	-0.28	-0.57	0.77	-0.27	-0.65	0.71	-0.23	-0.66	0.70
	2	-0.27	-0.56	0.78	-0.27	-0.63	0.72	-0.25	-0.65	0.71

Таблица 6

Компоненты приемных векторов (UT) второй гармоники

θ°	$E_0, \text{ГэВ}$	x_2^0	x_2^1	y_2^1	x_2^2	y_2^2
Вертикаль						
0	30	-0.02	-0.51	0.53	0.02	-0.67
	70	0.29	-0.53	0.64	-0.04	-0.45
	150	0.41	-0.46	0.65	-0.06	-0.36
Направление $\varphi=34^\circ \text{ SW}$						
26	30	-0.27	-0.16	0.64	-0.67	-0.42
	70	-0.23	-0.11	0.71	-0.73	-0.26
	150	-0.22	-0.08	0.73	-0.74	-0.19
44	30	0.08	0.16	0.88	-0.45	0.17
	70	-0.02	0.32	0.80	-0.41	0.44
	150	-0.09	0.34	0.74	-0.39	0.53
55	30	0.24	0.44	0.78	-0.16	0.40
	70	0.02	0.56	0.66	-0.04	0.61
	150	-0.10	0.53	0.57	0.01	0.71
63	30	0.05	0.63	0.55	0.14	0.59
	70	-0.15	0.62	0.45	0.24	0.71
	150	-0.28	0.50	0.35	0.29	0.79
Направление $\varphi=34^\circ \text{ NW}$						
26	30	-0.07	-0.56	0.37	0.22	-0.65
	70	0.29	-0.66	0.42	0.16	-0.42
	150	0.44	-0.59	0.41	0.12	-0.32
44	30	-0.20	-0.52	0.16	0.46	-0.59
	70	0.14	-0.76	0.16	0.42	-0.32
	150	0.33	-0.74	0.10	0.31	-0.21
55	30	-0.34	-0.32	0.02	0.67	-0.51
	70	-0.13	-0.69	0.03	0.67	-0.23
	150	0.02	-0.77	-0.05	0.55	-0.10
63	30	-0.32	-0.38	-0.05	0.78	-0.21
	70	-0.21	-0.66	-0.07	0.77	0.00
	150	-0.01	-0.79	-0.19	0.60	0.15
Направление $\varphi=34^\circ \text{ SE}$						
26	30	-0.37	-0.19	0.47	-0.58	-0.66
	70	-0.30	-0.20	0.58	-0.64	-0.55
	150	-0.26	-0.19	0.63	-0.65	-0.50
44	30	-0.25	0.01	0.70	-0.76	0.04
	70	-0.31	0.08	0.62	-0.80	0.22
	150	-0.33	0.09	0.58	-0.80	0.28
55	30	-0.22	0.21	0.68	-0.61	0.48
	70	-0.35	0.20	0.50	-0.61	0.63
	150	-0.39	0.17	0.40	-0.61	0.68
63	30	-0.36	0.22	0.40	-0.45	0.77
	70	-0.44	0.15	0.24	-0.45	0.84
	150	-0.47	0.07	0.10	-0.45	0.85
Направление $\varphi=34^\circ \text{ NE}$						
26	30	-0.05	-0.57	0.37	0.21	-0.64
	70	0.31	-0.65	0.42	0.16	-0.40
	150	0.46	-0.58	0.41	0.11	-0.31
44	30	0.59	-0.19	0.52	-0.02	-0.19
	70	0.71	0.24	0.45	0.02	0.01
	150	0.64	0.43	0.42	0.08	0.08
55	30	0.74	-0.27	0.23	0.09	-0.12
	70	0.83	0.22	0.14	0.09	-0.01
	150	0.72	0.16	0.13	0.17	0.02
63	30	0.78	0.04	0.25	0.09	0.03
	70	0.77	0.41	0.32	0.08	0.09
	150	0.59	0.65	0.32	0.20	0.16

Таблица 7

Компоненты приемных векторов (LT) второй гармоники

θ°	$E_0, \text{ГЭВ}$	x_2^0	x_2^1	y_2^1	x_2^2	y_2^2
Вертикаль						
0	30	-0.02	0.46	0.57	-0.18	0.65
	70	0.29	0.57	0.61	-0.07	0.45
	150	0.41	0.59	0.54	-0.03	0.36
Направление $\varphi=34^\circ \text{ SW}$						
26	30	-0.27	0.62	0.24	0.55	0.57
	70	-0.23	0.69	0.20	0.65	0.43
	150	-0.22	0.72	0.17	0.68	0.38
44	30	0.08	0.89	0.22	0.48	0.30
	70	-0.02	0.84	0.28	0.50	0.40
	150	-0.09	0.78	0.29	0.50	0.47
55	30	0.24	0.83	0.40	0.25	0.40
	70	0.02	0.73	0.49	0.19	0.60
	150	-0.10	0.63	0.47	0.16	0.69
63	30	0.05	0.62	0.56	0.01	0.61
	70	-0.15	0.53	0.56	-0.06	0.75
	150	-0.28	0.41	0.45	-0.09	0.84
Направление $\varphi=34^\circ \text{ NW}$						
26	30	-0.07	0.30	0.60	-0.37	0.58
	70	0.29	0.34	0.70	-0.26	0.36
	150	0.44	0.33	0.63	-0.19	0.28
44	30	-0.20	0.10	0.53	-0.59	0.46
	70	0.14	0.07	0.77	-0.48	0.21
	150	0.33	0.01	0.74	-0.38	0.13
55	30	-0.34	-0.02	0.32	-0.77	0.33
	70	-0.13	-0.05	0.68	-0.70	0.06
	150	0.02	-0.14	0.76	-0.56	-0.04
63	30	-0.32	-0.10	0.37	-0.81	0.02
	70	-0.21	-0.15	0.64	-0.74	-0.19
	150	-0.01	-0.29	0.76	-0.54	-0.29
Направление $\varphi=34^\circ \text{ SE}$						
26	30	-0.37	0.44	0.25	0.41	0.78
	70	-0.30	0.56	0.27	0.48	0.69
	150	-0.26	0.61	0.27	0.51	0.64
44	30	-0.25	0.69	0.11	0.75	0.24
	70	-0.31	0.63	0.08	0.83	0.19
	150	-0.33	0.58	0.07	0.84	0.20
55	30	-0.22	0.70	0.15	0.71	0.36
	70	-0.35	0.52	0.15	0.74	0.48
	150	-0.39	0.42	0.12	0.75	0.52
63	30	-0.36	0.42	0.17	0.63	0.64
	70	-0.44	0.26	0.12	0.64	0.71
	150	-0.47	0.11	0.06	0.65	0.72
Направление $\varphi=34^\circ \text{ NE}$						
26	30	-0.05	0.30	0.61	-0.36	0.57
	70	0.31	0.34	0.70	-0.25	0.35
	150	0.46	0.33	0.62	-0.19	0.27
44	30	0.59	0.50	0.44	-0.02	0.24
	70	0.71	0.47	0.45	-0.02	0.17
	150	0.64	0.46	0.55	-0.06	0.20
55	30	0.74	0.15	0.53	-0.12	0.10
	70	0.83	0.05	0.49	-0.09	0.03
	150	0.72	0.04	0.63	-0.17	0.03
63	30	0.78	-0.18	0.48	-0.10	-0.03
	70	0.77	-0.26	0.53	-0.11	-0.08
	150	0.59	-0.23	0.72	-0.23	-0.11

ВВЕДЕНИЕ

Приемные векторы были рассчитаны ранее для нейтронных мониторов [Mori, 1968a; Yasue et al., 1982; Григорьев, Чирков, 1978] и мюонных телескопов [Mori, 1968b; Григорьев и др., 2007]. Большая часть мюонных телескопов сети станций космических лучей (КЛ), для которых были выполнены расчеты приемных векторов, в настоящее время не работает. В последние годы появился ряд новых, более совершенных детекторов, которые, к сожалению, используются ограниченно из-за отсутствия для них приемных коэффициентов. К таким детекторам относится и матричный телескоп в Новосибирске. Многоканальный наблюдательный комплекс КЛ (МНККЛ) в Новосибирске [Янчуковский, 2010] функционально включает в себя нейтронный монитор 24NM-64, спектрограф, использующий эффект локальной генерации нейтронов [Янчуковский, Янчуковский, 1982; Янчуковский, Филимонов, 2000], и матричный мюонный телескоп [Янчуковский, 2006а]. Матричная структура обеспечивает создание в одном пункте целой системы многонаправленных мюонных телескопов. Для наблюдения анизотропии КЛ мюонные телескопы более пригодны, чем нейтронные мониторы, поскольку являются узконаправленными. Определение анизотропии и градиентов КЛ с энергией 1-250 ГэВ необходимо для разработки методов диагностики межпланетной среды по данным наземных наблюдений КЛ. Метод глобальной съемки, разработанный в ИКФИА СО РАН [Крымский и др., 1966], позволяет определять анизотропию КЛ в каждый момент времени и делает возможным исследование быстрых флуктуаций анизотропии, связанных с динамикой межпланетной среды. Он объединяет три метода [Белов и др., 2004]:

- метод коэффициента связи [Дорман, 1957];
- метод траекторных расчетов движения частиц в магнитном поле Земли [Дорман и др., 1971];
- метод сферического анализа, позволяющий выделить сферические гармоники для дальнейшего анализа [Колмогоров, Фомин, 1989].

Коэффициентами гармоник являются коэффициенты приемных векторов детекторов КЛ и вектор, характеризующий анизотропию КЛ в межпланетном пространстве.