УДК 533.9.08

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИСКУССТВЕННОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ЛИНИИ 630 НМ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ СТЕНДА «СУРА»

А.В. Шиндин^{1*}, В.В. Клименко^{1,2}, Д.А. Когогин^{1,3}, А.Б. Белецкий^{1,4}, С.М. Грач¹, И.А. Насыров^{1,3}, Е.Н. Сергеев¹

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород;

² Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

³ Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань;

 4 Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

В работе описана методика и представлены результаты моделирования и восстановления пространственного распределения возбуждённых атомов кислорода в возмущённой мощным коротковолновым радиоизлучением области ионосферы по данным двухпозиционной регистрации искусственного оптического свечения в красной линии (на длине волны $\lambda = 630$ нм). Воздействие на ионосферу осуществлялось с помощью стенда «Сура», регистрация портретов ночного неба в красной линии выполнялась в двух приёмных пунктах — непосредственно на стенде и в 170 км к востоку от него. Результаты сопоставлены с данными вертикального зондирования ионосферы. Установлено, что в ходе экспериментов высота центра области генерации свечения равнялась примерно 250 км и не зависела от высоты резонансов волны накачки. Характерный размер области составлял 35 км, а форма изоповерхностей распределения хорошо описывалась наклонными сфероидами или каплевидной формой. Среднее за время эксперимента значение максимальной концентрации возбуждённых атомов составило около 1 000 см⁻³.

ВВЕДЕНИЕ

Искусственное свечение ионосферы наблюдается в *F*-области под воздействием мощного электромагнитного излучения в результате следующей цепочки явлений: 1) взаимодействие волны накачки обыкновенной поляризации (о) на частоте f_0 , меньшей критической частоты F_2 -слоя ионосферы f_{0F_2} , с ионосферной плазмой приводит к генерации плазменных волн в области отражения волны накачки; 2) плазменные волны эффективно ускоряют свободные электроны; 3) электроны, приобретающие в результате ускорения необходимую энергию $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{ex}$, при столкновениях возбуждают определённые энергетические уровни нейтральных атомов ионосферного газа; 4) в процессе релаксации возбуждённого атома до основного состояния происходит высвечивание фотона. Основной наблюдаемой линией свечения на нагревном стенде «Сура» (Нижегородская область, пос. Васильсурск) является красная линия (длина волны $\lambda = 630$ нм), связанная с излучением атомарного кислорода при переходе электрона с уровня $O(^1D)$ в основное состояния $O(^3P)$ с энергией возбуждения $\mathcal{E}_{ex} = 1,96$ эВ и временем жизни $\tilde{\tau} = 10^{-7}$ с.

С 1970-х годов регистрация и анализ характеристик искусственного свечения ионосферы применяется для диагностики возмущённой высокочастотным радиоизлучением области ионосферы [1] наряду с вертикальным/наклонным зондированием ионосферы, регистрацией искусственного радиоизлучения ионосферы и др. Большинство экспериментов по регистрации свечения проводится в одной точке, расположенной вблизи нагревного стенда. В этом случае определить пространственные параметры области свечения нельзя. Тем не менее, важен вопрос о том, как

А.В. Шиндин, В.В. Клименко, Д.А. Когогин и др.

2017

^{*} shindin@rf.unn.ru

соотносится высота области свечения с областями плазменных резонансов. В случае регистрации искусственного свечения в нескольких разнесённых в пространстве пунктах появляется возможность оценить пространственные характеристики светящейся области, а при использовании подходящей модели — определить параметры трёхмерного распределения возбуждённых атомов кислорода. Известно, что высотный профиль яркости свечения в полярном сиянии при торможении пучка электронов в плотных слоях атмосферы зависит от вертикального профиля плотности нейтральной атмосферы и энергетического спектра электронов в пучке. Следовательно, измерения вертикального профиля яркости искусственного свечения представляют интерес как метод исследования энергетических характеристик надтепловых электронов и экспериментальной проверки теоретических моделей их ускорения и транспортировки вверх и вниз от турбулентного слоя.

Целью данной работы является исследование пространственных характеристик области искусственного свечения ионосферы в линии 630 нм, в частности высотного профиля яркости свечения, высоты максимума яркости свечения и её соотношения с высотой диссипации волны накачки (высотой области плазменной высокочастотной турбулентности). Однопозиционные наблюдения искусственного свечения ионосферы в красной линии 630 нм проводятся на стенде «Сура» с 1990 года [2–7]. В 2014 и 2016 годах на стенде «Сура» были проведены успешные эксперименты по регистрации искусственного свечения ионосферы в линии $\lambda = 630$ нм в двух разнесённых в пространстве пунктах наблюдения. Это первые наблюдения такого рода на среднеширотном нагревном стенде с использованием чувствительных ПЗС-камер. В экспериментах [8], также проведённых на среднеширотном стенде, для определения высоты максимума использовались сканирующие по углу места фотометры. Было показано, что при относительно небольших высотах отражения волны накачки (около 250 км) высота максимума яркости искусственного свечения и высота точки отражения волны накачки совпадали с точностью до экспериментальной ошибки $\pm(10\div25)$ км. При бо́льших высотах точки отражения волны накачки (280 $\div320$ км) максимум яркости свечения всегда оставался ниже 280 км и между возмущённой турбулентной областью ионосферы и свечением появлялся просвет, в несколько раз превышавший величину экспериментальной ошибки. В работах [9, 10] приведены результаты, полученные в условиях субполярной ионосферы, которая характеризуется другими наклонением геомагнитного поля и высотным распределением нейтральных атомов. Было показано, что максимум яркости свечения располагался на 15 ÷ 25 км ниже точки отражения волны накачки. В целом, опубликованных на данный момент экспериментальных данных [8–11] недостаточно для построения физической модели ускорения и распространения электронов из области плазменной турбулентности.

В разделе 1 данной статьи описана постановка экспериментов и приведены параметры оборудования. Поскольку технические характеристики используемых при наблюдениях ПЗС-камер значительно отличались, то потребовалась разработка специальной процедуры калибровки и обработки изображений, включающей астрометрическую и фотометрическую калибровки изображений звёздного неба (см. раздел 2 и Приложение 2 соответственно), а также методику выделения на изображениях пятен искусственного свечения (раздел 3). Пятном свечения будем называть область повышенной яркости изображения, связанную с искусственным свечением ионосферы. Раздел 4 посвящён моделированию пространственного распределения концентрации возбуждённых атомов кислорода O(¹D) и решению обратной задачи определения параметров модели. В разделе 5 приводятся результаты моделирования в сопоставлении с данными вертикального зондирования ионосферы с помощью ионозондов. Раздел 6 посвящён обсуждению результатов, а в заключении (раздел 7) сформулированы основные выводы.

951

1. АППАРАТУРА И ОРГАНИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты были проведены 24 и 26 августа 2014 года и 29 августа 2016 года на стенде «Сура» (географические координаты 56,15° с. ш., 46,10° в. д., магнитное склонение 11,2°, магнитное наклонение по данным IGRF-12 [12] на уровне 250 км от земной поверхности 71,9°). Воздействие на ионосферу осуществлялось с помощью коротковолнового радиоизлучения обыкновенной поляризации при вертикальной ориентации диаграммы направленности стенда (технические характеристики излучающей системы стенда «Сура» приведены, например, в работе [2]). Использовались следующие частоты воздействия $f_0 < f_{0F_2}$: 24.08.2014 — 4740 кГц (эффективная излучаемая мощность $P_{эф} \approx 85$ МВт), 26.08.2014 — 5640 кГц ($P_{эф} \approx 125$ МВт) и 4410 кГц ($P_{эф} \approx 80$ МВт), 29.08.2016 — 4300 кГц ($P_{эф} \approx 65$ МВт) и 4350 кГц ($P_{эф} \approx 70$ МВт). Воздействие осуществлялось в импульсном режиме с периодом 6 мин и длительностью импульса 3 мин, а также с периодом 12 мин и длительностью импульса 8 мин. Эксперименты сопровождались работой станций вертикального зондирования ионосферы САDI [13] и «Циклон» (КФУ).

Регистрация искусственного свечения проводилась в двух пунктах: пункт А расположен в непосредственной близости (на расстоянии около 850 м) от антенной системы стенда «Сура»; пункт Б находится на территории магнитной обсерватории КФУ (географические координаты 55,56° с.ш., 48,45° в. д., расстояние от нагревного стенда около 170 км). В 2014 году на пункте А измерения проводились с помощью цифровой светочувствительной ФПЗС-камеры S1C/079-FU (далее S1C) [14] (размер кадра 578×578 пикселов) со светосильным объективом Юпитер-НС NC2 [15] с полем зрения 20°, фокусным расстоянием 35 мм и относительным отверстием 1 : 05. В 2016 году на пункте A измерения проводились с помощью камеры SBIG-8300M (далее SBIG) [16] (размер кадра 3.326×2.504 пикселов) с объективом Canon EF 50mm f/1.2L USM с полем зрения $20^{\circ} \times$ $imes 15^{\circ}$. На обеих камерах были установлены светофильтры на длину волны $\lambda = 6\,300\,{
m \AA}$ с полосой пропускания $\Delta \lambda = 100$ Å. Пункт *B* оснащался камерой KEO Sentinel (далее KEO) [17] (размер кадра 2048×2048 пикселов) с объективом с полем зрения 150° со светофильтром на длину волны $\lambda = 6\,300\,\mathrm{\AA}$ с полосой пропускания $\Delta\lambda = 20\,\mathrm{\AA}$. Для увеличения чувствительности съёмка велась с использованием бинирования (объединения пикселов) 2×2 , 9×9 и 4×4 для камер S1C, SBIG и KEO соответственно. В экспериментах 2014 года длительность экспозиции камеры S1C составляла 15 с, камеры KEO — 30 с. В экспериментах 2016 года длительность экспозиции камер SBIG и КЕО равнялась 25 с.

2. АСТРОМЕТРИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ЗВЁЗДНОГО НЕБА

Астрометрическая калибровка необходима для того, чтобы связать координаты в пикселах изображения с угловыми координатами на небесной сфере. В астрономических исследованиях обычно используется либо Международная небесная система координат (International Celestial Reference System, ICRS), либо экваториальная система координат эпохи J2000. На текущий момент существует как минимум два бесплатных программных пакета (IzmCCD [18, 19] и Astrometry.net [20, 21], последний является ещё и пакетом с открытым исходным кодом), которые реализуют астрономическую калибровку автоматически на основе анализа взаимного расположения звёзд на снимке. Применяемая в этих пакетах методика зависит от типа проекции небесной сферы, используемого для получения плоского изображения [22]. В оптической астрономии широко используется гномоническая проекция; в этом случае оба пакета успешно справляются с астрометрической калибровкой. В камерах всего неба, оснащённых объективом типа «рыбий глаз», как правило используется зенитная эквидистантная проекция, и при этом, ввиду наличия геометри-

ческих искажений на периферии кадра, автоматическая астрометрическая калибровка сильно затруднена.

Поскольку область свечения вращается вместе с Землёй, а ориентация камер не менялась в течение эксперимента, то для целей настоящего исследования больше всего подходит астрометрическая калибровка, связанная с определением по координатам пиксела изображения горизонтных координат: высоты (угла места) и азимута объекта. И хотя нет никаких сложностей в переходе между системами небесных координат, он не реализован на данный момент ни в одной известной авторам программе. Поэтому для астрометрической калибровки изображений в данной работе используется методика, изложенная в [23], модифицированная нами для получения горизонтных координат.

С помощью пакета Astrometry.net автоматически составлялась таблица ярких (опорных) звёзд, имеющихся на снимке. Каждой звезде ставились в соответствие две пары координат: (x, y)в системе координат, связанной с плоскостью кадра, и (α, δ) в экваториальной системе координат эпохи J2 000. Для камеры KEO для получения подобной таблицы требовалось вручную идентифицировать звёзды на снимке и получить их экваториальные координаты из звёздного каталога. Затем экваториальные координаты преобразовывались в горизонтные (высоту h и азимут A). Из полученной таблицы пар координат (x, y) - (h, A) ярких звёзд можно установить функциональную связь между системами координат (см. Приложение 1).

Средняя ошибка определения координат в пикселах составила 0,15 и 0,67 пиксела для камеры S1C в экспериментах 24.08.2014 и 26.08.2014 соответственно; 0,33; 0,39 и 0,53 пиксела для камеры KEO в экспериментах 24.08.2014, 26.08.2014 и 29.08.2016 соответственно; 0,1 пиксела для камеры SBIG в эксперименте 29.08.2016.

3. ВЫДЕЛЕНИЕ ПЯТЕН ИСКУССТВЕННОГО СВЕЧЕНИЯ

Для получения коэффициента пропорциональности между двумя шкалами интенсивностей шкалой относительных единиц аналого-цифрового преобразователя (АЦП) светочувствительного элемента камеры и абсолютной шкалой поверхностной яркости — использовалась методика, изложенная в Приложении 2. При бистатических наблюдениях такая калибровка даёт возможность определить физические параметры (концентрацию возбуждённых атомов кислорода) излучающей области.

Методика обработки изображений, применявшаяся, например, в работах [4–7], состоит в выборе из всех зарегистрированных изображений так называемых опорных кадров, полученных перед очередным включением передатчиков. Поскольку в интервале между опорными кадрами интенсивность фонового свечения неба менялась, то для её определения во время работы передатчиков применялась процедура линейной интерполяции по времени. Для компенсации движения отдельных звёзд от кадра к кадру вычитаемое фоновое изображение дополнительно поворачивалось. Вместе с медианной фильтрацией, применяемой для увеличения отношения сигнал/шум, подобная методика позволяла получать окончательные изображения пятен искусственного свечения. Для камеры КЕО, обладающей широким полем зрения, поворот изображения не даёт желаемых результатов из-за значительной дисторсии объектива. В данном исследовании вместо поворота вокруг полюса мира использовалась цепочка преобразований координат, учитывающая тип проекции камеры (см. Приложение 3).

Примеры исходного изображения (камера KEO), а также изображения, полученного с помощью данной методики, приведены на рис. 1.

Отметим, что в экспериментах 2014 года использовались разные длительности экспозиции камер (15 с для камеры S1C и 30 с для камеры KEO) и в целом регистрация кадров в камерах S1C



Рис. 1. Изображение одного из наиболее ярких пятен искусственного свечения, зарегистрированное 19:36:30 UTC 26.08.2014 с помощью камеры KEO. *a*) Исходный снимок до обработки, красным квадратом выделена область кадра, показанная на панели *б. б*) Снимок после обработки, включающей удаление фонового свечения по опорным кадрам и медианную фильтрацию по области 15×15 пикселов. На координатных осях отложены номера пикселов ПЗС-матриц

и КЕО не была синхронизирована. Поэтому кадры, полученные с помощью камеры S1C, объединялись по два. Разница между временами старта экспозиции между такими «объединёнными» кадрами с камеры S1C и кадрами с камеры КЕО не превышала 7 с. После проведения обработки по вышеописанной методике изображения, зарегистрированные в пунктах A и B, группировались парами по времени старта экспозиции.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ВОЗБУЖДЁННЫХ АТОМОВ КИСЛОРОДА

В результате процедур, описанных в разделах 2 и 3, мы получили два распределения поверхностной яркости по угловым горизонтным координатам $B_A(A, h)$ и $B_B(A, h)$, зарегистрированных в определённый момент времени в пунктах A и B соответственно. Поверхностная яркость связана с концентрацией возбуждённых атомов кислорода $O(^{1}D)$ n соотношением

$$B[P_{\Pi}] = \frac{A_{6\,300}}{10^6} \int_0^\infty n[\text{cm}^{-3}] \,\mathrm{d}l[\text{cm}],\tag{1}$$

где $A_{6\,300} = 5,15 \cdot 10^{-3}$ — коэффициент Эйнштейна для длины волны $\lambda = 6300$ Å [10], а интегрирование ведётся вдоль луча зрения. Если дополнить горизонтную систему координат координатой, равной длине радиус-вектора r, и записать концентрацию n в получившейся сферической системе координат с центром в точке наблюдения, получим

$$B_A(A,h) = \frac{A_{6\,300}}{10^6} \int_0^\infty n_A(A,h,r) \,\mathrm{d}r, \qquad B_B(A,h) = \frac{A_{6\,300}}{10^6} \int_0^\infty n_B(A,h,r) \,\mathrm{d}r. \tag{2}$$

Концентрацию возбуждённых атомов кислорода n удобнее всего задавать как функцию координат в декартовой системе (x, y, z) с началом в какой-либо выделенной точке распределения

концентрации (обычно в точке с максимальной концентрацией). При этом плоскость (x, y) параллельна земной поверхности, оси x и y направлены по сторонам света, а ось z — в зенит. Таким образом определяется система координат ENU (East, North, Up), у которой ось x направлена на восток, а ось y — на север. Для того, чтобы полностью определить положение системы ENU относительно земной поверхности, требуется ввести ещё три параметра, характеризующие начало отсчёта: широту φ , долготу λ и высоту h над земной поверхностью (использовался эллипсоид WGS-84 [24]) начала отсчёта. Зададим модельное распределение концентрации в системе ENU (далее систему координат, связанную с моделью, будем обозначать как ENU_M, а соответствующие географические координаты начала отсчёта системы как φ_M , λ_M и h_M) в виде

$$n = n(x, y, z). \tag{3}$$

Для того, чтобы воспользоваться формулами (2), требуется выполнить переход из системы координат ENU_{M} , связанной с моделью, в системы ENU_{A} и ENU_{B} с началом координат в пунктах Aи B соответственно. Такой переход удобно представить в виде двух последовательных переходов:

$$\operatorname{ENU}_{\mathrm{M}} \xrightarrow{M_1} \operatorname{ECEF} \xrightarrow{M_2^A} \operatorname{ENU}_A, \qquad \operatorname{ENU}_{\mathrm{M}} \xrightarrow{M_1} \operatorname{ECEF} \xrightarrow{M_2^B} \operatorname{ENU}_B,$$
(4)

где система координат ECEF (Earth-Centered, Earth-Fixed) — декартова географическая система координат (начало координат — центр масс Земли, ось x направлена в сторону нулевого меридиана, а ось z — на опорный полюс), а M_1 , M_2^A и M_2^B — соответствующие матрицы поворота. Выражения для этих матриц, а также система для перехода от декартовой системы координат к горизонтной приведены в Приложении 4.

Рассмотрим далее конкретные функции концентрации n(x, y, z) возбуждённых атомов кислорода в системе координат ENU_M, используемые для моделирования светящейся области.

4.1. Трёхмерное гауссово распределение

Наиболее простая модель — трёхмерное гауссово распределение (далее модель М1):

$$n(x, y, z, \mathbf{p}) = p_1 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{p_2^2}\right),\tag{5}$$

где **р** — вектор параметров модели. Данная модель содержит два параметра **р** = $\{p_1, p_2\}, p_1$ имеет смысл максимальной концентрации, а p_2 — расстояния, на котором концентрация спадает в e раз. Изоповерхности данного распределения представляют собой концентрические сферы (рассматриваемые модели удобно классифицировать именно по форме изоповерхностей).

Модель М1 является базовой для моделей М2, М3 и М4. Модель М2 (изоповерхности — сфероиды) описывается формулой:

$$n(x, y, z, \mathbf{p}) = p_1 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{p_2^2} - \frac{z^2}{p_3^2}\right),\tag{6}$$

где парамет
р $p_{\rm 3}$ характеризует вытянутость изоповерхностей в
доль вертикальной оси.

Модель M3 (изоповерхности — эллипсоиды) описывается выражением:

$$n(x, y, z, \mathbf{p}) = p_1 \exp\left(-\frac{x^2}{p_2^2} - \frac{y^2}{p_3^2} - \frac{z^2}{p_4^2}\right),\tag{7}$$

где параметр p_1 имеет тот же смысл, что и у модели M2, а параметры p_2 , p_3 , p_4 характеризуют скорость убывания концентрации вдоль соответствующих осей координат.

А.В. Шиндин, В.В. Клименко, Д.А. Когогин и др.

Модель М4 (изоповерхности — сфероиды с наклонной осью) описывается уравнением:

$$n(x, y, z, \mathbf{p}) = p_1 \exp\left[-\frac{(x\cos p_4 \cos p_5 + y\sin p_4 \cos p_5 + z\sin p_5)^2}{p_2^2} - \frac{(-x\sin p_4 + y\cos p_4)^2}{p_2^2} - \frac{(x\sin p_5 \cos p_4 + y\sin p_4 \sin p_5 - z\cos p_5)^2}{p_3^2}\right], \quad (8)$$

где параметры p_1, p_2, p_3 — те же, что у модели M2, а p_4 и p_5 — углы, характеризующие направление вертикальной оси сфероидов.

Из выражений (5)–(8) видно, что модель М1 — частный случай моделей М2–М4, а модель М2 — частный случай моделей М3 и М4, т. е. модели М3 и М4 являются более общими. При этом вектор параметров **р** для модели М3 состоит из 4 компонент, а для модели М4 — из 5.

Использование моделей M1–M4 допускает аналитическое вычисление несобственного интеграла в выражении (1), которое может быть выполнено с помощью систем компьютерной алгебры (например, Maxima [25] или SymPy [26]). Это свойство определяет возможность оперативного решения обратной задачи непосредственно во время эксперимента.

4.2. Каплевидное распределение

Модели М1-М4 симметричны по высоте относительно точки с максимальной концентрацией. Нет оснований полагать, что реальное распределение концентрации возбуждённых атомов кислорода будет обладать подобной симметрией. Известно, что взаимодействие между волной накачки и ионосферной плазмой наиболее эффективно вблизи плазменных резонансов [27]. С другой стороны, концентрация атомарного кислорода убывает с высотой экспоненциально, и, например, на высоте 200 км концентрация атомарного кислорода заметно больше, чем на высоте 250 км. Логично предположить, что модели М1– М4 могут хорошо описывать наблюдаемое свечение при размерах его источника, малых по сравнению с масштабом неоднородности среды.

Рассмотрим модельное распределение М5, в общем случае несимметричное относительно максимума («каплевидное распределение»):



Рис. 2. Зависимость концентрации возбуждённых атомов кислорода от высоты z для модели М5 при x = 0, y = 0 и различных значениях параметров p_5 и p_6 . Кривая 1 соответствует $p_5 = 2, p_6 = 6$, кривая $2 - p_5 = 4, p_6 = 6$, кривая $3 - p_5 = p_6 = 6$, кривая $4 - p_5 = 6, p_6 = 4$, кривая $5 - p_5 = 6, p_6 = 2$

$$n(x, y, z, \mathbf{p}) = p_1 \exp\left(-\frac{x^2}{p_2^2} - \frac{y^2}{p_3^2}\right) C(p_5, p_6) \chi(z) \chi(p_4 - z) \left(\frac{z}{p_4}\right)^{p_5 - 1} \left(1 - \frac{z}{p_4}\right)^{p_6 - 1}, \tag{9}$$

где параметры p_1, p_2, p_3 — те же, что у модели МЗ, p_4 — вертикальный размер области, p_5 и p_6 характеризуют положение максимума концентрации на оси $z, \chi(z)$ — функция Хевисайда. Из выражения (9) видно, что $n(x, y, z, \mathbf{p}) \neq 0$ при $z \in [0, p_4]$, а начало координат системы ENU_M совпадает с нижней границей распределения концентрации (9). Распределение в горизонтальной плоскости аналогично модели МЗ. Калибровочный коэффициент $C(p_5, p_6)$ обеспечивает равенство



Рис. 3. Изображения пятен свечения, зарегистрированных с помощью камеры КЕО (*a*) и S1C (*б*) в 19:29:30 UTC 24.08.2014. Чёрными линиями уровня на панелях показаны модельные распределения. Использовалась модель М5 (каплевидное распределение) со следующими параметрами: $\varphi_{\rm M} = 56,08^{\circ}$ с. ш., $\lambda_{\rm M} = 45,86^{\circ}$ в. д., $h_{\rm M} = 246$ км, $p_1 = 605$ см⁻³, $p_2 = 23,3$ км, $p_3 = 28,5$ км, $p_4 = 82,4$ км, $p_5 = 3,84$ и $p_6 = 6$. На координатных осях отложены номера пикселов ПЗС-матриц

максимальной концентрации p_1 :

$$C(p_5, p_6) = \frac{(p_5 + p_6)^2 - 4(p_5 + p_6) + 4}{p_5 p_6 - p_5 - p_6 + 1} \left(\frac{p_5 - 1}{p_5 + p_6 - 2}\right)^{p_5} \left(\frac{p_6 - 1}{p_5 + p_6 - 2}\right)^{p_6}.$$
 (10)

При подстановке распределения (9) модели М5 в соотношение (1) аналитического выражения, как в случае моделей М1–М4, не получается. Но поскольку распределение в целом остаётся плавным, интеграл (1) можно найти численно. Зависимость концентрации возбуждённых атомов кислорода от высоты z для модели М5 при x = 0, y = 0 и при различных значениях параметров p_5 и p_6 представлена на рис. 2.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

Для однозначного определения системы координат ENU_M (вне зависимости от выбранной модели) относительно системы ECEF необходимо добавить параметры $\varphi_{\rm M}$, $\lambda_{\rm M}$ и $h_{\rm M}$. Объединим все параметры в один вектор $\mathbf{P} = \{\varphi_{\rm M}, \lambda_{\rm M}, h_{\rm M}, \mathbf{p}\}$. Для любого вектора \mathbf{P} могут быть получены модельные изображения (матрицы поверхностных яркостей, см. раздел 4) $B_A^{\rm M}$ и $B_B^{\rm M}$, соответствующие реальным изображениям B_A и B_B . Определим функцию ошибки следующим образом:

$$E(\mathbf{P}) = \sum_{i,j} \left[B_A(i,j) - B_A^{\mathrm{M}}(i,j) \right]^2 + \sum_{i,j} \left[B_B(i,j) - B_B^{\mathrm{M}}(i,j) \right]^2.$$
(11)

Очевидно, что $E(\mathbf{P}) = 0$ при совпадении модельных изображений с реальными. Таким образом, обратная задача определения параметров области свечения сводится к минимизации функции $E(\mathbf{P})$. Эта задача решалась методом Нелдера—Мида с помощью библиотеки SciPy [28].

Все зарегистрированные пары изображений анализировались с помощью моделей М1–М5. Сравнивая между собой значения функции ошибки, полученные для разных моделей, можно

А.В. Шиндин, В.В. Клименко, Д.А. Когогин и др.



Рис. 4. Динамика высоты центра пятна в эксперименте, проведённом 24.08.2014. Значения высоты $h_{\rm M}$ отмечены маркерами. Тип маркера соответствует определённой модели (M3, M4 или M5). Рядом с каждым маркером сплошной линией дан интервал высот, на котором концентрация возбуждённых атомов кислорода выше уровня 1/e от максимальной. Синими линиями показана динамика высоты отражения волны накачки $h_{\rm O}$ (сплошная линия) и высоты верхнегибридного резонанса волны накачки $h_{\rm BF}$ (пунктирная линия). Чёрной линией в нижней части рисунка обозначены интервалы включения волны накачки



Рис. 5. То же, что на рис. 4, для эксперимента, проведённого 26.08.2014

определить, какая модель лучше согласуется с наблюдаемыми данными. Отметим, что из-за непостоянства прозрачности атмосферы, а также мелкой облачности, часть изображений пятен не была обработана. Решение обратной задачи было получено 24.08.2014 для 34 пар изображений, 26.08.2014 — для 11 пар и 29.08.2016 — для 2 пар. Ввиду малого количества обработанных изображений, мы не приводим далее результатов за 29.08.2016. Пример пары изображений пятен свечения с наложенными на них линиями уровня модельного распределения яркости (модель М5) показан на рис. 3. На рис. 4–6 сиреневые квадраты соответствуют модели М3, красные круги — модели М4, зелёные треугольники — модели М5.



Рис. 6. Динамика максимальной концентрации возбуждённых атомов кислорода в пятне искусственного свечения (параметр p_1) в эксперименте, проведённом 24.08.2014. Значения концентрации отмечены маркерами. Тип маркера соответствует определённой модели (M3, M4 или M5). Линиями около маркеров показана абсолютная погрешность. Чёрной линией в нижней части рисунка обозначены интервалы включения волны накачки

На рис. 4 и 5 приведена зависимость от времени высоты центра модельного распределения концентрации $(h_{\rm M})$ и высотного интервала, на котором концентрация спадает в e раз. На этих же графиках показаны зависимости от времени высоты отражения $h_{\rm O}$ и высоты верхнегибридного резонанса волны накачки $h_{\rm B\Gamma}$, полученные с помощью ионозонда вертикального зондирования «Циклон» (КФУ). Для каждой пары реальных изображений на рисунках представлена только одна модель, дающая наименьшее значение $E(\mathbf{P})$. Среднее значение высоты области свечения в эксперименте 24.08.2014 составило (249 ± 12) км, а $26.08.2014 - (256 \pm 5)$ км. Какой-либо корреляции между высотами $h_{\rm O}$ ($h_{\rm B\Gamma}$) и $h_{\rm M}$ не наблюдается. Во время эксперимента 24.08.2014 высота $h_{\rm O}$ плавно увеличивалась с 253 до 270 км, а $h_{\rm B\Gamma}[\rm km] \approx h_{\rm O} - 10$. Во время эксперимента 26.08.2014 года высота отражения выросла приблизительно на 40 км (с 285 до 310 км), в то время как $h_{\rm M}$ в среднем практически не изменялась. Средняя ширина диапазона высот (по уровню 1/e от максимальной концентрации), которую занимает светящаяся область, составляет (28 ± 18) км 24.08.2014, и (39 ± 11) км 26.08.2014.

На рис. 6 показано изменение максимальной концентрации p_1 в ходе эксперимента, проведённого 24.08.2014. Среднее значение концентрации составило $(1\,000 \pm 800)$ см⁻³ в эксперименте 24.08.2014 и $(1\,200\pm1\,000)$ см⁻³ в эксперименте 26.08.2014. Как и для параметра $h_{\rm M}$, в течение экспериментов не наблюдалось какого-либо статистически значимого изменения максимальной концентрации. Необходимо отметить, что отобранные пары изображений, для которых были определены параметры свечения, были зарегистрированы в различные моменты времени в течение сеансов воздействия. Яркость пятна при нагреве, как правило, увеличивалась. Таким образом, большой разброс значений максимальной концентрации связан с развитием области генерации свечения в ходе непрерывного нагрева.

Среднее отношение вертикального и горизонтального размеров области свечения (коэффициент вытянутости) составило $(1,00\pm0,86)$ в эксперименте 24.08.2014 и $(1,02\pm0,62)$ в эксперименте 26.08.2014. Можно сказать, что в среднем область свечения не была вертикально вытянутой, хо-

А.В. Шиндин, В.В. Клименко, Д.А. Когогин и др.

тя в нескольких случаях коэффициент вытянутости превышал 2. Направление оси сфероидов модели М4, характеризуемое параметрами p_4 и p_5 , значительно менялось от изображения к изображению. Какой-либо связи между ним и направлением геомагнитного поля на высотах свечения не обнаружено.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Разработанная методика позволяет по данным различных некалиброванных камер с применением любой аналитической модели свечения определить параметры светящейся области. В результате решения обратной задачи из 130 пар изображений было отобрано 47, для которых были найдены параметры светящейся области. Погрешность методики определяется ошибками астрометрической и спектрофотометрической калибровок, а также посторонними шумами в исходных изображениях. На основе величин ошибок калибровок, приведённых в разделе 2 и Приложении 2, можно показать, что при отсутствии на изображениях посторонних шумов пространственные параметры моделей находятся с погрешностью, не превышающей 700 м, а концентрация возбуждённых атомов — с погрешностью, не более 250 см⁻³.

На реальных изображениях даже после обработки, описанной в разделе 3, имеется шумовая компонента. При этом амплитуда и дисперсия шума меняются от кадра к кадру. Учёт шумовой составляющей во входных данных приводит к величине пространственной ошибки около 3,5 км при отношении сигнал/шум 3 к 1. Зарегистрированная поверхностная яркость искусственного свечения в экспериментах, проведённых на стенде «Сура» 24.08.2014, 26.08.2014 и 29.08.2016, не превышала 25 Рл и в среднем была меньше, чем в экспериментах 2010 и 2012 годов.

Ионосферные условия в рассмотренных экспериментах отличались высотой точки отражения волны накачки: 24.08.2014 высота отражения была всё время меньше 270 км, а 26.08.2014 – всё время больше 280 км. Более стабильные пространственные характеристики свечения получены 26 августа. Из рис. 5 видно, что область свечения располагалась полностью ниже высоты отражения и высоты верхнегибридного резонанса. При этом высота максимума яркости свечения в течение примерно двух часов (19:30–20:30 UTC) почти не изменялась и оставалась в интервале 250÷260 км, тогда как высота точки отражения за это же время увеличилась с 280 до 310 км. Такое поведение максимума яркости свечения согласуется с результатами работы [8]. В эксперименте 24 августа с 17:52 до 19:43 UTC (см. рис. 4) высота точки отражения волны накачки плавно увеличивалась от 250 до 270 км. В полученных 24.08.2014 пространственных характеристиках свечения наблюдается значительно больший, чем 26.08.2014 (см. рис. 5), разброс, за исключением интервала 19:07–19:30 UTC, где высоты 10-ти последовательных точек устойчиво ложатся в интервал 240÷250 км.

В целом можно сказать, что в 70 % случаев центр области свечения располагался на $10\div20$ км ниже высоты отражения волны накачки. В оставшихся 30 % случаев сильные отклонения высоты центра свечения от средних значений можно объяснить влиянием неоднородного распределения прозрачности атмосферы по полю кадра, приводящим к появлению шума на изображениях и, следовательно, к искажению решения обратной задачи. Ещё одной причиной случайного искажения результата может быть ослабление фонового рекомбинационного свечения красной линии из-за увеличения температуры электронов в области верхнегибридного резонанса. Наиболее сильное ослабление фона (до нескольких рэлей) наблюдается, когда верхнегибридный резонанс расположен на высотах, меньших $250\div260$ км [7]. Кроме данных, когда максимум концентрации возбуждённых атомов находился выше точки отражения волны накачки (что мы рассматриваем как результат влияния случайных факторов), имеется ещё 5 случаев, в которых максимум яркости расположен на $10\div20$ км ниже точки отражения, но из-за большого вертикального размера

А.В. Шиндин, В.В. Клименко, Д.А. Когогин и др.

области свечения верхняя граница свечения по уровню 1/e оказывается выше, чем точка отражения. С некоторой вероятностью это можно рассматривать как результат возбуждения атомов кислорода в менее плотной атмосфере движущимися вверх энергичными электронами. Но также вероятно, что это явление связано с влиянием на результат обработки случайных неконтролируемых факторов.

Форма распределения концентрации возбуждённых атомов кислорода наиболее хорошо описывается моделями M4 (изоповерхности — наклонные сфероиды) или M5 (каплевидное распределение). Большинство наблюдаемых пятен лучше описываются моделью M4 (примерно в 40 % случаев), однако какой-либо выделенной ориентации светящихся областей не выявлено. Это может быть связано, во-первых, с малой наблюдаемой интенсивностью свечения и, во-вторых, с недостаточным угловым разрешением камеры КЕО. Ожидаемая ориентация области свечения вдоль геомагнитного поля (отклонение от зенита — 18,1°) не даёт при проектировании области на поле зрения камеры заметных отличий от случая вертикально направленной области. Из рис. 4 следует, что выбор между моделями M3, M4 и M5 существенно не влияет на определение высоты максимальной концентрации возбуждённых атомов кислорода. Модель M5 лучше согласовывалась с наблюдаемыми пятнами примерно в 40 % случаев в эксперименте 24.08.2014. При этом в шести случаях из десяти высотное распределение было близко к симметричному относительно высоты с максимальной концентрацией, а в четырёх случаях максимум концентрации был значительно сдвинут вниз (см. синюю кривую на рис. 6).

Ускоренные плазменной турбулентностью до энергии $\mathcal{E} > 2$ эВ электроны двигаются от области ускорения вниз в более плотные слои атмосферы, теряют энергию при столкновениях и в конце пути полностью тормозятся до энергии, соответствующей температуре фоновых электронов T_e. До полного торможения электрон должен пройти через определённую массу вещества. В экспоненциальной атмосфере эта масса определяется концентрацией частиц у нижней границы вертикального атмосферного столба в конце траектории электрона. На высоте 250 км основной нейтральной составляющей являются атомы кислорода с концентрацией $N \approx 10^9$ см $^{-3}$ и шкалой высот $H \approx 50$ км. При энергиях электрона более 2 эВ частота его столкновений с ионами много меньше, чем с атомами, и влиянием ионов можно пренебречь. Принимая для серии 24.08.2014 (рис. 4) в интервале 19:10–19:32 UTC среднюю высоту турбулентного слоя $h_{\mathrm{BF}} \approx 260$ км и среднюю высоту торможения электронов $h_{\mathrm{M}} \approx 245$ км (высота максимума распределения концентрации для линии 630 нм), получаем необходимое для торможения число атомов кислорода в атмосферном столбе единичного сечения примерно $N_{\rm cr} \approx 5.6 \cdot 10^{14} \ {\rm cm}^{-2}$ (модель ночной атмосферы [29]). Подобным образом для серии 26.08.2014 (рис. 5) в интервале 20:11-20:32 UTC при $h_{\rm B\Gamma} \approx 290$ км и $h_{\rm M} \approx 255$ км имеем $N_{\rm cr} \approx 9 \cdot 10^{14}$ см⁻². Аналогичные оценки, сделанные в работе [8], давали несколько бо́льшие значения $N_{\rm cr} \approx 5 \cdot 10^{15}$ см⁻², что может быть связано или с отличием использованных атмосферных моделей, или с отличием характерных энергий ускоренных электронов.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На нагревном стенде «Сура» осуществлены первые прямые измерения высоты искусственного свечения ионосферы в красной линии атомарного кислорода (длина волны 630 нм). Разработан алгоритм определения пространственных характеристик области искусственного свечения по изображениям неба, полученными двумя различными разнесёнными ПЗС-камерами с одновременной астрометрической и фотометрической калибровками. Результаты обработки экспериментов, проведённых 24 и 26 августа 2014 года, в целом согласуются с результатами предшествующих исследований на других стендах [8–10]. Данные результаты свидетельствуют в пользу того, что

положение области искусственного свечения ионосферы, связанного с ускоренными электронами, в линии 630 нм определяется в основном высотным распределением нейтральных атомов и слабо зависит от положения плазменных резонансов волны накачки. Порядок величины концентрации возбуждённых атомов кислорода (10³ см⁻³) согласуется с оценками, приведёнными в работе [7].

Рисунки для публикации подготовлены с помощью библиотеки Matplotlib [30]. Исходные коды разработанных алгоритмов, а также данные для построения рисунков настоящей статьи приведены в [31]. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда: основная часть (разделы 1–3, 4, 4.1, 5, за исключением обработки с использованием каплевидной модели) — грант 14–12–00706П; разработка каплевидной модели (раздел 4.2) и обработка данных с её использованием (раздел 5) — грант 17–72–10181. Экспериментальные данные получены с использованием оборудования ЦКП «Ангара» (ИСЗФ СО РАН).

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

АСТРОМЕТРИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ЗВЁЗДНОГО НЕБА С УЧЁТОМ ТИПА ПРОЕКЦИИ НЕБЕСНОЙ СФЕРЫ

Для определения математической связи между двумя системами координат (xy), связанной с изображением, и одной из небесных) вводится дополнительная плоская система координат XY (так называемые стандартные или идеальные координаты), которая получается из xy путём линейного преобразования. Начало координат XY находится в точке пересечения оптической оси системы с плоскостью сенсора камеры. Связь между системами xy и XY можно записать с помощью двух следующих систем:

$$X = a_1 + a_2 x + a_3 y, \qquad Y = b_1 + b_2 x + b_3 y, \tag{\Pi1.1}$$

$$x = c_1 + c_2 X + c_3 Y, \qquad y = d_1 + d_2 X + d_3 Y. \tag{\Pi1.2}$$

Система ХҮ и небесная система координат связаны следующим образом:

$$A = A_0 - \operatorname{arctg} \frac{\cos(h_i) \sin(A_i)}{\sin(h_i) \cos(h_0) - \cos(h_i) \sin(h_0) \cos(A_i)},$$

$$h = \operatorname{arcsin}[\sin(h_i) \sin(h_0) + \cos(h_i) \cos(h_0) \cos(A_i)], \qquad (\Pi 1.3)$$

$$A_i = \operatorname{arctg}(X/Y), \qquad R = \sqrt{X^2 + Y^2}.$$
 (II1.4)

Здесь выражение для h_i зависит от типа проекции, используемой в камере [22]. Для гномонической проекции (камеры S1C и SBIG)

$$h_i = \operatorname{arctg} \frac{180}{\pi R}, \qquad (\Pi 1.5)$$

а для зенитной эквидистантной проекции (камера КЕО)

$$h_i = \frac{\pi}{180} \,(90 - R). \tag{\Pi1.6}$$

Для обратного перехода к системе XY из горизонтной системы координат в случае гномонической проекции справедливо выражение

$$X = -\frac{180}{\pi} \frac{\cos(h)\sin(A - A_0)}{\cos(h_0)\cos(h)\cos(A - A_0) + \sin(h_0)\sin(h)},$$

$$Y = \frac{180}{\pi} \frac{\sin(h_0)\cos(h)\cos(A - A_0) - \cos(h_0)\sin(h)}{\cos(h_0)\cos(h)\cos(A - A_0) + \sin(h_0)\sin(h)},$$
(II1.7)

а в случае зенитной эквидистантной проекции —

$$h_{i} = \arcsin\left[\sin(h)\sin(h_{0}) + \cos(h)\cos(h_{0})\cos(A - A_{0})\right],$$

$$A_{i} = -\arctan\left[\frac{\cos(h)\sin(A - A_{0})}{\sin(h)\cos(h_{0}) - \cos(h)\sin(h_{0})\cos(A - A_{0})}\right],$$
(II1.8)

$$X = (90 - h_i 180/\pi) \sin A_i, \qquad Y = (90 - h_i 180/\pi) \cos A_i. \tag{\Pi1.9}$$

Коэффициенты a_m , b_m , c_m и d_m , m = 1, 2, 3, определяются из таблицы координат опорных звёзд кадра методом наименьших квадратов, а параметры A_0 , h_0 , характеризующие направление оптической оси камеры, находятся с помощью минимизации функции ошибки, дающей среднее расстояние в пикселах между истинными плоскими координатами опорных звёзд на снимке и вычисленными координатами, рассчитанными по стандартным координатам с помощью набора параметров c_m , d_m , m = 1, 2, 3. Описанная методика работает и в случае небесных экваториальных координат при замене в формулах (П1.3)–(П1.6) азимута A и высоты h на прямое восхождение α и склонение δ .

Поскольку ориентация камер относительно земной поверхности не менялась в течение эксперимента, коэффициенты a_m , b_m , c_m и d_m , m = 1, 2, 3, и параметры A_0 и h_0 так же не должны варьироваться от кадра к кадру. Поскольку для камер S1C и SBIG процесс астрометрической калибровки автоматизирован, набор коэффициентов и параметров для каждого кадра усреднялся по достаточно большой выборке (до 700 кадров).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

КАЛИБРОВКА ЯРКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПО СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОМУ КАТАЛОГУ ЗВЁЗД

В каталоге [32] приведены внеатмосферные квазимонохроматические освещённости $E[\operatorname{spr}/(\operatorname{cm}^2 \cdot \operatorname{c} \cdot \operatorname{cm})]$ для длин волн λ в диапазоне $3225 \div 7975$ Å, создаваемые 576 яркими звёздами. Плотность потока фотонов от звезды на границе атмосферы

$$F(\lambda) = \frac{\lambda}{2\pi\hbar c} E(\lambda), \qquad (\Pi 2.1)$$

где \hbar — постоянная Планка, c — скорость света. Поверхностная яркость изображения звезды

$$B(\lambda)[\mathrm{P}\pi] = \frac{4\pi}{10^6} \frac{F(\lambda)\Delta\lambda}{\Omega_{\mathrm{s}}},\qquad(\Pi 2.2)$$

где $\Delta\lambda$ — полоса пропускания светофильтра, а $\Omega_{\rm s}$ — эквивалентный телесный угол, соответствующий изображению звезды в фокальной плоскости. Пусть звезда занимает в кадре *n* пикселов (для ярких звёзд из каталога [32], как правило, n > 3), тогда $\Omega_{\rm s} = n\Omega_{\rm pix}$, где $\Omega_{\rm pix}$ — телесный угол для одного пиксела. Для широкоугольных объективов $\Omega_{\rm pix} = \Omega_{\rm pix}(\theta)$, где θ — угол, отсчитываемый от направления оптической оси камеры в сторону периферии кадра.

Для расчёта зависимости $\Omega_{\text{pix}}(\theta)$ введём угол ϕ , отсчитываемый от направления, параллельного вертикальной границе кадра. Заметим, что если камера сориентирована строго в зенит, а направление север—юг при этом параллельно боковой грани кадра, то угол $\theta = \pi/2 - h = z$ совпадает с зенитным углом, а $\phi = A - c$ азимутом. Введём функцию $r(\theta)$ — расстояние в пикселах от центра кадра до горизонтальной линии с зенитным углом θ . Тогда $\rho(\theta) = dr/d\theta$ — угловое

А.В. Шиндин, В.В. Клименко, Д.А. Когогин и др.

разрешение камеры по зенитному углу (количество пикселей в единице зенитного угла). Конкретный вид функции $r(\theta)$ зависит от типа проекции небесной сферы, используемой в камере. Для гномонической проекции $r(\theta) = C \operatorname{tg} \theta$, а для зенитной эквидистантной $r(\theta) = C\theta$, где константа Cхарактеризует масштаб изображения и может быть определена в результате астрометрической калибровки ($C = \sqrt{c_2^2 + d_2^2}$ или $C = \sqrt{c_3^2 + d_3^2}$, см. Приложение 1). Для камеры S1C в режиме бинирования 2 × 2 величина C = 13,69 пиксел/градус, для камеры KEO в режиме 4 × 4 имеем C = 3,57 пиксел/градус, для камеры SBIG в режиме 9 × 9 значение C = 18,51 пиксел/градус. Напишем далее выражение для телесного угла, образуемого конусом с углом раскрыва 2θ :

$$\Omega(\theta) = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\theta} \sin \vartheta \, \mathrm{d}\vartheta \, \mathrm{d}\phi = \int_{0}^{\theta} 2\pi \sin \vartheta \, \mathrm{d}\vartheta = 2\pi (1 - \cos \theta). \tag{II2.3}$$

Видно, что приращение телесного угла $d\Omega = 2\pi \sin \theta \, d\theta$. Получаем, что

$$\Omega_{\rm pix}(\theta) = 2\pi \, \frac{\Delta \theta_{\rm pix}(\theta)}{N(\theta)} \sin \theta, \tag{\Pi2.4}$$

где $\Delta \theta_{\rm pix}(\theta) = 1/\rho(\theta)$ — приращение зенитного угла, покрывающее один пиксел, $N(\theta) = 2\pi r(\theta)$ — число пикселов внутри кольца с шириной один пиксел. В итоге для величины телесного угла, приходящегося на один пиксел изображения, получаем выражение

$$\Omega_{\rm pix}(\theta) = \frac{\sin \theta}{r(\theta) \,\mathrm{d}r(\theta)/\,\mathrm{d}\theta} \,. \tag{II2.5}$$

Подставляя выражения (П2.1) и (П2.5) в формулу (П2.2), получим

$$B(\lambda,\theta) = \frac{2}{10^6} \frac{\lambda \Delta \lambda}{\hbar c} \frac{E(\lambda)r(\theta)\mathrm{d}r/\mathrm{d}\theta}{n\sin\theta} \,. \tag{II2.6}$$

Для того, чтобы вычислить коэффициент пропорциональности R между единицами АЦП и шкалой поверхностной яркости, требуется выполнить следующие действия: 1) после проведения стандартной предварительной обработки изображения (вычитания темнового кадра и учёта плоского поля) найти на снимке звезду из каталога [32]; 2) вычислить среднюю интенсивность I для всех n пикселов изображения, связанных с этой звездой; 3) вычесть из полученного значение добавку, не связанную со светом от звезды; 4) рассчитать поверхностную яркость звезды по формуле (П2.6), взяв $\lambda = 6\,300$ Å. В результате

$$R\left[\frac{\mathrm{P}_{\Pi}}{\mathrm{eg. AII}\Pi}\right] = \frac{B(\lambda, \theta)}{I}.$$
(II2.7)

Изложенная выше методика даёт возможность рассчитать коэффициент R по одной звезде. Чаще всего на снимках есть сразу несколько звёзд из каталога [32]. Кроме того, в ходе эксперимента регистрируется большое количество изображений звёздного неба. Таким образом можно усреднить полученные значения коэффициента R по достаточно большой выборке и оценить ошибку его определения. Пример такой оценки, проведённой в автоматическом режиме, для камеры S1C в эксперименте 26.08.2014 дан на рис. П2.1. Необходимо отметить, что коэффициент R зависит от размера изображения (режима бинирования) и длительности выдержки, во всём остальном он характеризует камеру вместе с оптической системой. Поэтому вариации коэффициента R могут быть использованы для оценки прозрачности атмосферы. Наличие даже слабой облачности приводит к увеличению R. Например, в эксперименте, проведённом 26.08.2014 в пункте A, ясное небо было только в течение последней трети общей длительности эксперимента (см. рис. П2.1).



Рис. П2.1. Динамика изменения калибровочного коэффициента *R* [пиксел/градус] для камеры S1C в ходе эксперимента, проведённого 26.08.2014. Красным цветом показаны значения для каждого снимка (медианное значение и среднеквадратичное отклонение), чёрным — медианное значение (сплошная линия) и среднеквадратичное отклонение (пунктирная линия) по снимкам, зарегистрированным в интервале 20:08–21:14 UT

В результате были получены следующие калибровочные коэффициенты: для камеры S1C $R = 2,20 \pm 0,15$ Рл/ед. АЦП, для камеры KEO в экспериментах 2014 года (длительность экспозиции 30 с) $R = 0,49 \pm 0,13$ Рл/ед. АЦП, для камеры KEO в эксперименте 2016 года (длительность экспозиции 25 с) $R = 0,60 \pm 0,16$ Рл/ед. АЦП.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

УЧЁТ ПРОЕКЦИИ НЕБЕСНОЙ СФЕРЫ ПРИ ПОВОРОТЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ЗВЁЗДНОГО НЕБА

Представим изображение в виде матрицы B размером $m \times k$ и введём матрицы $X_{\rm M}$ и $Y_{\rm M}$ того же размера $m \times k$:

$$X_{\rm M} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 & \dots & k \\ 1 & 2 & 3 & \dots & k \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & 2 & 3 & \dots & k \end{bmatrix}, \qquad Y_{\rm M} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & \dots & 1 \\ 2 & 2 & 2 & \dots & 2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ m & m & m & \dots & m \end{bmatrix}, \tag{II3.1}$$

характеризующие координаты пиксела в системе координат xy, связанной с плоскостью кадра. Тогда пиксел изображения с координатами (X_{Mij}, Y_{Mij}) соответствует элементу матрицы B_{ij} . В результате астрометрической калибровки (см. формулы (П1.1) и (П1.3)–(П1.6)) можно перейти от плоских координат к горизонтным небесным координатам и получить матрицы азимута A_M и высоты над горизонтом h_M . По известному времени t и месту регистрации изображения можно затем перейти к экваториальным координатам и получить матрицы прямого восхождения α_M и склонения δ_M . Таким образом, элементу матрицы изображения B_{ij} будут соответствовать угловые координаты (A_{Mij}, h_{Mij}) и $(\alpha_{Mij}, \delta_{Mij})$. Поскольку на рассматриваемых временных отрезках

А.В. Шиндин, В.В. Клименко, Д.А. Когогин и др.

(несколько минут) экваториальные координаты звёзд можно считать постоянными, а горизонтные, наоборот, меняются со временем, то всегда можно выполнить обратный переход от экваториальных координат к горизонтным $(\tilde{A}_M, \tilde{h}_M)$, задав время $\tilde{t} \neq t$, отличное от времени регистрации изображения. Координаты звёзд в новой горизонтной системе координат $(\tilde{A}_M, \tilde{h}_M)$ будут соответствовать моменту времени \tilde{t} . Следующий этап — обратный переход к плоским координатам $(\tilde{X}_M, \tilde{Y}_M)$ по формулам (П1.2) и (П1.7)–(П1.9). Вид матриц \tilde{X}_M и \tilde{Y}_M после вышеописанной цепочки преобразований будет уже не таким простым, как у матриц X_M и Y_M в (П3.1). Совокупность трёх матриц X_M, Y_M и B можно рассматривать как поверхность, заданную на неравномерной сетке значений X_{Mij} и Y_{Mij} . Для того, чтобы было можно работать с этой поверхностью как с изображением, необходимо привести её к исходной сетке (П3.1). Это можно сделать путём триангуляции и интерполяции. Полученную матрицу значений (новое изображение) обозначим \tilde{B} . Вышеописанная процедура применялась при генерации фонового изображения для двух опорных кадров, ближайших к текущему кадру.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИСТЕМ КООРДИНАТ

$$M_{1} = \begin{pmatrix} -\sin\lambda_{\rm M} & \cos\lambda_{\rm M} & 0\\ -\cos\lambda_{\rm M}\sin\varphi_{\rm M} & -\sin\lambda_{\rm M}\sin\varphi_{\rm M} & \cos\varphi_{\rm M}\\ \cos\lambda_{\rm M}\cos\varphi_{\rm M} & \sin\lambda_{\rm M}\cos\varphi_{\rm M} & \sin\varphi_{\rm M} \end{pmatrix}, \tag{II4.1}$$

$$M_2^A = \begin{pmatrix} -\sin\lambda_A & -\cos\lambda_A \sin\varphi_A & \cos\lambda_A \cos\varphi_A \\ \cos\lambda_A & -\sin\lambda_A \sin\varphi_A & \sin\lambda_A \cos\varphi_A \\ 0 & \cos\varphi_A & \sin\varphi_A \end{pmatrix},$$
(II4.2)

а M_2^B получается из (П4.2) заменой $A \to B$.

Переход к угловым координатам (A, h, r) осуществляется с помощью системы уравнений

 $x = r \cos h \sin A, \qquad y = r \cos h \cos A, \qquad z = r \sin h.$ (II4.3)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Biondi A. A., Sipler D. P., Hake R. D. // J. Geophys. Res. 1970. V. 75, No. 31. P. 6421.
- Bernhardt P.A., Scales W.A., Grach S.M., et al. // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18, No. 8. P. 1477.
- Bernhardt P. A., Wong M., Huba J. D., et al. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2000. V. 105, No. A5. P. 10657.
- 4. Grach S. M., Kosch M. J., Yashnov V. A., et al. // Annales Geophysicae. 2007. V. 25, No. 3. P. 689
- 5. Грач С. М., Клименко В. В., Шиндин А. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 1–2. С. 36.
- Шиндин А.В., Грач С.М., Клименко В.В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 11. С. 849.
- Клименко В. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 6. С. 481.
- 8. Haslett J. C., Megill L. R. // Radio Science. 1974. V. 9, No. 11. P. 1005.
- Gustavsson B., Sergienko T., Rietveld M. T., et al. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2001. V. 106, No. A12. P. 29105.

А.В. Шиндин, В.В. Клименко, Д.А. Когогин и др.

- 10. Gustavsson B., Kosch M., Wong A., et al. // Annales Geophysicae. 2008. V. 26, No. 12. P. 3999.
- Pedersen T. R., Holmes J. M., Gustavsson B., et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2011. V. 39, No. 11. P. 2704.
- 12. Thebault E., Finlay C. C., Beggan C. D., et al. // Earth Planets and Space. 2015. V. 67, No. 79.
- 13. http://www.sil.sk.ca/content/cadi.
- $14. \ http://www.silar.ru/production/malokadrovye-pzs-kamery\,.$
- 15. http://www.valdai.su/valday-ns.
- $16. \ http://diffractionlimited.com/product/stf-8300\,.$
- $17. \ http://www.keoscientific.com/Documents/KeoSentinelBrochure.pdf.$
- 18. http://izmccd.puldb.ru.
- 19. Измайлов И.С., Ховричева М.Л., Ховричев М.Ю. и др. // Письма в Астрон. Журн. 2010. Т. 36, вып. 5. С. 365.
- 20. http://astrometry.net.
- 21. Lang D., Hogg D. W., Mierle K., et al. // Astronomical J. 2010. V. 139, No. 5. P. 1782.
- 22. Calabretta M.R., Greisen E.W. // Astronomy & Astrophysics. 2002. V. 395, No. 3. P. 1077.
- Montenbruck O., Pfleger T. Astronomy on the personal computer. Berlin: Springer-Verlag, 2000. 308 p.
- 24. Kumar M. // Marine Geodesy. 1988. V. 12, No. 2. P. 117.
- 25. http://maxima.sourceforge.net.
- 26. Meurer A., Smith C. P., Paprocki M., et al. // PeerJ. Computer Sci. 2017. V. 3, No. 1. P. 103.
- 27. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Митяков Н. А. и др. Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 7.
- 28. http://www.scipy.org.
- 29. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.
- 30. Hunter J. D. // Computing in science & Engineering. 2007 V. 9, No. 3. P. 90.
- 31. https://github.com/ashindin/multipoint_airglow.
- 32. Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н. Сводный спектрофотометрический каталог звёзд. Алма-Ата: Наука Казахской ССР, 1978. 199 с.

Поступила в редакцию 25 октября 2017 г.; принята в печать 25 ноября 2017 г.

SPATIAL CHARACTERISTICS OF THE 630-NM ARTIFICIAL AIRGLOW GENERATION REGION DURING THE SURA FACILITY PUMPING

A. V. Shindin, V. V. Klimenko, D. A. Kogogin, A. B. Beletsky, S. M. Grach, I. A. Nasyrov, and E. N. Sergeev

We describe the method and the results of modeling and retrieval of the spatial distribution of excited oxygen atoms in the HF-pumped ionospheric region based on two-station records of artificial airglow in the red line (at the wavelength $\lambda = 630$ nm). The HF ionospheric pumping was provided by the Sura facility. The red-line records of the night-sky portraits were obtained at two reception points — directly at the heating facility and 170 km east of it. The results were compared with the vertical ionospheric sounding data. It was found that in the course of the experiments the airglow region was about 250 km high and did not depend on the resonance height of the pump wave. The characteristic size of the region was 35 km, and the shape of the distribution isosurfaces was well described by oblique spheroids or a drop-shaped form. The average value of the maximum concentration of excited atoms during the experiment was about 1000 cm⁻³.