

Том 101, Номер 8

ISSN 0004-6299

Август 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 8, 2024

Относительные расстояния и пекулярные скорости 140 групп и скоплений галактик на малых масштабах и H_0 <i>А.И. Копылов, Ф.Г. Копылова</i>	682
Обзор областей образования массивных звезд в линии однократно дейтерированного аммиака NH_2D <i>Е.А. Трофимова, И.И. Зинченко, П.М. Землянуха, М. Томассон</i>	693
Определение структуры атмосферы экзопланеты HD 189733 b на основе многоцветных фотометрических наблюдений транзита <i>Е.В. Бекесов</i>	715
Аэрономия атмосферы ультра-горячего юпитера Kelt9B с учетом кинетики уровней атома водорода <i>И.Ф. Шайхисламов, И.Б. Мирошниченко, М.С. Руменских, А.В. Шепелин, А.Г. Березуцкий, С.С. Шарипов, М.П. Голубовский, А.А. Чибранов, М.Л. Ходаченко</i>	725
Анализ градиентных профилей и морфологии остатка сверхновой Vela Jr. <i>С.А. Проницева, А.Ф. Июдин</i>	743
Вариации интенсивности излучения пульсара B0950+08: 9 лет мониторинга на частоте 110 МГц <i>Т.В. Смирнова, М.О. Торпов, С.А. Тюльбашев</i>	753
Межзвездные мерцания источников B0821+394 и B1812+412 по наблюдениям на радиотелескопе БСА ФИАН <i>С.А. Тюльбашев, И.В. Чашей, И.А. Гришанова, Г.Э. Тюльбашева, И.А. Субаев</i>	764
Нетепловые процессы образования окиси азота при высыпании авроральных электронов в верхние атмосферы планет земного типа <i>В.И. Шематович, Д.В. Бисикало, Г.Н. Пуриков, А.Г. Жилкин</i>	770

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ РАССТОЯНИЯ И ПЕКУЛЯРНЫЕ СКОРОСТИ 140 ГРУПП И СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК НА МАЛЫХ МАСШТАБАХ И H_0

© 2024 г. Ф. Г. Копылова^{1,*}, А. И. Копылов¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, Россия

*E-mail: flera@sao.ru

Поступила в редакцию 04.04.2024 г.

После доработки 30.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Мы использовали фундаментальную плоскость (ФП) галактик ранних типов (данные Sloan Digital Sky Survey (SDSS)) для определения относительных расстояний и пекулярных скоростей 140 групп и скоплений галактик на малых масштабах, $z < 0.12$. Построена диаграмма Хаббла между относительными расстояниями систем галактик и лучевыми скоростями в системе трехградусного реликтового фона (СМВ) в стандартной Λ CDM модели ($\Omega_m = 0.3$, $H_0 = 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$). Найдено, что логарифмическое стандартное отклонение групп и скоплений галактик ($N = 140$) на диаграмме Хаббла (с вычетом пекулярных скоростей) равно ± 0.0173 , что соответствует разбросу постоянной Хаббла $70 \pm 2.8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Для выборки систем галактик ($N = 63$) с рентгеновской светимостью в интервале $(0.151 \div 4) \times 10^{44} \text{ эрг/с}$ мы получили $70 \pm 2.1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Среднеквадратичные отклонения пекулярных скоростей с квадратичным учетом ошибок равны $\langle V_{\text{pec}}^2 \rangle^{1/2} = 714 \pm 7 \text{ км/с}$ и $600 \pm 7 \text{ км/с}$ соответственно. Пять больших сверхскоплений галактик из области SDSS показывают среднюю пекулярную скорость $+240 \pm 250 \text{ км/с}$ относительно СМВ. Мы не нашли оттока систем галактик из воида (Giant Void, $\alpha \approx 13^{\text{h}}$, $\delta \approx 40^\circ$, $z \approx 0.107$), образованной группами и скоплениями галактик.

Ключевые слова: галактики, группы и скопления, галактики ранних типов, фундаментальные параметры, расстояния и красные смещения, космология, крупномасштабная структура Вселенной

DOI: 10.31857/S0004629924080014 EDN: ITXYCE

1. ВВЕДЕНИЕ

Крупномасштабная структура Вселенной имеет ячеистую структуру. Основными ее элементами являются гало темной материи — галактики, группы и скопления галактик, сконцентрированные в виде филаментов, стенок вокруг низкоплотных областей, воидов. Первые исследования элементов крупномасштабной структуры выполнены в работах [1–7]. В работе [8] приведены сценарии, объясняющие формирование и развитие крупномасштабной структуры, и указано, что основным ее элементом являются пустые области — воиды. Изучение воидов в распределении скоплений галактик выполнены, например, в работах [9–13].

Гравитационное притяжение элементов крупномасштабной структуры является основной причиной пекулярных скоростей галактик, скоплений галактик. Пекулярную скорость скоплений галактик на малых z можно оценить следующим образом:

$$V_p \sim cz_{\text{obs}} - cz_H \sim cz_{\text{obs}} - H_0 D, \quad (1)$$

где D — сопутствующее расстояние галактики, H_0 — постоянная Хаббла.

Чтобы определить пекулярные скорости скоплений галактик относительно Хаббловского потока необходимо измерить относительные расстояния систем галактик каким-нибудь методом, чувствительным к расстоянию. Фундаментальная плоскость (ФП) галактик ранних типов [14, 15] широко используется для исследования свойств галактик ранних типов, для определения относительных расстояний и пекулярных скоростей скоплений галактик (см., напр., [16–19]). ФП является эмпирическим соотношением между центральной дисперсией звезд в галактике σ , физическим эффективным радиусом R_e и средней поверхностной яркостью μ_e в пределах эффективного радиуса.

Ранее, с помощью ФП для большой выборки систем галактик нами уже были определены относительные расстояния и пекулярные скорости скоплений галактик в сверхскоплениях Leo, Hercules (Her), Bootes (Boo), Corona Borealis (CrB) по данным ката-

лога SDSS (DR8 [20]) в работах [21, 22, 23]. По данным каталога SDSS DR4 мы опубликовали результаты аналогичных измерений для сверхскопления Ursa Major (UMa) [24].

В каталоге Data Release 8 учтены ошибки обработки изображений, особенно больших галактик, допущенных в предыдущих релизах. Для измерения наблюдаемых относительных расстояний систем галактик в приведенных выше работах [22, 23] мы воспользовались ФП, уже полученной в работе [25], где учтена эволюция светимости галактик ранних типов и получен эволюционный параметр $Q = 1.07^m z$.

Известно, что в расширяющейся Вселенной поверхностная яркость объекта изменяется как $SB \propto (1+z)^{-4}$ (z — красное смещение объекта, SB — поверхностная яркость), происходит космологическое ослабление поверхностной яркости. Множитель $(1+z_H)^{-2}$ возникает из-за расширения пространства Вселенной, множитель $(1+z_{\text{obs}})^{-2}$ — из-за релятивистских эффектов вследствие радиального собственного движения. Отсюда вытекает поправка в логарифмической форме за ослабление поверхностной яркости галактик в расширяющейся Вселенной, например [26]:

$$C = 5 \log(1+z_H) + 5 \log(1+z_{\text{obs}}). \quad (2)$$

Кроме того, в работе [25] была определена эволюция средней поверхностной яркости галактик ранних типов с красным смещением, эволюционный параметр $Q_r = 2.2z$ [mag/arcsec²], с учетом космологического ослабления поверхностной яркости с изменением z как $10 \log_{10}(1+z_{\text{СМВ}})$, и без учета эволюции звездных величин галактик.

Математически учет обеих поправок Q и Q_r в SB одинаков. В данной работе мы показываем, что если учесть только первую часть поправки в поверхностной яркости, вызванной движением галактик $5 \log(1+z_{\text{obs}})$, то эволюция средней поверхностной яркости с ростом z равна $Q_r = 3.76z$ [mag/arcsec²].

Кроме сверхскоплений галактик в нашу выборку мы включили группы и скопления галактик, расположенные в области большого воида в распределении скоплений галактик (Giant Void (GV), $\alpha \approx 13^{\text{h}}$, $\delta \approx 40^\circ$, $z \approx 0.107$). Диаметр GV — максимальный диаметр сферы, в которой нет скоплений галактик $R \geq 1$ — равен 214 Мпк. Результаты, полученные ранее по наблюдениям на 6-м и 1-м телескопах САО РАН с помощью соотношения Корменди, опубликованы в работе [12], где было показано по 17 скоплениям галактик, что оттока систем галактик, вызванных дефицитом массы в воиде, не наблюдается.

В данной работе мы заново определяем относительные расстояния и пекулярные скорости скоплений галактик вокруг GV с помощью другого метода — ФП галактик ранних типов. Предполагается рассмотреть всю выборку одинаково выполненных измерений относительных расстояний 140 групп и скопления галактик целиком. Одна из основных целей работы — протестировать стандартную космологическую модель с помощью расстояний и пекулярных скоростей большой выборки систем галактик (диаграмму Хаббла). Работа выполнена нами с привлечением данных каталогов SDSS (Sloan Digital Sky Survey Data Release 7, 8), NED.

Статья организована следующим образом. В секции 2 описаны этапы построения ФП: выборка, отбор галактик ранних типов, приведена общая фундаментальная плоскость. В секции 3 определены относительные расстояния групп и скоплений галактик. В секции 4 мы вычислили пекулярные скорости групп/скоплений галактик вокруг воида, пекулярные скорости сверхскоплений галактик. В секции 5 приведена диаграмма Хаббла для всей выборки и оценены отклонения от нее. В заключении перечислены полученные результаты. В статье мы использовали стандартную Λ CDM космологию с параметрами: $H_0 = 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ ПЛОСКОСТЬ ГАЛАКТИК РАННИХ ТИПОВ

2.1. Описание выборки

Всего в нашей выборке 140 групп и скоплений с числом галактик ранних типов больше 3 в пределах выбранного нами радиуса R_{200} . Выборка имеет следующие параметры: $0.020 < z_{\text{СМВ}} < 0.12$ (дополнительно 3 скопления с $z_{\text{СМВ}} > 0.12$) и $200 < \sigma < 1104 \text{ км/с}$. В данной работе самые далекие системы галактик расположены в области Giant Void, изученного нами ранее. В работе [12] нами было отобрано 17 скоплений галактик. Но по данным SDSS оказалось, что три скопления (A 1298, A 1700, A 1739) имеют мало галактик со спектральной информацией. Поэтому их мы не рассматривали, но добавили еще 5 скоплений галактик, расположенных в этой области. Всего вокруг Giant Void была составлена выборка из 19 групп и скоплений галактик, имеющих красные смещения $0.07 < z_{\text{СМВ}} < 0.15$.

Динамические характеристики систем галактик основаны на измерении гелиоцентрической лучевой скорости, одномерной дисперсии лучевых скоростей, по которой вычисляется вириальная масса в пределах эмпирического радиуса R_{200} , в предполо-

жении $M(r) \propto r$. Радиус R_{200} близок к вириальному, и в его пределах плотность систем галактик превышает критическую плотность Вселенной в 200 раз. Радиус R_{200} можно оценить по формуле $R_{200} = \sqrt{3}\sigma / (10H(z))$ Мпк [27]. В предположении $M_{200} \simeq M_{vir}$ масса в пределах R_{200} равна $M_{200} = 3G^{-1}R_{200}^2\sigma_{200}^2$. Подробно измерение параметров скоплений галактик описано, например, в работе [22].

2.2. Отбор галактик ранних типов

Отбор галактик ранних типов в пределах радиуса R_{200} осуществлен одинаковым образом для всех скоплений галактик. Как и в работе [22] мы применили следующие критерии к параметрам галактик.

- центральная дисперсия скоростей звезд: $100 < \sigma < 420$ км/с;
- параметр, характеризующий вклад профиля Вокулера в профиль поверхностной яркости: $fracDeV_r \geq 0.8$;
- индекс концентрации, равный отношению радиусов, содержащих 90% и 50% потоков Петросьяна: $r_{90} / r_{50} \geq 2.6$;
- ограничение по цвету: $\Delta(u-r) > -0.2$, чтобы исключить галактики поздних типов, где $\Delta(u-r) = (u-r) + 0.108M_r - 0.3$ [28];
- соотношение осей галактик: $deV AB \geq 0.3$;
- отношение сигнала к шуму в спектрах галактик: $snMedian > 10$;
- предельная звездная величина нашей выборки соответствует спектроскопическому пределу SDSS, который равен звездной величине Петросьяна (т. е. неисправленной за поглощение) 17.77^m в фильтре r [29].

Количество используемых галактик играет ключевую роль в определении относительных расстояний скоплений галактик, поскольку стандартная ошибка среднего расстояния равна стандартному отклонению, деленному на \sqrt{N} . Из каталога SDSS мы взяли параметры галактик, которые получены путем подгонки профиля Вокулера к наблюдаемому профилю галактик. Все поправки: (1) апертурная поправка к дисперсии лучевых скоростей $\sigma = \sigma_{sdss} (r_{fiber} / (r_{cor} / 8))^{0.04}$ (здесь $r_{cor} = r_{dev} \sqrt{b/a}$ — радиус галактики с учетом ее эллиптичности, r_{dev} — модельный радиус галактики раннего типа), (2) поправка за поглощение в Галактике (данные SDSS), (3) K -поправка [30], сделаны в соответствии с работой [25]. Лучевые скорости скоплений галактик

приведены в систему реликтового фона (СМВ), поправки взяты из базы данных NED.

Обычно, средняя эффективная поверхностная яркость записывается в виде

$$\langle \mu_e \rangle = m_{dev} + 2.5 \log(2\pi r_{cor}^2) - K(z) - 10 \log(1+z). \quad (3)$$

Как мы уже отметили, поправку за космологическое ослабление SB , ($10 \log_{10}(1+z)$), мы разделили на два компонента (см. уравнение (2)), в которых учтены релятивистские эффекты и изменение геометрии Вселенной, где z_{obs} — измеренное красное смещение, в которое входит пекулярная скорость объекта, и z_H (в нашем случае z_{FP}) — красное смещение, соответствующее истинному космологическому расстоянию, определенному по ФП.

В SB мы учли только первую часть поправки, вторая ее часть учтена в нуль-пункте ФП при определении зависимости Хаббла (следующий пункт), аналогично работе [22]. Мы определили для нашей выборки галактик ранних типов ($N = 2654$) зависимость $\langle \mu_e \rangle$ с первой частью поправки $5 \log(1+z_{obs})$ от красного смещения в виде: $\langle \mu_e \rangle = 3.76(\pm 0.56)z + 19.285(\pm 0.04)$. На рис. 1 приведена полученная зависимость для диапазона красных смещений $z_{СМВ}$ от 0.02 до 0.145.

2.3. Определение расстояний с помощью ФП

Для отобранных нами 2654 галактик ранних типов (по приведенным критериям) построена общая фундаментальная плоскость в сопутствующей сис-

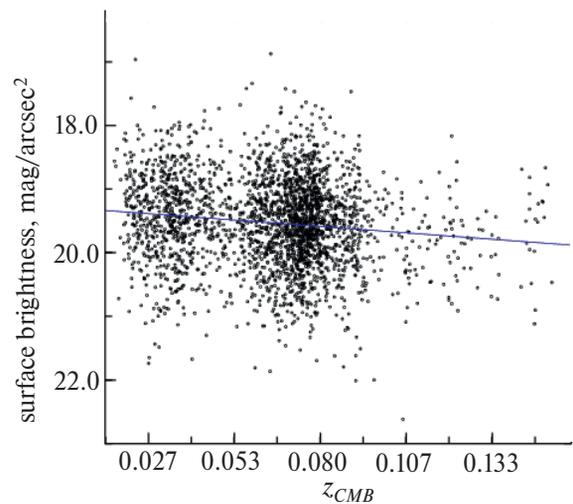


Рис. 1. Зависимость средней поверхностной яркости галактик ранних типов от $z_{СМВ}$. Линия соответствует регрессионному соотношению $\langle \mu_e \rangle = 3.76(\pm 0.56)z + 19.285(\pm 0.04)$.

теме координат методом наименьших квадратов. Уравнение для ФП имеет вид:

$$\log R_e [\text{кпк}] = (0.991 \pm 0.124) \log \sigma + (0.318 \pm 0.020) \langle \mu_e \rangle + \gamma, \quad (4)$$

где R_e — эффективный радиус галактики в килопарсеках, $\langle \mu_e \rangle$ — средняя эффективная поверхностная яркость в пределах этого радиуса, σ — дисперсия лучевых скоростей звезд и γ — нуль-пункт ФП, зависящий от расстояний галактик. Значение нуль-пункта нашей выборки $\gamma = -8.066$ получено для принятой стандартной Λ CDM космологии. Стандартное отклонение нуль-пункта ФП равно 0.071, что эквивалентно $\sim 16\%$ — ошибке определения расстояния одной галактики.

Формальная ошибка определения расстояния скопления зависит от числа используемых галактик и меняется от 2% до 12%. Нуль-пункт изменяется с расстоянием галактик, если $\log R_e$ измеряется в угловых секундах. Остаточные отклонения от ФП, $\Delta\gamma = \log R_e [\text{arcsec}] - 0.991 \log \sigma - 0.318 \langle \mu_e \rangle - \gamma$, не зависят от центральной дисперсии звезд в галактиках. Мы использовали этот факт для уточнения выборки отобранных ранее галактик в каждом из скоплений [22]. Эмпирическим путем мы нашли, что практически все отклонения нуль-пунктов γ галактик от среднего нуль-пункта скопления не превышают 2σ .

Предельная звездная величина нашей выборки изменяется от системы к системе. Мы взяли одинаковый предел для всех систем галактик, $M_r = -21^m$, определили расстояния и сравнили их с расстояниями, полученными при использовании индивидуальных пределов. Различия между расстояниями находятся в пределах $\pm 5.7\%$, а среднее отклонение от этого значения равно нулю. Таким образом, вариации предельной величины систем галактик не оказывают существенного влияния на определяемые пекулярные скорости и, практически, находятся в пределах их ошибок. Особенно, это касается далеких скоплений галактик нашей выборки, в которых пекулярные скорости с большой ошибкой измеряются только по ярким галактикам. В нашей выборке только 10 систем галактик с количеством галактик меньше 7, поэтому мы не учитывали в расстояниях эффект Малмквист байес (Malmquist bias). Для систем галактик с числом членов больше семи однородный эффект Малмквист байес меньше 1.5% [31].

На рис. 2 методика определения пекулярных скоростей показана графически. На ней приведены наблюдаемые расстояния (нуль-пункты γ , расчи-

танные для $\log R_e$ в угловых секундах) галактик в скоплении A 1656 (заполненные кружки) и в скоплении A 2107 (пустые кружки) в зависимости от их красных смещений относительно СМВ. Жирной линией показана ожидаемая Хаббловская зависимость между расстоянием и красным смещением, рассчитанная для принятой нами модели $\Omega_m = 0.3$, $H_0 = 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ (эквивалентно параметру $q_0 = -0.55$) и нуль-пункта ФП, равного -8.066 . Угловые расстояния галактик γ преобразованы в красные смещения с помощью аппроксимация Пибблса [32]:

$$D \approx \frac{cz}{H_0} \left(1 - \frac{(1+q_0)z}{2} \right) \approx \frac{cz}{H_0} (1 - 0.225z),$$

$$D \approx \frac{cz}{H_0} \left(\frac{1 - 0.225z}{1+z} \right).$$

В нуль-пункте ожидаемой Хаббловской зависимости мы учли поправку за космологическое ослабление поверхностной яркости галактик $5 \log(1+z_{\text{FP}})$. Сплошные вертикальные линии у каждого скопления показывают их средние красные смещения относительно микроволнового фона, сплошные горизонтальные линии — соответствующие им расстояния, определенные относительно ожидаемой Хаббловской зависимости. Штриховые (горизонтальные) линии показывают средние расстояния скоплений галактик, измеренные по ФП, и соответствующие им красные смещения — штриховые вертикальные линии, также определенные относительно ожидаемой Хаббловской зависимости.

На рис. 3 приведена диаграмма Хаббла (верхняя панель): относительные расстояния, нуль-пункты γ , в зависимости от лучевых скоростей (СМВ). Скопления, относящиеся к воиду, показаны пустыми синими кружками. Таким образом, можно отметить, что на рис. 3 ожидаемая Хаббловская зависимость практически правильно описывает расстояния групп и скоплений галактик, начиная от скопления Coma ($z = 0.024$) и до Giant Void ($z \sim 0.15$). На нижней панели показаны отклонения групп и скоплений от Хаббловского потока.

На рис. 4 показана та же диаграмма, но с учетом эволюции светимости галактик ранних типов $Q = 1.07^m z$. Можно отметить, что модельная хаббловская зависимость хуже описывает данные при $cz < 15000 \text{ км/с}$ и $cz > 30000 \text{ км/с}$. Если взять другую поправку, найденную в работе [25], а именно, поправку за эволюцию средней поверхностной яркости $Q_r = 2.2z [\text{mag/arcsec}^2]$, то ситуация улучшается незначительно.

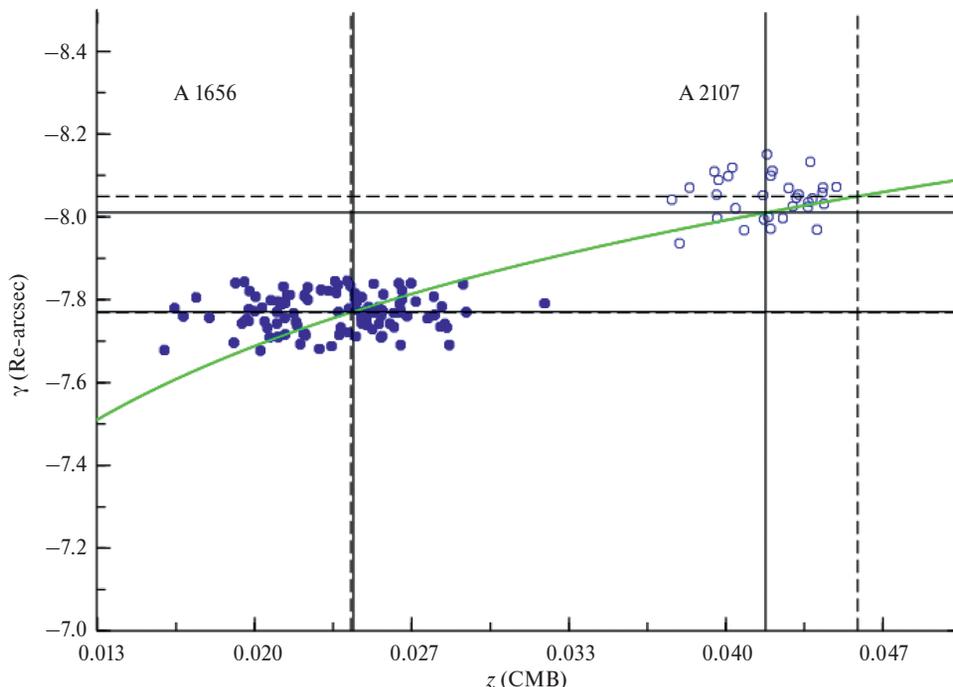


Рис. 2. Зависимость угловых расстояний галактик, нуль-пунктов фундаментальной плоскости γ , от красного смещения z_{CMB} . Галактики расположены в скоплениях А 1656 (заполненные кружки) и А 2107 (пустые кружки) в пределах радиуса R_{200} . Жирная кривая линия соответствует Хаббловской зависимости между красным смещением и расстоянием. Сплошными линиями показаны средние красные смещения скоплений, z_{CMB} , которые на пересечении с Хаббловской кривой дают соответствующие расстояния. Штриховые линии соответствуют средним расстояниям систем галактик, найденным по ФП, и соответствующим им красным смещениям, z_{FP} .

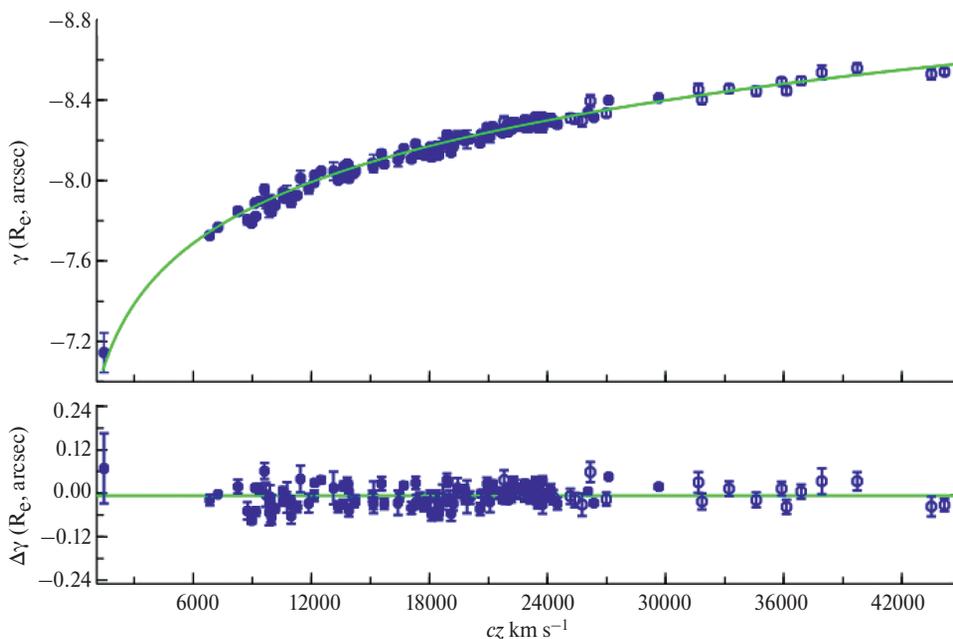


Рис. 3. Верхняя панель: зависимость угловых расстояний 140 групп и скоплений галактик, нуль-пунктов ФП γ , от лучевой скорости cz (диаграмма Хаббла), полученных с учетом эволюционного параметра $Q_r = 3.76z$ [mag/arcsec²]. Пустыми кружками показаны системы ($N = 19$), расположенные вокруг GV. Жирной линией показана ожидаемая зависимость Хаббла в Λ CDM космологической модели с $\Omega_m = 0.30$. Нижняя панель: кривая остаточных отклонений.

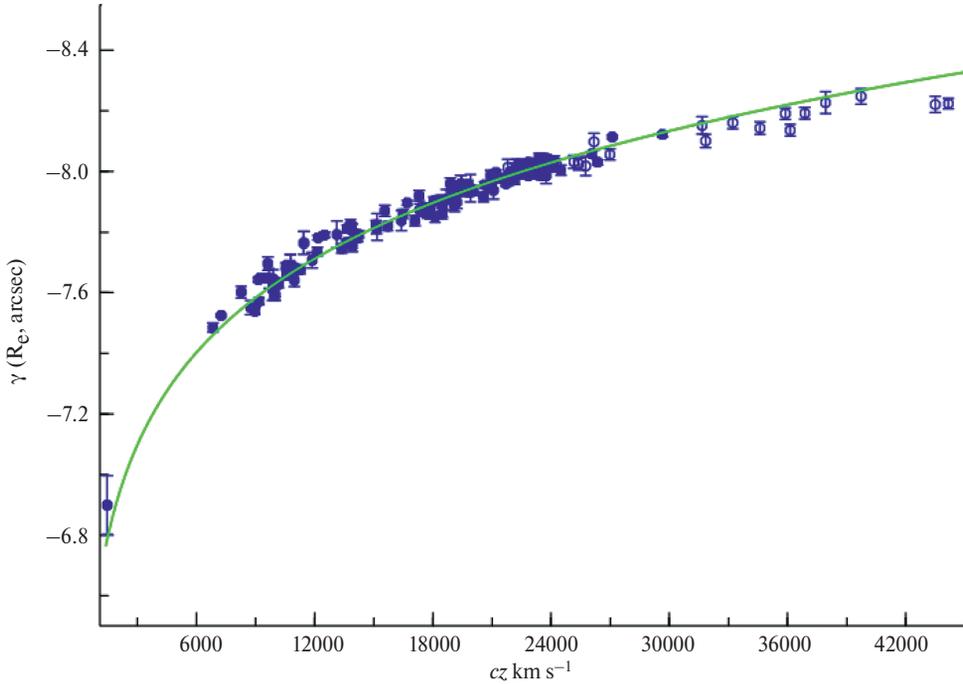


Рис. 4. Зависимость угловых расстояний 140 групп и скоплений галактик, нуль-пунктов ФП γ , от лучевой скорости cz , полученных с учетом эволюционного параметра $Q = 1.07^m z$. Обозначения такие же, как и на предыдущем рисунке.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕКУЛЯРНЫХ СКОРОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ ФП

Приведенная Хаббловская зависимость позволяет по наблюдаемому расстоянию в угловых секундах, $\log R_e$, определить соответствующее красное смещение скопления z_{FP} (рис. 2). Пекулярные скорости в сопутствующей системе координат равны разнице между спектроскопическим и фотометрическим красными смещениями, то есть,

$$V_{pec} = c \left(\frac{z_{CMB} - z_{FP}}{1 + z_{FP}} \right), \quad (5)$$

где c — скорость света, z_{CMB} — красное смещение скопления относительно реликтового фона, z_{FP} — красное смещение скопления, соответствующее расстоянию, определенному по фундаментальной плоскости.

Комментарии к скоплению A 1656 (Coma)

Скопление Coma не имеет пекулярной скорости, покоится в системе CMB (см., напр., [33–36]), и этот факт часто используется для привязки пекулярных скоростей других скоплений галактик, (напр., [31, 37]). В нашем исследовании мы проанализировали, как влияет учет эволюции светимости на результаты по Coma. В работе [21] мы определили относитель-

ные расстояния скоплений в сверхскоплениях с помощью ФП, построенной по данным SDSS [25], в ней использована эволюция светимости галактик ранних типов $Q = 1.07^m z$. Если учесть это значение, ослабление поверхностной яркости галактик $10 \log(1 + z)$ и ограничение $M_r < -20.6$, то мы получим для скопления Coma $V_{pec} = -388 \pm 120$ км/с [21]. Если взять все галактики ранних типов, то получим $V_{pec} = -840 \pm 120$ км/с. Если учесть значение $Q_r = 2.2z$ [mag/arcsec²] и ослабление поверхностной яркости галактик $10 \log(1 + z)$, мы получим для скопления Coma $V_{pec} = -724 \pm 80$ км/с. В принятом нами случае — эволюции средней поверхностной яркости галактик ранних типов с z , $Q_r = 3.76z$ [mag/arcsec²], и ослаблении $SB 5 \log(1 + z_{obs})$ — мы получаем для скопления Coma ($N = 107$) минимальную пекулярную скорость $V_{pec} = +40 \pm 70$ км/с.

Комментарии к скоплению Virgo

Скопление Virgo — ближайшее скопление галактик ($z_h = 0.003821$). В статье [38] мы представили динамические параметры скопления, определенные по данным SDSS. В настоящей работе в пределах $1.3 R_{200}$ мы нашли только 8 галактик ранних типов с параметрами, необходимыми для измерения расстояний по ФП. Используя эти галактики, мы из-

мерили пекулярную скорость скопления Virgo $V_{\text{pec}} = -240 \pm 260$ км/с. Полученное расстояние нанесли на диаграмму Хаббла на рис. 3. В работе [39] дана подобная пекулярная скорость относительно наблюдаемого расстояния скопления.

В итоге, нами получено, что вся выборка групп и скоплений галактик ($N = 140$) имеет пекулярную скорость относительно СМВ $V_{\text{pec}} = +192 \pm 90$ км/с. Если взять только системы галактик с числом членов $N \geq 7$ [31], то $V_{\text{pec}} = +172 \pm 95$ км/с ($N = 130$). В нашей выборке всего 10 систем галактик с числом членов $N < 7$. Кроме того, в нашей выборке 106 систем галактик имеют измеренное излучение в рентгеновской области [40], а 34 системы галактик не имеют. Мы нашли небольшую зависимость измеренных относительных расстояний γ (и пекулярных скоростей) от рентгеновской светимости в полосе 0.1–2.4 кэВ: группы и скопления с $L_X \leq 0.151 \times 10^{44}$ эрг/с показывают, в основном, положительные пекулярные скорости (34 системы), а скопления с $L_X > 4 \times 10^{44}$ эрг/с показывают отрицательные пекулярные скорости (А 1795, А 2142, А 2244). Для выборки в интервале $L_X = (0.151 \div 4) \times 10^{44}$ эрг/с мы получили $V_{\text{pec}} = -80 \pm 100$ км/с ($N = 63$). Все системы галактик с измеренным рентгеновским излучением ($N = 106$) показывают $V_{\text{pec}} = +160 \pm 90$ км/с.

Эти 34 системы галактик представляют собой группы и скопления с признаками невириализованности в пределах радиуса R_{200} — несколько пиков в распределении лучевых скоростей (например, А 1142, А 1898, А 2019), или группы, подобные NGC 5098. Информации об изменении параметров галактик ранних типов и их ФП в скоплениях галактик в зависимости от излучения в рентгеновской области в литературе не обнаружено. Что касается вообще изменения параметров скоплений галактик, в работе [41] нами было получено, что галактики ранних типов (с $\log M_* = [10 - 11]$) с подавленным звездообразованием (без звездообразования также) уменьшаются в размере при попадании в межгалактическую среду скопления галактик. Ясно, что, чем больше масса скопления (чем больше рентгеновское излучение), тем сильнее галактика раннего типа подвергается воздействию. От других параметров систем галактик — количества используемых галактик, дисперсии лучевых скоростей, динамической массы в пределах радиуса R_{200} , z (хотя при $z > 0.1$ в системах галактик мало галактик ранних типов, и системы имеют большие ошибки определения пекулярных расстояний) — такой зависимости мы не обнаружили.

Среднеквадратичное отклонение радиальных пекулярных скоростей с квадратичным учетом ошибок всей выборки $\langle V_{\text{pec}}^2 \rangle^{1/2} = 714 \pm 7$ км/с, выборка с $N \geq 7$ составляет $\langle V_{\text{pec}}^2 \rangle^{1/2} = 740 \pm 7$ км/с. Для выборки в интервале $L_X = (0.151 \div 4) \times 10^{44}$ эрг/с мы определили $\langle V_{\text{pec}}^2 \rangle^{1/2} = 600 \pm 7$ км/с.

3.1. Пекулярные движения групп/скоплений галактик вокруг воида Giant Void

На рис. 5 приведено распределение групп и скоплений около GV на диаграмме относительные расстояния (нуль-пункты систем галактик с $\log R_e$ в кпк) в зависимости от лучевой скорости (СМВ). Сплошная линия на рисунке соответствует линейной регрессии, определенной по всем скоплениям ($N = 19$): $\gamma = 0.17(\pm 0.29)z - 8.08(\pm 0.03)$, штриховые линии соответствуют 1.5σ отклонениям от нее.

Можно отметить, что за эти линии отклоняется только одно скопление А 1609. Линейная регрессия для этого случая равна $\gamma = 0.05(\pm 0.26)z - 8.07(\pm 0.03)$. Для этих случаев скорости оттока скоплений галактик из воида примерно равны $\sim 250 \pm 410$ км/с и $\sim 70 \pm 370$ км/с соответственно.

Полученный нами наклон регрессионного соотношения больше, 0.17 против 0.033, чем было нами определено в работе [12] с учетом эволюции светимости галактик. Соответственно, скорости оттока скоплений галактик из пустоты равны $\sim 250 \pm 410$ км/с и $\sim 47 \pm 447$ км/с.

Другими словами, результаты, приведенные в данной работе и в работе [12], не противоречат друг другу, хотя и получены разными методами. Основные выводы состоят в следующем: (1) мы не нашли оттока групп и скоплений галактик из Giant Void; (2) пекулярные движения скоплений вокруг GV незначительны, не превышают ошибок измерений, кроме скопления А 1609, у которого отношение пекулярной скорости к ошибке измерения равно 2.2.

3.2. Пекулярные движения сверхскоплений галактик

В области нашего исследования ($z < 0.09$) расположены 5 больших сверхскоплений галактик: Hercules (Her, $z_h = 0.035$, $N = 11$), Leo ($z_h = 0.036$, $N = 9$), Ursa Major (UMa, $z_h = 0.060$, $N = 11$), Bootes (Boo, $z_h = 0.070$, $N = 11$), Corona Borealis (CrB, $z_h = 0.072$, $N = 8$). Пекулярные скорости скоплений галактик в их пределах приведены нами в работах [21, 22, 24].

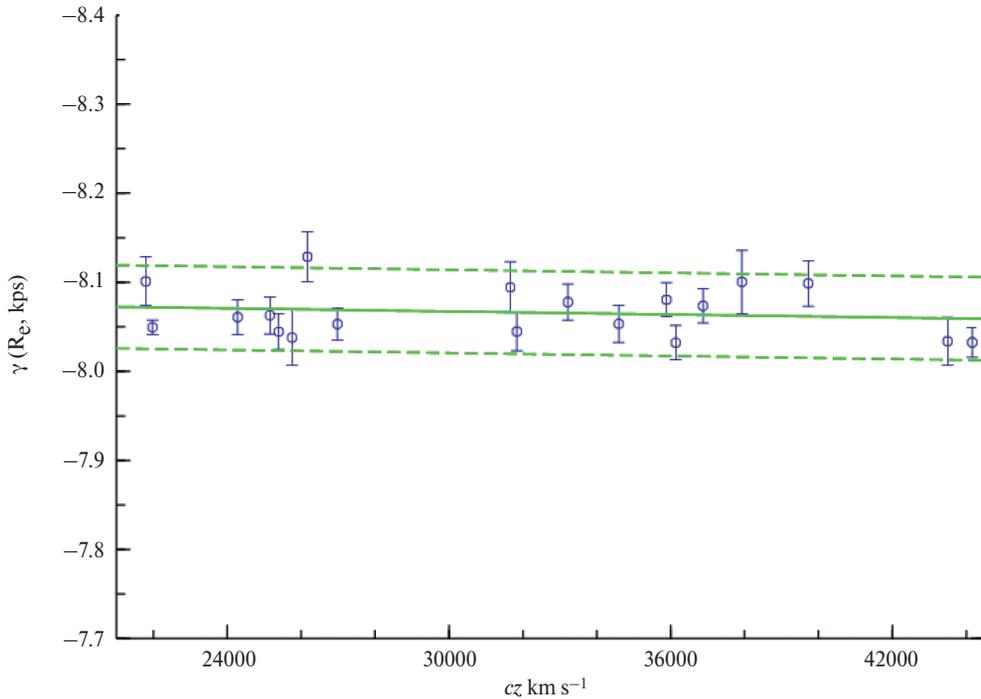


Рис. 5. Зависимость индивидуальных расстояний групп и скоплений галактик вокруг GV ($\log R_e$ [кпк]) от лучевой скорости cz . Сплошная линия на рисунке соответствует линейной регрессии, определенной по всем скоплениям ($N = 19$): $\gamma = 0.17(\pm 0.29)z - 8.08(\pm 0.031)$, штриховые линии показывают отклонения от нее на уровне 1.5σ .

Нами получены следующие пекулярные скорости самих сверхскоплений галактик как средние значения составляющих их групп и скоплений галактик относительно СМВ: $V_{\text{pec}} = +4 \pm 380$ км/с (Her), $V_{\text{pec}} = +385 \pm 560$ км/с (Leo), $V_{\text{pec}} = +467 \pm 660$ км/с (UMa), $V_{\text{pec}} = +97 \pm 640$ км/с (Boo), $V_{\text{pec}} = +239 \pm 510$ км/с (CrB). Средняя пекулярная скорость всех сверхскоплений галактик равна $+240 \pm 250$ км/с. Небольшой избыток положительных пекулярных скоростей связан с тем, что в сверхскоплениях много групп галактик с $L_X \leq 0.151 \times 10^{44}$ эрг/с (Секция 4).

Недавно, в работе [42] нами впервые были построены фундаментальные плоскости самих групп и скоплений галактик по аналогии с эллиптическими галактиками. Мы показали, что их расстояния соответствуют ожидаемой зависимости Хаббла, хотя разброс на ней в три раза больше, чем это получено в данной работе по эллиптическим галактикам. Мы также измерили среднюю пекулярную скорость всех сверхскоплений галактик, которая оказалась равна $+75 \pm 360$ км/с.

4. ДИАГРАММА ХАББЛА И ОТКЛОНЕНИЯ ОТ НЕЕ

Существует противоречие в определении константы Хаббла H_0 , одной из фундаментальных космологических параметров. Константа H_0 , оцененная по локальной лестнице расстояний (Cepheid-supernova distance ladder), расходится со значением, экстраполированным из данных СМВ, предполагая стандартную космологическую модель, 74.0 ± 1.4 км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$ [43] и 67.4 ± 0.5 км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$ [44] соответственно.

На рис. 3 жирной зеленой линией показана зависимость Хаббла между лучевой скоростью в системе СМВ и угловым расстоянием. Линия соответствует плоской Λ CDM модели $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$ и постоянной Хаббла $H_0 = 70$ км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$.

На нижней панели рис. 3 показаны отклонения полученных нами расстояний систем галактик от Хаббловской зависимости. Мы получили среднее отклонение от зависимости Хаббла всей выборки ($N = 140$) $\langle \Delta\gamma \rangle = -0.0066 \pm 0.0023$ ($N = 140$) и систем галактик с числом членов больше семи ($N = 130$) $\langle \Delta\gamma \rangle = -0.0065 \pm 0.0023$. Соответствующие стандартные отклонения равны 0.0275 и 0.0264, которые соответствуют отклонению постоянной Хаббла в 6.3% (± 4.4 км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$) и 6.08% (± 4.2 км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$).

Средние положительные и отрицательные отклонения примерно равны и соответствуют $\langle \Delta\gamma \rangle = +0.0218 \pm 0.0020$ ($N = 54$) и $\langle \Delta\gamma \rangle = -0.0244 \pm 0.0018$ ($N = 86$). Для выборки в интервале $L_X = (0.151 \div 4) \times 10^{44}$ эрг/с мы получили среднее отклонение от зависимости Хаббла $\langle \Delta\gamma \rangle = 0.0017 \pm 0.0028$ ($N = 63$) со стандартным разбросом 0.0224, соответствующим отклонению в 5.11% (± 3.6 км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$).

Если мы вычтем пекулярные скорости групп и скоплений галактик (формула (1)) на рис. 3, то ошибки измерения расстояний по ФП фактически определяют разброс на диаграмме Хаббла. В этом случае стандартное отклонение равно 0.0173 ($N = 140$) и соответствует отклонению постоянной Хаббла ± 2.8 км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$, для систем галактик с числом членов больше семи ($N = 130$) соответственно 0.0163 и ± 2.6 км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$. Для выборки скоплений в интервале $L_X = (0.151 \div 4) \times 10^{44}$ эрг/с мы получили соответствующее стандартное отклонение 0.0130 ($N = 63$), что соответствует отклонению постоянной Хаббла ± 2.1 км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$.

5. ВЫВОДЫ

Для понимания происхождения и эволюции крупномасштабной структуры Вселенной важно изучить пекулярные движения групп и скоплений галактик как в массивных сверхскоплениях галактик, так и вокруг пустых областей (воидов), которые должны расширяться быстрее, чем поток Хаббла. Модельные расчеты показывают, что большие пекулярные скорости систем галактик, $V_{pec} > 10^3$ км/с, возникают в плотных сверхскоплениях галактик [45].

С целью изучения пекулярных скоростей систем галактик мы составили выборку групп и скоплений галактик в больших сверхскоплениях Hercules, Leo, Ursa Major, Corona Borealis, Bootes и в более мелких системах галактик [21–24], а также выборку систем галактик вокруг большого войда (GV) [12]. С помощью фундаментальной плоскости галактик ранних типов определены относительные расстояния систем галактик и измерены их пекулярные скорости.

Полученные нами пекулярные скорости варьируют от ± 10 км/с до ± 3000 км/с. Двенадцать групп/скоплений галактик имеют пекулярные скорости, превышающие ошибки измерений больше, чем в 3 раза. Средняя пекулярная скорость выборки скоплений галактик с числом членов больше 7 ($N = 130$) относительно СМВ составляет $+172 \pm 95$ км/с. Среднеквадратичное отклонение радиальных пекулярных скоростей с квадратичным учетом ошибок измере-

ния $(V_{pec}^2)^{1/2} = 740 \pm 7$ км/с. Средняя пекулярная скорость пяти сверхскоплений галактик составляет $+240 \pm 250$ км/с.

Найдена небольшая зависимость пекулярных скоростей от рентгеновской светимости групп и скоплений галактик при $L_X \leq 0.151 \times 10^{44}$ эрг/с. В интервале светимостей $L_X = (0.151 \div 4) \times 10^{44}$ эрг/с ($N = 63$) этой зависимости практически нет, и для этой выборки мы получили среднюю пекулярную скорость -80 ± 100 км/с и стандартное отклонение пекулярных скоростей с квадратичным учетом ошибок $(V_{pec}^2)^{1/2} = 600 \pm 7$ км/с.

В данной работе мы проверили насколько хорошо такой космологический тест как диаграмма Хаббла в стандартной модели Λ CDM соответствует наблюдательным данным. Мы измерили среднее отклонение от зависимости Хаббла групп и скоплений галактик вместе с пекулярными скоростями и с вычетом пекулярных скоростей. Отклонение от зависимости Хаббла (без пекулярных скоростей систем галактик) определяется ошибками измерения расстояний. Для этого случая мы получили логарифмический стандартный разброс ± 0.0173 ($N = 140$) и соответствующее отклонение постоянной Хаббла $H_0 = 70 \pm 2.8$ км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$. Для выборки с $L_X = (0.151 \div 4) \times 10^{44}$ эрг/с мы получили стандартный разброс ± 0.0130 ($N = 63$), что соответствует отклонению постоянной Хаббла $H_0 = 70 \pm 2.1$ км \cdot с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$.

Как и раньше [12], мы не нашли значимого оттока групп и скоплений галактик из Giant Void: скорость оттока, измеренная по 19 системам галактик, равна $\sim 250 \pm 410$ км/с. Пекулярные движения систем галактик вокруг GV незначительны, не превышают ошибок измерений, кроме скопления A 1609, у которого отношение пекулярной скорости к ошибке измерения равно 2.2.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе были использованы базы данных NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)¹, Sloan Digital Sky Survey (SDSS)² и Two Micron AllSky Survey (2MASS)³.

¹ <http://nedwww.ipac.caltech.edu>

² <http://www.sdss.org>

³ <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. A. Gregory and L. A. Thompson, 222, 784 (1978).
2. M. Jöeveer, J. Einasto, and E. Tago, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 185, 357 (1978).
3. R. P. Kirshner, A. Oemler, P. L. Schechter, and S. A. Shectman, 248, L57 (1981).
4. V. de Lapparent, M. J. Geller, and J. P. Huchra, 302, L1 (1986).
5. A. I. Kopylov, D. Y. Kuznetsov, T. S. Fetisova, and V. F. Shvartsman, in Large Scale Structures of the Universe, Proc. of the 130th Symp. of the IAU, dedicated to the memory of M. A. Aaronson (1950–1987) held in Balatonfüred, Hungary, June 15–20, 1987; edited by J. Audouze, M.-C. Pelletan, and A. Szalay. IAU Symp. № 130 (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988), p.129.
6. J. R. Bond, L. Kofman, and D. Pogosyan, Nature 380(6575), 603 (1996).
7. M. Einasto, J. Einasto, E. Tago, V. Müller, and H. Andernach, Astron. J. 122, 2222 (2001).
8. Ia. B. Zeldovich, J. Einasto, and S. F. Shandarin, Nature 300(5891), 407 (1982).
9. D. J. Batuski and J. O. Burns, Astron. J. 90, 1413 (1985).
10. R. B. Tully, 303, 25 (1986).
11. K. Y. Stavrev, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 144, 323 (2000).
12. A. I. Kopylov and F. G. Kopylova, Astron. and Astrophys. 382, 389 (2002).
13. J. Einasto, I. Suhhonenko, G. Hütsi, E. Saar, et al., Astron. and Astrophys. 534, id. A128 (2011).
14. A. Dressler, D. Lynden-Bell, D. Burstein, R. L. Davies, S. M. Faber, R. Terlevich, and G. Wegner, 313, 42 (1987).
15. S. Djorgovski and M. Davis, 313, 59 (1987).
16. G. Wegner, M. Colless, G. Baggley, R. L. Davies, E. Bertschinger, D. Burstein, R. K. McMahan, Jr., and R. P. Saglia, Astrophys. J. Suppl. 106, 1 (1996).
17. M. J. Hudson, R. J. Smith, J. R. Lucey, D. J. Schlegel, and R. L. Davies, 512, L79 (1999).
18. L. N. da Costa, M. Bernardi, M. V. Alonso, G. Wegner, C. N. A. Willmer, P. S. Pellegrini, M. A. G. Maia, and S. Zaroubi, 537(2), L81 (2000).
19. M. Batista and D. J. Batuski, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 436, 3331 (2013).
20. H. Aihara, C. Allende Prieto, D. An, S. F. Anderson, et al., Astrophys. J. Suppl. 193(2), id. 29 (2011).
21. F. G. Kopylova and A. I. Kopylov, Astron. Letters 40, 595 (2014).
22. F. G. Kopylova and A. I. Kopylov, Astrophys. Bull. 72(4), 363 (2017).
23. F. G. Kopylova and A. I. Kopylov, Astron. Astrophys. Trans. 32(2), 105 (2021).
24. F. G. Kopylova and A. I. Kopylov, Astron. Letters 33, 211 (2007).
25. C. Saulder, S. Mieske, W. W. Zeilinger, and I. Chilingarian, Astron. and Astrophys. 557, id. A21 (2013).
26. J. J. Mohr and G. Wegner, Astron. J. 114, 25 (1997).
27. R. G. Carlberg, H. K. C. Yee, E. Ellingson, S. L. Morris, et al., 485(1), L13 (1997).
28. F. G. Kopylova, Astrophys. Bull. 68, 253 (2013).
29. M. A. Strauss, D. H. Weinberg, R. H. Lupton, V. K. Narayanan, et al., Astron. J. 124(3), 810 (2002).
30. I. V. Chilingarian, A. Melchior, and I. Y. Zolotukhin, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 405, 1409 (2010).
31. I. Jorgensen, M. Franx, and P. Kjaergaard, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 280, 167 (1996).
32. P. J. E. Peebles, Principles of Physical Cosmology (Princeton: Princeton University, 1993).
33. M. J. Hudson, J. R. Lucey, R. J. Smith, and J. Steel, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 291, 488 (1997).
34. M. Colless, R. P. Saglia, D. Burstein, R. L. Davies, R. K. McMahan, and G. Wegner, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 321(2), 277 (2001).
35. R. A. Gibbons, A. S. Fruchter, and G. D. Bothun, Astron. J. 121, 649 (2001).
36. R. B. Tully, H. M. Courtois, A. E. Dolphin, J. R. Fisher, et al., Astron. J. 146(4), id. 86 (2013).
37. T. Mutabazi, 911(1), id. 16 (2021).
38. A. I. Kopylov and F. G. Kopylova, Astrophys. Bull. 70, 243 (2015).
39. E. J. Shaya, R. B. Tully, D. Pomarède and A. Peel, 927(2), id. 168 (2022).
40. F. G. Kopylova and A. I. Kopylov, Astrophys. Bull. 77, 347 (2022).
41. F. G. Kopylova and A. I. Kopylov, Astrophys. Bull. 75, 424 (2020).
42. F. G. Kopylova and A. I. Kopylov, Astrophys. Bull. 79, 1 (2024).
43. A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L. M. Macri, and D. Scolnic, 876(1), id. 85 (2019).
44. Planck Collaboration, et al., Astron. and Astrophys. 641, id. A6 (2020).
45. N. A. Bahcall, M. Gramann, and R. Cen, 436, 23 (1994).

FUNDAMENTAL PLANE DISTANCES AND PECULIAR VELOCITIES OF 140 GROUPS AND CLUSTERS OF GALAXIES AT LOW REDSHIFTS: THE HUBBLE DIAGRAM

F. G. Kopylova^{1,*}, A. I. Kopylov¹

¹*Special Astrophysical Observatory, Nizhny Arkhdz, Russia*

We used the fundamental plane (FP) of early-type galaxies (data from the Sloan Digital Sky Survey) to measure the relative distances and peculiar velocities of 140 groups and clusters of galaxies at low redshifts ($z < 0.12$). We have constructed the Hubble diagram between the distances of galaxy groups/clusters and their radial velocities in the CMB reference frame in the flat Λ CDM model ($\Omega_m = 0.3$, $H_0 = 70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$).

We found that the standard logarithmic scatter of groups and clusters of galaxies on the Hubble diagram (minus peculiar velocities) is ± 0.0173 ($N = 140$), which corresponds to the deviation of the Hubble constant $70 \pm 2.8 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. For a sample of galaxy systems ($N = 63$) with X-ray luminosity in the interval $(0.151 \div 4) \times 10^{44} \text{ erg/s}$ we got $70 \pm 2.1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. The standard deviations of peculiar velocities with quadratic allowance for errors are equal to $\langle V_{\text{pec}}^2 \rangle^{1/2} = 714 \pm 7 \text{ km/s}$ and $600 \pm 7 \text{ km/s}$, respectively.

Five large superclusters of galaxies from the SDSS region show an average peculiar velocity relative to the CMB reference frame $+240 \pm 250 \text{ km/s}$. We did not detect the outflow of galactic systems from the void (Giant Void, $\alpha \approx 13^{\text{h}}$, $\delta \approx 40^\circ$, $z \approx 0.107$) formed by groups and clusters of galaxies.

Keywords: galaxies, groups and clusters, early-type galaxies, fundamental parameters, distances and redshifts, cosmology, large-scale structure of Universe

ОБЗОР ОБЛАСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД В ЛИНИИ ОДНОКРАТНО ДЕЙТЕРИРОВАННОГО АММИАКА NH₂D

© 2024 г. Е. А. Трофимова^{1,*}, И. И. Зинченко^{1,**},
П. М. Землянуха^{1,***}, М. Томассон^{2,****}

¹Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

²Чалмерский технологический университет, Обсерватория Онсала, Швеция

*E-mail: tea@ipfran.ru

**E-mail: zin@ipfran.ru

***E-mail: petez@ipfran.ru

****E-mail: magnus.thomasson@chalmers.se

Поступила в редакцию 24.03.2024 г.

После доработки 04.06.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Настоящий обзор является продолжением исследования областей образования массивных звезд в линиях дейтерированных молекул, первые результаты которого были опубликованы в работе [1]. В настоящей работе представлены результаты наблюдений 50 объектов в линии орто модификации однократно дейтерированного аммиака NH₂D 1₁₁^s – 1₀₁^s на частоте 85.9 ГГц, выполненных при помощи 20-метрового радиотелескопа Обсерватории Онсала (Швеция). Линия зарегистрирована в 29 источниках. Анализ полученных данных, а также тот факт, что концентрация газа в исследуемых источниках по независимым оценкам значительно ниже критической концентрации для данного перехода NH₂D, указывают на не-ЛТР возбуждение NH₂D. На основе не-ЛТР моделирования получены оценки относительного содержания молекулы NH₂D, степени обогащения дейтерием, и проанализированы зависимости этих параметров от температуры и дисперсии скоростей с учетом и без учета верхних пределов обнаружения в предположении одинаковой концентрации газа во всех источниках. Выявлена антикорреляция между относительным содержанием NH₂D и кинетической температурой газа в интервале температур 15–50 К. При этом значительного уменьшения отношения содержаний NH₂D/NH₃ с ростом температуры, предсказываемого имеющимися химическими моделями, при используемых предположениях не наблюдается. Выявлена также антикорреляция между относительным содержанием основного изотопа аммиака NH₃ и дисперсией скоростей, в то время, как статистически значимой корреляции с кинетической температурой источников в этом же интервале температур не обнаружено.

Ключевые слова: звездообразование, межзвездная среда, молекулярные облака, межзвездные молекулы, радиолинии, астрохимия

DOI: 10.31857/S0004629924080027 EDN: ITNXRD

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект фракционирования дейтерия в межзвездных облаках обусловлен экзотермичностью реакций замены протона дейтроном в молекулах (прежде всего H₃⁺), которые лежат в основе цепочек химических реакций, ведущих к образованию большинства других молекул (см., напр., [2]). Помимо этого, важную роль в данном эффекте играют вымораживание на пылинках при низких температурах таких молекул, как CO, которые разрушаются также уменьшение при этом степени ионизации газа, что снижает скорость рекомбинации H₂D⁺. Этот эффект

наиболее заметен, и активно изучался прежде всего в темных холодных облаках, но в последнее время появился ряд работ по его изучению в областях образования массивных звезд (см., напр., [3, 4, 5, 6, 7]). А также недавно вышел обзор массивных сгустков из обзора ATLASGAL в линиях дейтерированного аммиака [8].

Нами в 2017–2018 гг. был выполнен обзор нескольких десятков областей образования массивных звезд в линиях ряда дейтерированных молекул в диапазоне длин волн 3–4 мм на 20-метровом радиотелескопе Обсерватории Онсала. Результаты

наблюдений DCN, DNC, DCO⁺ и N₂D⁺ были опубликованы в работе [1]. В настоящей работе мы приводим результаты обзора в линии орто модификации однократно дейтерированного аммиака NH₂D. Результаты сопоставлены с имеющимися химическими моделями. Наиболее детальная модель дейтерирования аммиака представлена в работе [9]. В разделе 2 приведена выборка наблюдавшихся источников, а также описаны процедуры наблюдений и обработки данных. В разделе 3 представлены результаты наблюдений и оценки содержания молекул. В разделе 4 дан анализ полученных результатов.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Наблюдения, которые анализируются в данной работе, были описаны в статье [1]. Ниже кратко изложены основные параметры этих наблюдений. Всего были исследованы 50 объектов. Эти источники были отобраны по наличию признаков образования

массивных звезд и ранее наблюдались нами в других линиях [1]. Список объектов с их координатами и альтернативными названиями представлен в табл. 1. Наблюдения этих источников проводились в 2017–2018 гг. на 20-метровом радиотелескопе обсерватории Онсала (Onsala Space Observatory, Швеция). Линия орто-NH₂D 1₁₁^s – 1₀₁^a (в дальнейшем используется обозначение 1₁₁ – 1₀₁) на частоте 85.926278 ГГц попадает в одну из наблюдавшихся частотных полос. В табл. 1 приведены лишь те объекты, которые наблюдались в этой полосе. Для некоторых из них были получены карты в линии NH₂D, которые здесь не обсуждаются. В наблюдавшихся позициях в источниках Per4, G202.99+2.11 и NGC 2264 не зарегистрировано ни линии NH₂D, ни других линий, которые можно было бы использовать для оценки пределов обнаружения NH₂D. Поэтому эти источники не используются в дальнейшем анализе и отсутствуют в последующих таблицах.

Таблица 1. Список источников

Источник	RA(J2000)	Dec(J2000)	V _{LSR} , км/с	D, кпк	R _g , кпк	Примечания
G121.30+0.66	h m s 00:36:47.50	° ' " +63:29:02.1	–17.7	0.85	9.0	IRAS00338+6312
S184	00:52:25.15	+56:33:53.3	–30.4	2.1	9.8	G123.07–6.31, IRAS00494+5617
S187(N ₂ H ⁺)	01:23:15.38	+61:49:43.1	–14.0	3	10.6	G126.68–0.81, IRAS01194+6136
G133.69+1.22	02:25:28.23	+62:06:57.7	–43.1	2.3	10.2	
G133.71+1.22	02:25:40.56	+62:05:53.2	–38.9	2.3	10.2	IRAS02219+6152, AFGL326
G133.75+1.20	02:25:53.50	+62:04:10.7	–38.9	2.3	10.2	
G133.95+1.07	02:27:04.68	+61:52:25.5	–47.7	2.3	10.2	IRAS02232+6138, AFGL3314
S199	02:57:35.60	+60:17:22.0	–38.0	2.1	10.1	IRAS02575+6017, AFGL4029
S201	03:03:17.90	+60:27:52.0	–37.0	2.1	10.2	G138.5+1.6, IRAS02593+6016
AFGL490	03:27:31.51	+58:44:28.8	–12.0	0.35	8.8	IRAS03236+5836
G142.00+1.83	03:27:38.77	+58:47:00.1	–13.9	0.35	8.8	V _{LSR} из [10]
Per4	03:29:18.00	+31:27:31.0	7.6	0.35	8.8	G158.27–20.37
G170.66–0.27	05:20:16.14	+36:37:21.1	–18.8			IRAS05168+3634
G174.20–0.08	05:30:45.62	+33:47:51.6	–3.5	1.8	10.3	AFGL5142, IRAS05274+3
G173.17+2.35	05:37:57.85	+35:58:40.5	–19.5	2.3	10.8	IRAS05345+3556
S231	05:39:12.90	+35:45:54.0	–16.6	2.3	10.8	G173.48+2.45, IRAS05358+3543
G173.58+2.44	05:39:27.94	+35:40:41.4	–16.0	2.3	10.8	IRAS05361+3539

Таблица 1. Продолжение

Источник	RA(J2000) h m s	Dec(J2000) ° ' "	V_{LSR} , км/с	D , кпк	R_g , кпк	Примечания
S235	05:40:53.32	+35:41:48.7	-17.0	2.3	10.8	G173.72+2.70, IRAS05375+3540
G205.11-14.11	05:47:05.45	+00:21:50.0	9.8	0.5	9.0	AFGL818, NGC2071, IRAS05445+0016
G189.78+0.35	06:08:35.41	+20:39:02.9	9.1	1.5	10.0	
AFGL6366	06:08:41.00	+21:31:01.0	3.0	1.5	10.0	G189.03+0.78, IRAS06056+2131
S247	06:08:53.94	+21:38:36.6	3.3	2	10.5	G188.95+0.89, IRAS06058+2138
S255N	06:12:53.64	+18:00:26.8	7.1	2.5	11.0	G192.58-0.04
S255IR	06:12:54.00	+17:59:23.1	7.1	2.5	11.0	G192.60-0.05
G202.99+2.11	06:40:44.59	+09:48:12.6	18.0	0.8	9.2	
NGC2264	06:40:58.00	+09:53:42.0	18.0	0.8	9.2	G202.94+2.19
W217	06:41:10.96	+09:29:31.8	18.0	0.8	9.2	IRAS06384+0932, AFGL989
W40	18:31:15.75	-02:06:49.3	5.0	0.5	8.1	
G58.47+0.43	19:38:58.12	+22:46:32.2	37.3			IRAS19368+2239
S100	20:01:45.59	+33:32:41.1	-23.8			G70.29+1.60, IRAS19598+3324
G65.78-2.61	20:07:06.74	+27:28:52.9	8.0			IRAS20050+2720
G69.54-0.98	20:10:09.13	+31:31:37.3	11.8	1.4	8.1	IRAS20081+3122
G77.46+1.76	20:20:38.54	+39:38:18.9	3.1	4	8.6	IRAS20188+3928, JC20188+3928
G75.78-0.34	20:21:43.89	+37:26:38.6	-0.4	0.5	8.4	
G79.27+0.39	20:31:57.50	+40:18:30.0	1.2	1	8.4	
G79.34+0.33	20:32:21.80	+40:20:08.0	0.0	1	8.4	
W75N	20:38:36.93	+42:37:37.0	10.7	1.7	8.4	G81.87+0.78
W75(OH)	20:39:00.60	+42:22:48.8	-3.8	3	8.6	G81.72+0.57
W75S3	20:39:03.43	+42:25:53.0	2.1	3	8.6	G81.77+0.60
G81.50+0.14	20:40:08.30	+41:56:26.0	-4.5	1.3	8.4	
G92.67+3.07	21:09:21.74	+52:22:37.6	-15.2			
G99.98+4.17	21:40:42.36	+58:16:09.7	1.8	0.75	8.7	IRAS21391+5802, L1121
S140	22:19:18.20	+63:18:51.2	-7.0	0.91	8.8	G106.80+5.31
G109.87+2.11	22:56:18.10	+62:01:49.4	-7.0			
G108.76-0.95	22:58:42.71	+58:47:09.2	-50.4	3.5	10.2	JC22566+5830
S153	22:58:47.66	+58:45:00.7	-51.0	4.3	10.7	G108.76-0.99, IRAS22566+5828
S152(OH)	22:58:49.60	+58:45:15.3	-52.7	3.5	10.2	G108.77-0.98
S156	23:05:09.90	+60:14:31.0	-50.6	3.5	10.3	G110.11+0.04
G111.54+0.78	23:13:44.72	+61:28:09.7	-57.6	3.5	10.3	IRAS23116+6111, NGC7538
S158	23:13:44.84	+61:26:50.7	-55.5	3.5	10.3	G111.53+0.76

Молекула NH_2D является асимметричным волчком. Переходы этой молекулы испытывают сверхтонкое расщепление, обусловленное квадрупольным моментом как ядра азота N, так и ядра дейтерия D. Последнее, однако, очень мало и обычно не разрешается в астрономических наблюдениях [11]. Сверхтонкая структура наблюдавшегося перехода, обусловленная ядром азота, содержит шесть компонентов, но два центральных компонента в наших наблюдениях сливаются, поскольку интервал между ними составляет всего лишь 0.16 км/с [12, 13].

Обработка полученных спектров NH_2D проводилась путем их аппроксимации с помощью метода HFS в программе CLASS, которая является частью пакета GILDAS, разработанного в Институте миллиметровой радиоастрономии¹. Оценка лучевых концентраций молекул выполнялась с помощью оффлайн версии программы RADEX² [14]. Оценка коэффициентов корреляции и линейной регрессии с учетом пределов обнаружения выполнялась при помощи программы ASURV Rev. 1.2 [15, 16], а без пределов — с использованием стандартных подпрограмм из Numerical Recipes [17]. Для определения частот переходов и сверхтонких компонентов использовались базы данных SPLATOLOGUE³ и NIST⁴.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Результаты наблюдений

Линии NH_2D были обнаружены в 29 источниках. На рис. 1 показаны спектры всех источников, где данная линия была зарегистрирована. На рис. 2 представлены спектры тех источников, где эта линия не была зарегистрирована. В результате обработки данных были определены параметры линии $1_{11} - 1_{01}$ NH_2D (скорость, ширина линии и интенсивность), которые приведены в табл. 2. Интенсивности линий представлены в шкале яркостных температур в основном лепестке диаграммы направленности. Также в табл. 2 приведены значения верхних пределов интенсивностей линий NH_2D для источников, где они не были зарегистрированы. Верхним пределом интенсивности линии NH_2D считалась величина $3\sigma/\sqrt{N}$, где σ — среднеквадратичная величина шумов в каналах, а N — количество спектральных каналов, которое определяется как отношение ширины линии для предела к ширине спектрального канала. В качестве ширины линий для пределов брались сред-

ние ширины узких линий в источнике таких молекул, как H_2CO , HC_3N и H^{13}CN . Сравнение ширины узких линий ($\langle\Delta V\rangle$) в источнике и ширины линии NH_2D показывает, что в среднем отношение $\langle\Delta V\rangle/\Delta V(\text{NH}_2\text{D})$ составляет примерно 1.52 (рис. 3). Это означает, что оценки верхних пределов интенсивностей линий NH_2D могут быть занижены на $\sim 25\%$. Тогда оценки верхних пределов интегральной интенсивности линии, которые используются для расчета лучевых концентраций, будут завышены на такой же фактор, что не является принципиальным.

В последнем столбце табл. 2 приведены оценки оптической толщины в линии, полученные в программе CLASS из отношений интенсивностей компонентов сверхтонкой структуры линии методом HFS. Эта величина представляет собой сумму оптических толщин по всем компонентам. Оптическая толщина центрального компонента составляет 1/2 от этой величины. Для случаев, когда величина оптической толщины слишком мала и не может быть определена, в табл. 2 указаны верхние пределы, представляющие собой утроенные значения погрешности определения оптической толщины. Надо отметить, что в документации GILDAS в качестве одного из предположений для метода HFS указывается отсутствие перекрытий компонентов сверхтонкого расщепления. Для наших источников это условие в большинстве случаев не выполняется, как можно видеть на рис. 1. Однако анализ документации GILDAS показывает, что данное предположение не является обязательным. Для проверки мы оценили оптические толщины для некоторых источников, используя подход, описанный в работе [18]. Результаты получились близкими.

3.2. Оценки лучевых концентраций NH_2D

Для оценок лучевых концентраций молекул NH_2D и определения степени обогащения дейтерием в исследуемых источниках необходимо знать кинетическую температуру газа в этих областях. Температуры ряда источников были взяты для расчетов из публикаций [19–27], главным инструментом оценки которых является основной изотоп аммиака NH_3 . Температуры части наблюдавшихся объектов были определены по вращательным диаграммам молекулы типа симметричного волчка CH_3CSH , линии которой видны в данных объектах. Эта молекула является хорошим индикатором температуры достаточно плотного газа [19]. Температуры, полученные этим методом, взяты из нашей предыдущей публикации [1]. Недавно была опубликована работа, в которой проводились сравнения методов оценки

¹ <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

² <http://var.sron.nl/radex/radex.php>

³ <http://www.cv.nrao.edu/php/splat/>

⁴ <https://physics.nist.gov/cgi-bin/micro/table5/start.pl>

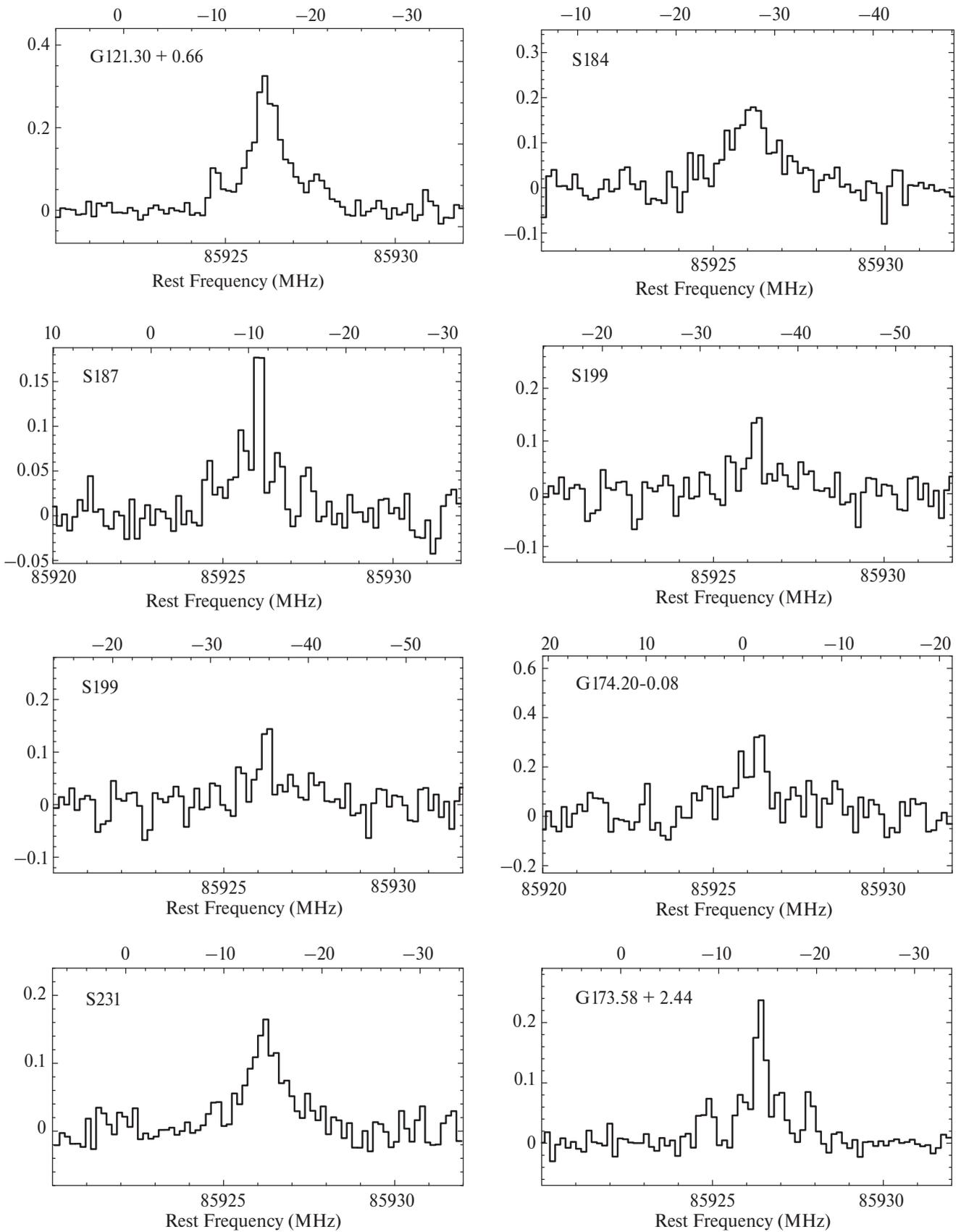


Рис. 1. Спектры источников с зарегистрированными линиями NH_2D . Верхняя шкала на рисунках показывает V_{LSR} в км/с.

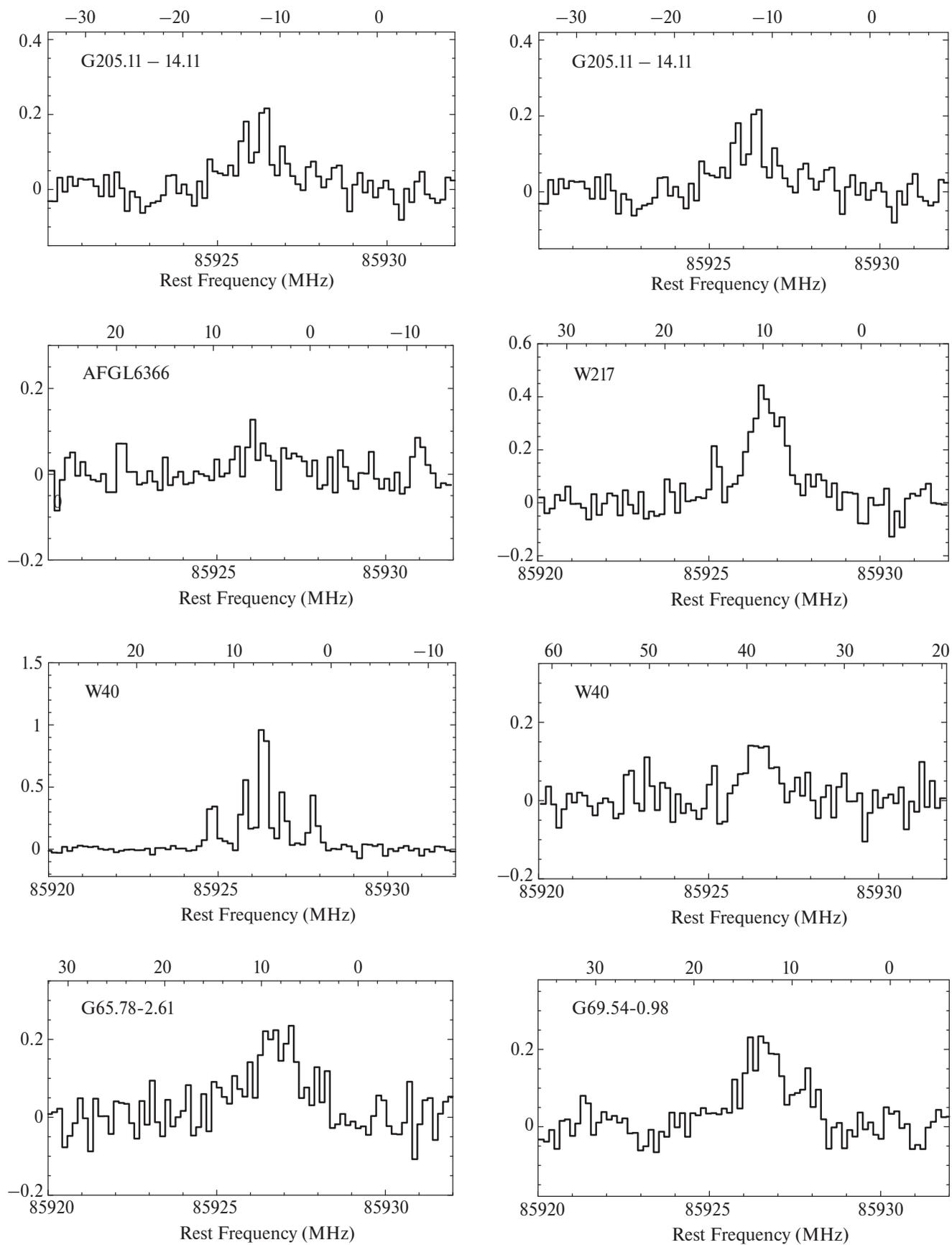


Рис. 1. Продолжение.

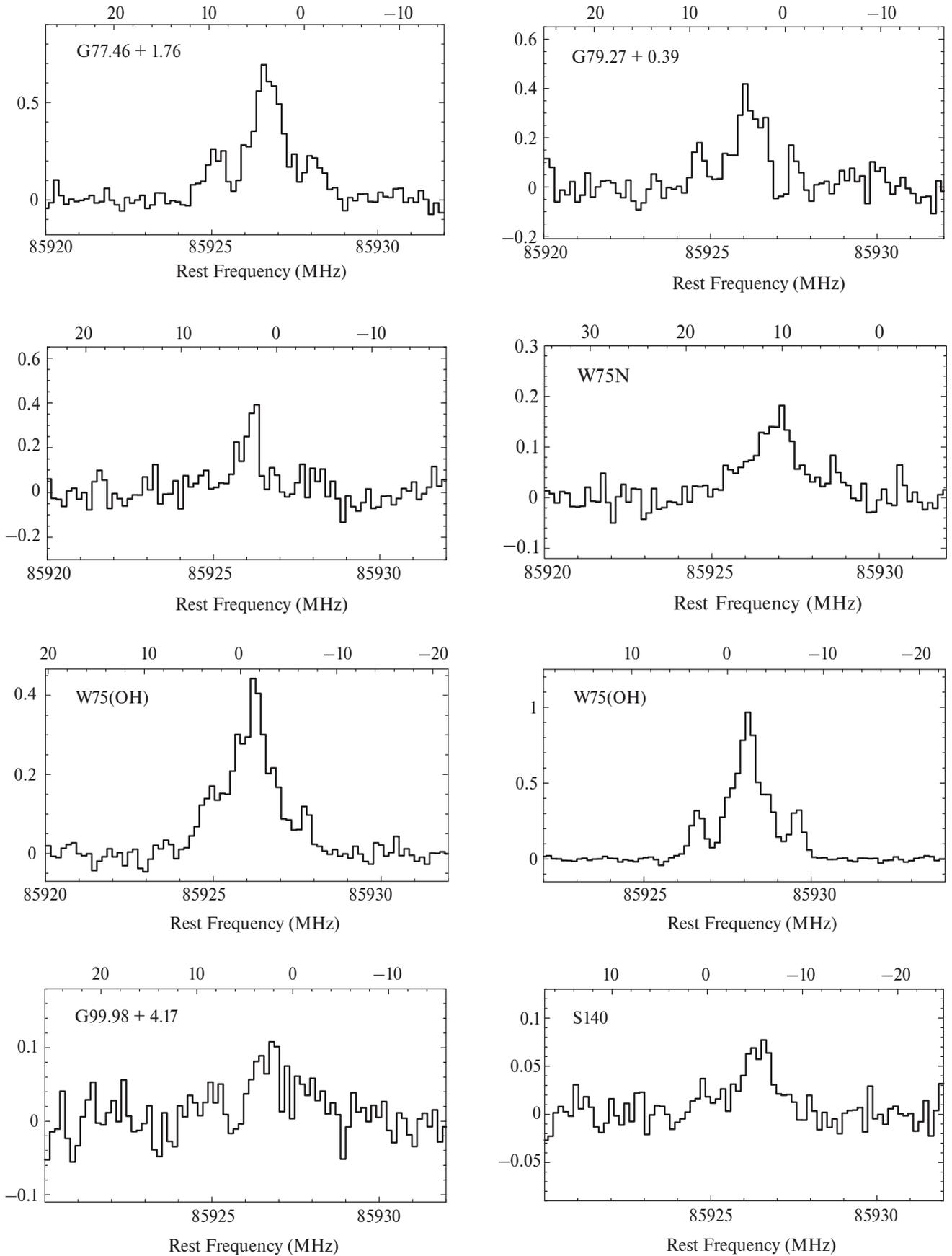


Рис. 1. Продолжение.

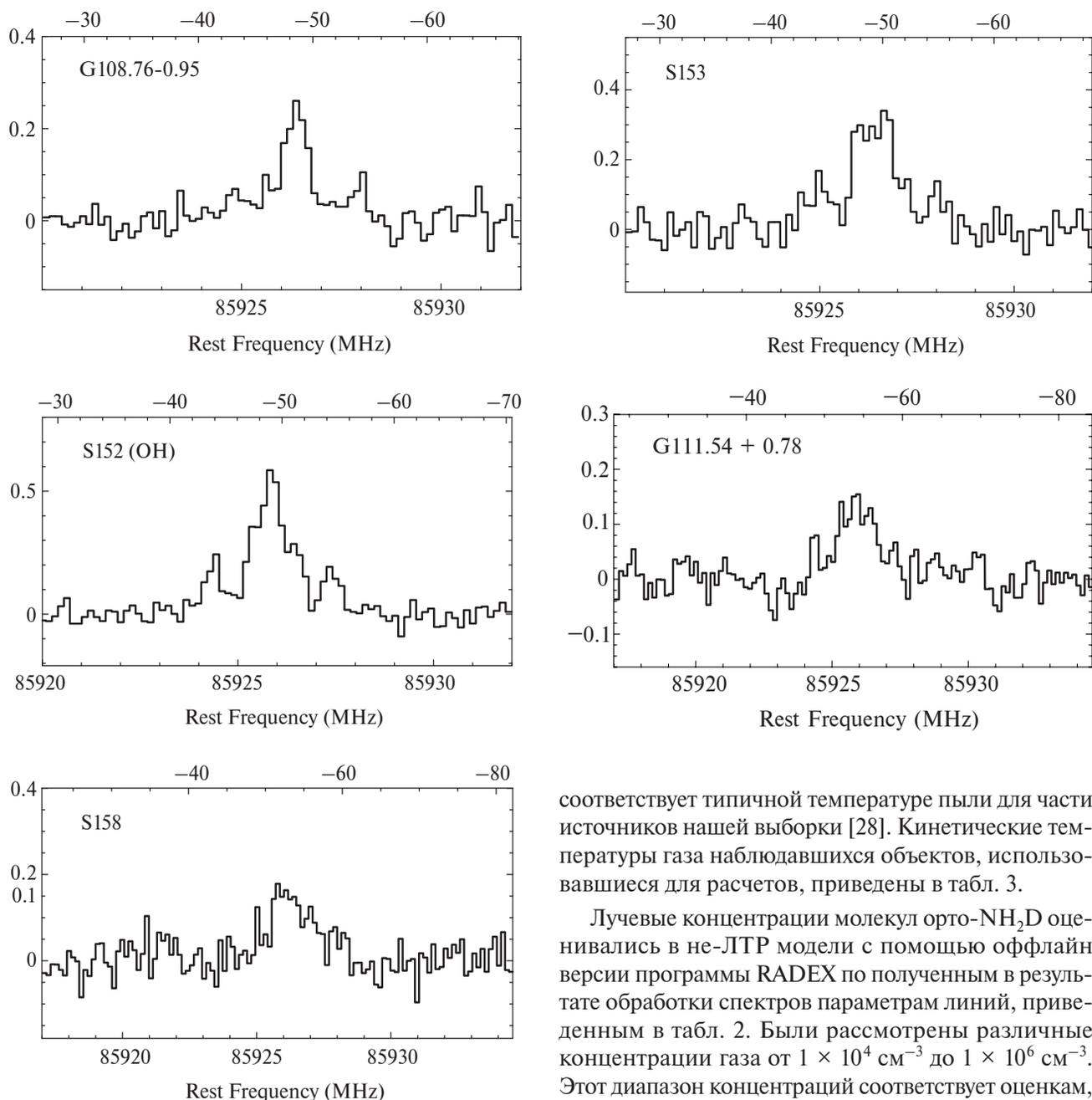


Рис. 1. Окончание.

температуры по линиям основного изотопа аммиака NH_3 и по линиям метилацетилена CH_3CCH [28]. Результаты данного исследования показали хорошую согласованность результатов оценок по обоим методам. Для источников, температуры которых неизвестны и не было обнаружено линий молекул, по которым можно определить температуру объектов, кинетические температуры газа были приняты равными 20 К. Всего таких источников 9: 4 источника с зарегистрированными линиями NH_2D и 5 источников, где линия NH_2D обнаружена не была. Это

соответствует типичной температуре пыли для части источников нашей выборки [28]. Кинетические температуры газа наблюдавшихся объектов, использованные для расчетов, приведены в табл. 3.

Лучевые концентрации молекул орто- NH_2D оценивались в не-ЛТР модели с помощью оффлайн версии программы RADEX по полученным в результате обработки спектров параметрам линий, приведенным в табл. 2. Были рассмотрены различные концентрации газа от $1 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ до $1 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$. Этот диапазон концентраций соответствует оценкам, полученным для части источников из этой выборки по наблюдениям двух переходов молекул DCN , DNC и DCO^+ [18]. Необходимость использования не-ЛТР модели обусловлена следующими факторами. Для того, чтобы согласовать оценки оптической толщины в линиях с измеренными значениями антенной температуры, есть несколько возможностей. Во-первых, можно предположить, что кинетическая температура газа в областях излучения NH_2D очень мала, всего несколько градусов. Такое предположение выглядит совершенно нереальным, поскольку непонятно, как могут появиться такие области в этих источниках. Во-вторых, можно предположить, что очень мал фактор заполнения диаграммы направленности

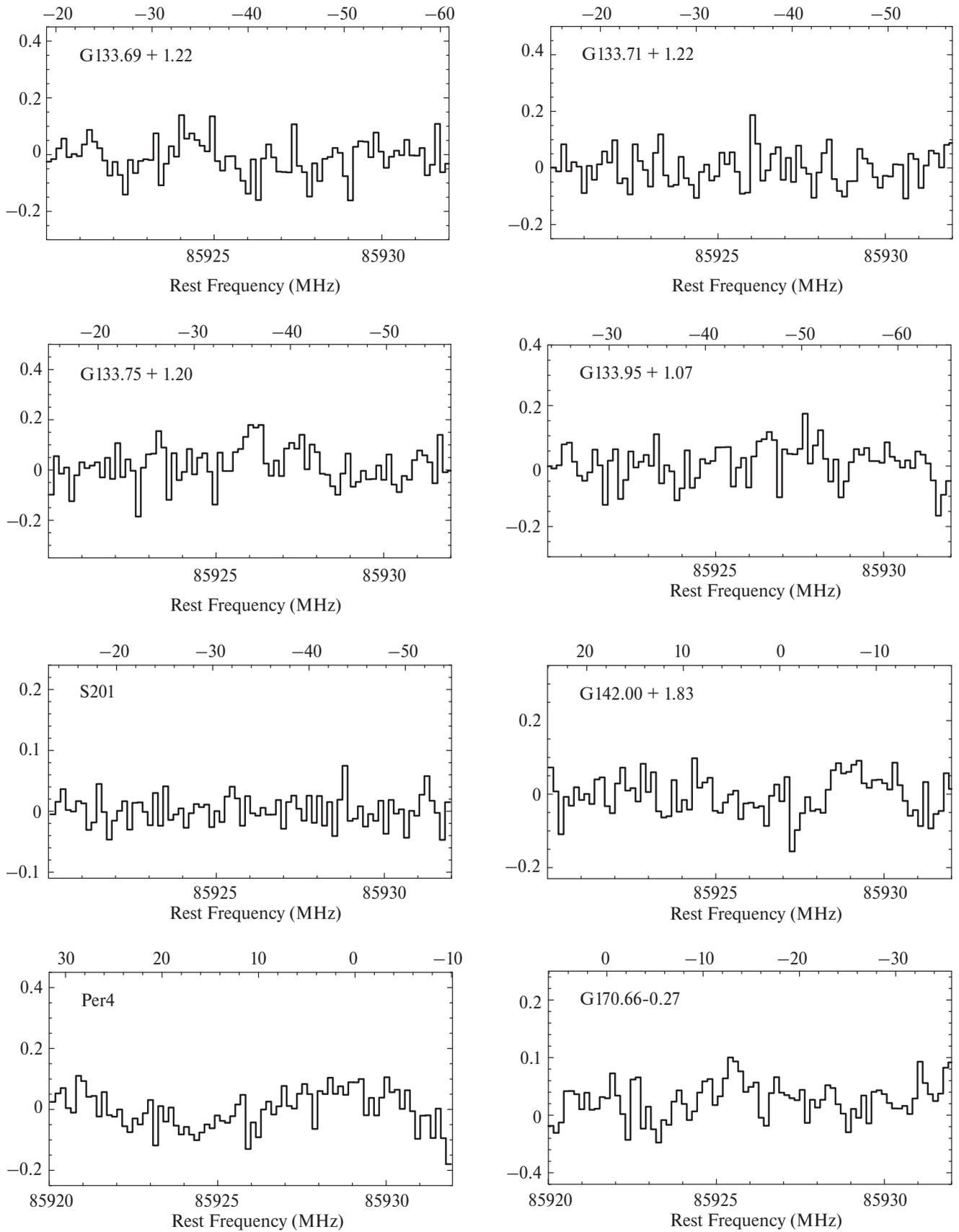


Рис. 2. Спектры источников, где линии NH_2D не были зарегистрированы. Верхняя шкала на рисунках показывает V_{LSR} в км/с.

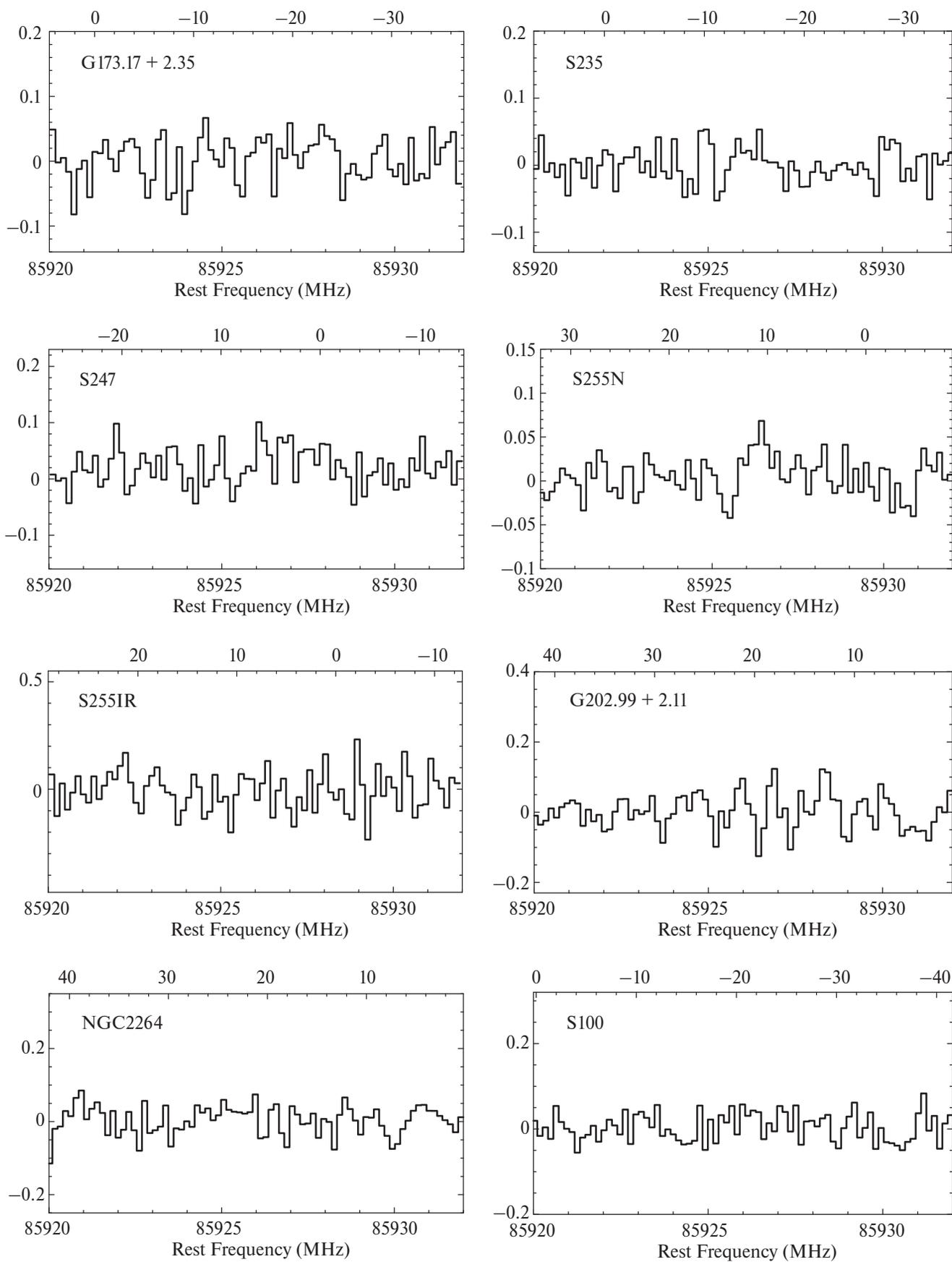


Рис. 2. Продолжение.

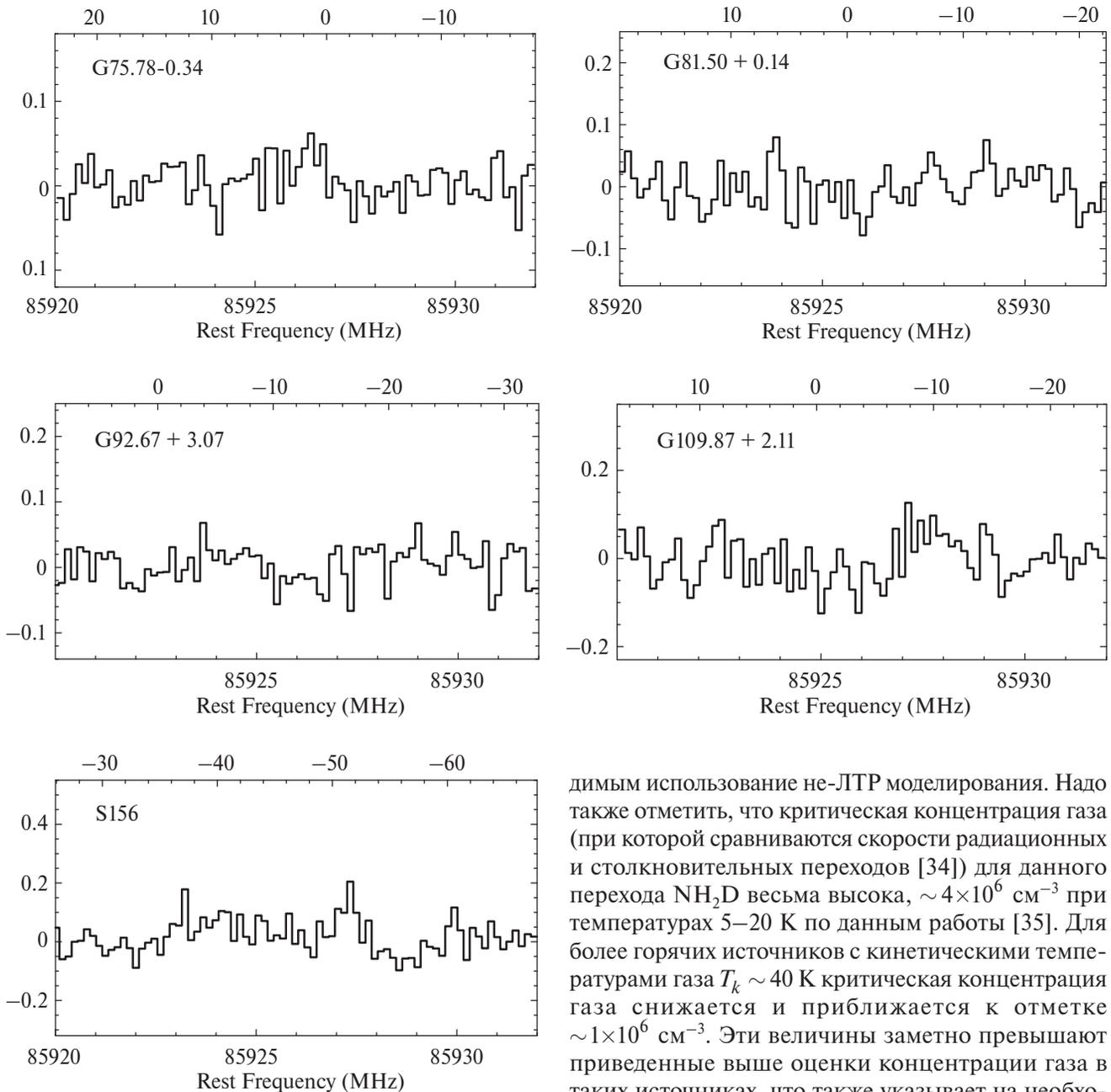


Рис. 2. Окончание.

антенны излучением источника. Но это предположение не согласуется с данными о размерах источников [31, 18]. В принципе, низкий фактор заполнения может быть связан с возможной неоднородной структурой источников. Однако, имеющиеся данные о мелкомасштабных неоднородностях в таких источниках (см., напр., [32, 33]) не согласуются с требуемым очень низким значением фактора заполнения. Остается предположить, что температура возбуждения данного перехода много меньше кинетической температуры газа, что и делает необхо-

димым использование не-ЛТР моделирования. Надо также отметить, что критическая концентрация газа (при которой сравниваются скорости радиационных и столкновительных переходов [34]) для данного перехода NH_2D весьма высока, $\sim 4 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ при температурах 5–20 К по данным работы [35]. Для более горячих источников с кинетическими температурами газа $T_k \sim 40 \text{ К}$ критическая концентрация газа снижается и приближается к отметке $\sim 1 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$. Эти величины заметно превышают приведенные выше оценки концентрации газа в таких источниках, что также указывает на необходимость не-ЛТР моделирования. Оценки лучевых концентраций NH_2D , полученные для критической концентрации, приняты в качестве нижнего предела этих величин и приведены в табл. 3. Как показано в работе [1], именно при концентрациях газа близких к критической получают минимальные оценки лучевых концентраций.

Однако вывод о не-ЛТР возбуждении NH_2D может поставить под сомнение оценки оптической толщи в данной линии, поскольку они основаны на предположении о равенстве температур возбуждения компонентов сверхтонкого расщепления. По нашему мнению, для этих сомнений нет оснований. Для равенства этих температур возбуждения ЛТР в прин-

Таблица 2. Параметры зарегистрированных линий однократно дейтерированного аммиака NH₂D

Источник	V , км/с	T_{mb} , мК	ΔV , км/с	τ
G121.30+0.66	-17.50(05)	308(18)	1.99(12)	1.20(54)
S184	-29.80(18)	168(43)	2.15(54)	1.72(1.79)
S187(N ₂ H ⁺)	-13.30(04)	225(21)	0.88(08)	1.82(98)
G133.69+1.22		<81	4.98(28)	
G133.71+1.22		<85	3.29(20)	
G133.75+1.20		<119	2.82(1.31)	
G133.95+1.07		<82	4.40(72)	
S199	-37.90(13)	158(27)	1.26(21)	0.83(2.17)
S201		<38	2.96(27)	
AFGL490	-12.20(03)	335(24)	0.84(06)	2.35(83)
G142.00+1.83		<89	2.02(50)	
G170.66-0.27		<78	1.52(14)	
G174.20-0.08	-3.77(09)	344(69)	1.16(23)	0.67(2.26)
G173.17+2.35		<55	2.12(81)	
S231	-16.40(12)	149(28)	2.17(41)	1.00(1.29)
G173.58+2.44	-16.40(03)	254(13)	1.1(06)	2.39(68)
S235		<74	2.23(31)	
G205.11-14.11	9.49(06)	254(29)	1.00(12)	4.57(1.71)
G189.78+0.35	8.75(30)	117(19)	2.55(41)	0.47(2.75)
AFGL6366	3.83(10)	149(47)	0.75(24)	<14.00
S247		<46	3.05(39)	
S255N		<58	3.07(18)	
S255IR		<148	2.25(37)	
W217	7.49(13)	427(77)	2.21(40)	2.14(1.31)
W40	4.76(01)	1231(38)	0.64(02)	3.80(41)
G58.47+0.43	36.50(26)	144(32)	1.83(40)	<9.00
S100		<88	5.99(30)	
G65.78-2.61	6.41(30)	195(64)	2.80(92)	1.75(2.48)
G69.54-0.98	10.90(23)	222(48)	2.52(54)	2.78(1.85)
G77.46+1.76	1.72(05)	667(33)	1.99(10)	2.38(50)
G75.78-0.34		<28	3.88(53)	
G79.27+0.39	1.86(09)	443(49)	1.38(15)	4.37(1.56)
G79.34+0.33	0.26(08)	436(58)	1.26(17)	1.24(1.42)
W75N	8.30(02)	134(36)	2.88(78)	0.82(1.71)
W75(OH) line 1	-3.84(27)	302(192)	1.39(89)	1.12(10)
W75(OH) line 2	-2.58(27)	140(25)	5.02(89)	0.52(10)
W75S3	-4.32(01)	964(12)	1.59(02)	2.84(14)
G81.50+0.14		<68	1.18(73)	
G92.67+3.07		<53	2.32(37)	
G99.98+4.17	0.43(32)	97(26)	2.05(56)	5.02(3.25)

S140	-7.51(25)	59(10)	2.32(38)	<2.50
G109.87+2.11		<106	3.81(65)	
G108.76-0.95	-50.80(09)	241(19)	1.88(15)	<2.50
S153	-51.90(21)	338(92)	1.76(48)	5.06(2.18)
S152(OH)	-51.30(05)	584(35)	1.56(09)	2.96(66)
S156		<193	5.21(40)	
G111.54+0.78	-56.30(09)	28(8)	3.76(1.07)	1.63(0.28)
S158	-55.30(36)	125(36)	4.19(1.19)	0.36(3.21)

Примечание. В скобках приведены среднеквадратичные погрешности последних знаков. Для источников, не зарегистрированных в данных линиях, использовались средние ширины других узких линий, обнаруженных в конкретном источнике (см. раздел 3).

ципе не требуется. Действительно, есть хорошо известные случаи «аномалий» сверхтонкой структуры, когда температуры возбуждения компонентов сильно различаются, например, в переходах $J=1-0$ HCN и (1,1) NH_3 . Они объясняются некоторыми особенностями структуры энергетических уровней этих молекул и перекрытиями компонентов [36, 37, 38, 39]. В случае NH_3 эти аномалии не препятствуют оценкам оптической толщи. Для NH_2D аномалии не известны, так что оценки оптической толщи представляются надежными.

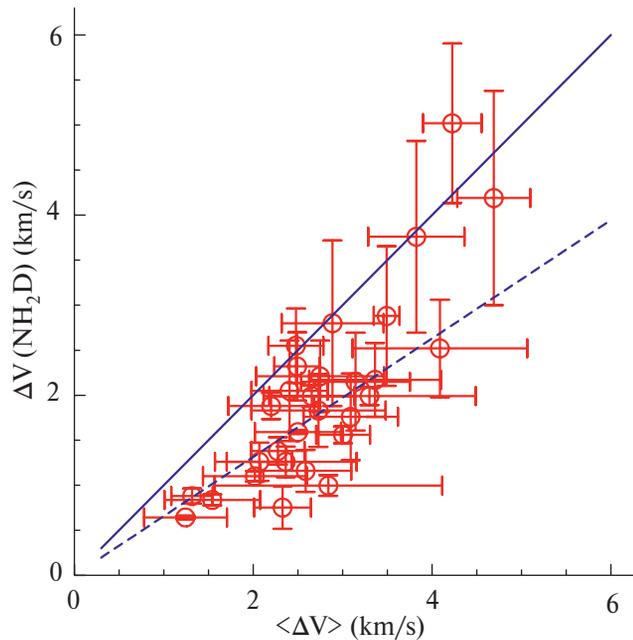


Рис. 3. Сравнение ширины линии однократно дейтерированного аммиака NH_2D и средней ширины узких линий в источнике $\langle\Delta V\rangle$. Сплошная линия соответствует $\langle\Delta V\rangle = \Delta V(\text{NH}_2\text{D})$, штриховая — $\langle\Delta V\rangle = 1.52\Delta V(\text{NH}_2\text{D})$.

Надо отметить, что при моделировании излучения NH_2D в RADEX не учитывается сверхтонкое расщепление данного перехода. Это может привести к ошибкам в оценках лучевой концентрации. В качестве входных параметров мы задаем яркостную температуру центрального компонента и ширину линии. Поскольку сателлиты при этом, вероятно, не учитываются, полученная оценка лучевой концентрации может быть занижена примерно в 2 раза. Для проверки этого предположения мы сравнили ЛТР оценки лучевых концентраций, полученные по известным формулам (см., напр., [40]), с оценками в программе RADEX для очень высоких концентраций газа ($n = 10^9 \text{ см}^{-3}$), при которых должны выполняться условия ЛТР. Оказалось, что оценки RADEX, действительно, примерно в 2 раза ниже. Поэтому все оценки лучевых концентраций, полученные при моделировании в RADEX, были увеличены в 2 раза.

Для дальнейших оценок полного содержания NH_2D рассчитанные лучевые концентрации орто- NH_2D были умножены на коэффициент 1.33, что соответствует отношению содержаний орто- и пара- NH_2D равному 3 из спиновой статистики [41]. Это значение хорошо согласуется с данными наблюдений. Наиболее строгий анализ данных наблюдений с учетом оптической толщи в линиях дает для отношения лучевых концентраций значение 3.7 ± 1.2 [8] (для массивных сгустков из обзора ATLASGAL). Более простые оценки по отношению интегральных интенсивностей линий орто и пара- NH_2D дали величины 2.6 ± 0.6 [42], 2.6 ± 0.8 [8], 2.6 ± 0.7 [18]. Более низкие значения по сравнению с отношением лучевых концентраций, скорее всего, объясняются более высокой оптической толщиной в линиях орто- NH_2D по сравнению с линиями пара- NH_2D . Значения полных лучевых концентраций для молекулы

однократно дейтерированного аммиака NH_2D с учетом поправки на пара- NH_2D приведены в табл. 3. Для нескольких наблюдавшихся объектов не была найдена информация о лучевых концентрациях аммиака NH_3 , поэтому эти объекты не учитываются в настоящем исследовании.

В источнике W75(OH) были обнаружены 2 линии NH_2D с разными скоростями. Каждая из этих линий была обработана отдельно и данные, полученные в результате обработки, представлены для каждой линии отдельной строкой в табл. 2 и 3. Для дальнейших исследований была выбрана линия со скоростью — 3.84 км/с как более интенсивная и соответствующая основному компоненту источника (см., напр., [18]).

Верхние пределы лучевых концентраций NH_2D рассчитывались так же, как и лучевые концентрации для зарегистрированных источников, только с использованием верхних пределов интенсивностей линии NH_2D и средних ширин узких линий молекул, обнаруженных в конкретном источнике, как описано выше. Поскольку эти средние ширины несколько больше ширин линии NH_2D (см. рис. 3), оценки верхних пределов лучевых концентраций NH_2D могут быть завышены на $\sim 25\%$, что не является принципиальным. В источнике G81.50+0.14 не было обнаружено узких линий, поэтому в качестве ширины линии использовалось среднее значение ширин линий переходов (1,1) и (2,2) молекулы аммиака NH_3 , взятые из работы [25]. Кинетические температуры источников, использовавшиеся для расчетов пределов обнаружения однократно дейтерированного аммиака, указаны в табл. 3.

При моделировании измеренных спектров с помощью RADEX получаются и модельные значения оптической толщины в линиях. При предполагаемой концентрации газа от $1 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ до $1 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ эти модельные значения оказываются значительно ниже оценок оптической толщины в табл. 2. Для того, чтобы согласовать модельные оптические толщины с измеренными, есть несколько возможностей. Во-первых, можно предположить более низкую концентрацию газа. Требуемая для этого величина $n \sim 3 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Она по крайней мере в 3 раза ниже упомянутых выше оценок концентрации газа в таких источниках. Оценки по наблюдениям аммиака обычно так же дают более высокие значения. Однако области, которые вносят основной вклад в излучение NH_2D и NH_3 , вполне могут быть разными. Надо отметить, что погрешности оценок оптической толщины по данным наблюдений в большинстве случаев весьма велики, что не позволяет судить о воз-

можной зависимости концентрации газа, при которой удастся согласовать модельные и измеренные значения оптической толщины, от кинетической температуры газа, приведенной в табл. 3. Другие варианты — это более низкая кинетическая температура газа в областях излучения NH_2D , либо низкий фактор заполнения диаграммы направленности антенны. Эти варианты были рассмотрены и отброшены выше. Таким образом, оценки оптической толщины, скорее всего, указывают на довольно низкую концентрацию газа в тех областях, где эта оптическая толщина значительна. Надо, однако, учитывать тот факт, что моделирование в RADEX не принимает во внимание сверхтонкое расщепление перехода, как отмечено выше. Это приводит к неопределенностям в оценках. Для дальнейших оценок мы принимаем в качестве наиболее вероятного значения концентрации газа величину $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$, которая соответствует упомянутым выше оценкам из анализа возбуждения молекул и достаточна близка к той, которая требуется для согласования измеренных и модельных значений оптической толщины в линии. Тем не менее, эта величина находится на нижней границе интервала значений концентрации, найденных из анализа возбуждения молекул. Таким образом, найденные нами в предположении $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$ значения лучевой концентрации представляют собой, по сути, верхние пределы истинных значений.

3.3. Оценки относительного содержания NH_2D и отношения содержаний $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$

Следующим шагом исследований стали расчеты относительного содержания NH_2D , т. е. отношения количества дейтерированного аммиака NH_2D на луче зрения к количеству молекул H_2 . Для расчетов количества молекулярного водорода H_2 были использованы данные о молекулах C^{18}O , взятые из работы [43]. Относительное содержание C^{18}O принято равным 1.7×10^{-7} [44]. Таким образом, выразив из этого соотношения лучевую концентрацию молекулярного водорода H_2 , можно рассчитать относительное содержание дейтерированного аммиака NH_2D . Известно, что относительное содержание C^{18}O меняется по радиусу Галактики вследствие наличия градиента отношения распространенностей $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ [45, 46]. Мы это изменение не учитываем, поскольку для источников нашей выборки с достаточно надежными оценками расстояний оно не превышает $\sim 30\%$ (галактоцентрические расстояния для них лежат в интервале от ~ 8 до ~ 11 кпк (см. табл. 1). Это значительно меньше, чем вариации, которые в дальнейшем обсуждаются. При-

Таблица 3. Лучевая концентрация молекул

Источник $n =$	NH_2D , $10^{13}, \text{см}^{-2}$ $1 \times 10^4 \text{см}^{-3}$	NH_2D $10^{13}, \text{см}^{-2}$ $1 \times 10^5 \text{см}^{-3}$	NH_2D $10^{13}, \text{см}^{-2}$ $1 \times 10^6 \text{см}^{-3}$	NH_3 $10^{14}, \text{см}^{-2}$	$\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ $10^{-2}, \text{см}^{-2}$ $1 \times 10^4 \text{см}^{-3}$	$\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ $10^{-2}, \text{см}^{-2}$ $1 \times 10^5 \text{см}^{-3}$	$\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ $10^{-2}, \text{см}^{-2}$ $1 \times 10^6 \text{см}^{-3}$	T_{kin} , К
G121.30+0.66	50.00(2.97)	4.79(28)	1.97(12)	10.00 [24]	50.00(2.97)	4.79(28)	1.97(12)	21.1 [24]; 34.4 ^a
S184	22.60(5.72)	2.21(56)	1.04(26)	7.94 [24]	28.50(7.21)	2.78(70)	1.31(33)	29 [24]; 30 ^a
S187(N_2H^+)	23.60(2.25)	2.15(20)	0.77(07)	6.48 [29]	36.50(3.47)	3.31(32)	1.18(11)	15 [24]
G133.69+1.22	<8.57	<0.83	<1.14	1.58 [24]	<54.00	<5.25	<7.20	30.7 [19]
G133.71+1.22	<20.30	<1.89	<0.84					25.1 [21]
G133.75+1.20	<9.98	<1.41	<1.49	1.58 [24]	<62.90	<8.90	<9.40	55.2 ^a
G133.95+1.07	<7.42	<0.66	<1.22	5.01 [24]	<14.80	<1.32	<2.44	18.6 ^a
S199	13.60(2.29)	1.30(22)	0.59(10)	2.47 [24]	55.10(9.28)	5.27(89)	2.38(40)	26.4 [21]
S201	<7.05	<0.67	<0.32					29.7 [21]
AFGL490	24.00(1.74)	2.29(17)	0.92(07)	20.0 [29]	12.00(87)	1.15(08)	0.46(03)	20 [24]
G142.00+1.83	<16.20	<1.46	<0.59					20 ^b
G170.66–0.27	<10.70	<0.96	<0.39					20 ^b
G174.20–0.08	<26.00	<2.59	<1.18	3.98 [24]	<65.20	<6.49	<2.95	27 [21]
G173.17+2.35	<10.60	<0.94	<0.38					20 ^b
S231	22.10(4.17)	2.11(40)	0.95(18)	7.94 [24]	27.80(5.25)	2.65(50)	1.20(23)	26.5 [24]; 40.2 ^a
G173.58+2.44	26.10(1.36)	2.43(13)	0.95(05)	8.50 [23]	30.70(1.59)	2.86(15)	1.12(06)	18.6 [24]
S235	<2.93	<0.33	<0.44	2.77 [21]	<10.60	<1.17	<1.60	40.4 ^a
G205.11–14.11	10.60(1.22)	1.21(14)	0.69(08)	2.00 [24]	53.10(6.12)	6.05(70)	3.43(40)	40.5 ^a
G189.78+0.35	17.80(2.89)	1.75(28)	0.85(14)					30.6 [21]
AFGL6366	5.32(1.67)	0.57(18)	0.31(10)	2.00 [24]	26.70(8.37)	2.85(90)	1.53(48)	37.1 ^a
S247	<1.52	<0.14	<0.40	3.16 [24]	<4.80	<0.45	<1.28	28.5 [21]
S255N	<4.81	<0.49	<0.49	4.79 [27]	<10.10	<1.03	<1.02	34.8 ^a
S255IR	<3.40	<0.35	<0.92	2.45 [27]	<13.90	<1.43	<3.75	34.5 [26]
W217	64.90(11.60)	6.49(1.16)	2.85(51)	7.94 [24]	81.70(14.60)	8.17(1.46)	3.58(64)	25 [24]; 37.1 ^a
W40	62.50(1.94)	6.65(21)	2.69(08)					20 ^b
G58.47+0.43	23.40(5.17)	2.14(47)	0.86(19)					20 ^b
S100	<47.60	<4.28	<1.72					20 ^b
G65.78–2.61	47.90(15.70)	4.44(1.46)	1.78(59)					20 ^b
G69.54–0.98	47.10(10.10)	4.42(95)	1.80(39)	15.90 [24]	29.60(6.36)	2.78(60)	1.13(24)	20.8 [24]; 32.5 ^a
G77.46+1.76	78.20(3.88)	8.27(41)	3.88(19)	5.01 [24]	156.00(7.74)	16.50(82)	7.75(38)	29 ^a
G75.78–0.34	<5.29	<0.55	<0.30					36.8 ^a
G79.27+0.39	51.60(5.65)	5.00(55)	2.01(22)	20.50 [25]	25.00(2.76)	2.44(27)	0.98(11)	20 ^b
G79.34+0.33	64.60(8.67)	6.17(83)	2.18(29)	11.90 [25]	54.30(7.29)	5.19(70)	1.82(25)	14.6 [25]
W75N	16.00(4.31)	1.81(49)	1.04(28)					41.2 ^a

W75(OH) line 1	25.30(16.10)	2.54(1.62)	1.16(74)	25.10 [24]	10.10(6.42)	1.01(65)	0.46(30)	29.6 ^a
W75(OH) line 2	35.40(6.27)	3.67(0.65)	1.94(35)	25.10 [24]	14.10(2.50)	1.46(26)	0.77(14)	29.6 ^a
W75S3	59.60(76)	7.37(09)	4.23(05)	3.71 [24]	7.50(10)	0.93(01)	0.53(01)	41.6 ^a
G81.50+0.14	<11.10	<0.96	<0.30	7.60 [25]	<14.60	<1.26	<0.40	15.4 [25]
G92.67+3.07	<7.39	<0.72	<0.35					30.7 ^a
G99.98+4.17	11.00(2.98)	1.10(30)	0.55(15)	2.51 [24]	43.60(11.90)	4.37(1.19)	2.20(60)	33 ^a
S140	7.69(1.26)	0.76(13)	0.38(06)	7.94 [24]	9.68(1.59)	0.96(16)	0.48(08)	32.6 ^a
G109.87+2.11	<11.10	<1.01	<1.32	18.80 [30]	<5.90	<0.53	<0.70	20 ^b
G108.76–0.95	46.60(3.62)	4.31(34)	1.62(13)	12.60 [24]	36.90(2.87)	3.42(27)	1.28(10)	17 [24]
S153	62.50(17.10)	5.88(1.61)	2.18(60)					16.4 [23]
S152(OH)	91.50(5.48)	9.02(54)	3.35(20)	15.90 [24]	57.50(3.45)	5.67(34)	2.11(13)	16.4 [24]; 31.4 ^a
S156	<8.01	<0.73	<0.34	3.98 [24]	<20.10	<1.84	<0.85	18.8 [23]
G111.54+0.78	3.62(1.02)	0.45(13)	0.28(08)	4.32 [30]	8.37(2.37)	1.03(29)	0.65(18)	47.7 ^a
S158	23.10(6.57)	2.54(72)	1.42(40)	1.00 [24]	231.00(65.7)	25.40(7.22)	14.2(4.03)	39.3 ^a

Примечание. ^a — температуры, полученные по вращательным диаграммам молекул CH₃CCH; ^b — принятое значение.

мерно для 20% источников расстояния не известны. В некоторых случаях мы рассчитали кинематические расстояния (отмечены в табл. 1). Однако в направлениях центра и антицентра Галактики, а также в тангенциальных направлениях кинематические расстояния имеют очень большие погрешности и их использование не представляется возможным.

Для определения степени обогащения дейтерием для молекулы однократно дейтерированного аммиака NH₂D необходимо знать лучевые концентрации молекул аммиака NH₃. Значения количества молекул на луче зрения для аммиака NH₃ брались из публикаций [21, 23, 24, 25, 27, 30, 47]. Для нескольких источников брались данные наблюдений линий аммиака NH₃ из работы [29] и лучевые концентрации для них рассчитывались по формулам, представленным в публикации [47].

3.4. Анализ зависимостей относительного содержания NH₂D, NH₃ и отношения содержаний NH₂D/NH₃ от температуры и дисперсии скоростей

Далее мы провели анализ зависимостей полученных оценок относительного содержания NH₂D и отношения содержаний NH₂D/NH₃ как с учетом, так и без учета верхних пределов этих величин от температуры и от ширины линий в источнике.

Наличие корреляции с учетом пределов определялось по методу Кендалла [48], а коэффициенты линейной регрессии (коэффициенты наклона) опре-

делялись с помощью метода Бакли-Джеймса [48]. Все расчеты этих параметров выполнялись в программе ASURV. Без учета пределов помимо ранговой корреляции Кендалла, рассчитывался также коэффициент корреляции и показатель значимости по Пирсону. Критерием наличия корреляции был принят показатель значимости $p < \alpha$, где α — это порог уровня значимости, заданный равным 0.05, что означает допустимую вероятность ошибки первого рода не более 5%. В табл. 4 приведены полученные значения уровней значимости для всех зависимостей, рассмотренных в данной работе, как с учетом пределов, так и без их учета. А также в табл. 4 приведены значения коэффициентов линейной регрессии для всех рассмотренных случаев. При определении уровней значимости и коэффициентов линейной регрессии были исключены источники, для которых не были известны кинетические температуры.

Графики зависимостей относительного содержания NH₂D от кинетической температуры газа и от ширины линий в источнике приведены на рис. 4, 5. Для верхних пределов относительного содержания, как отмечено выше, использовались средние ширины других узких линий в источнике (HC₃N, H₂CO и H¹³CN). Для зависимости относительного содержания однократно дейтерированного аммиака от кинетической температуры источника, представленной на рис. 4, обнаружена статистически значимая корреляция. На этом рисунке приведены оценки

Таблица 4. Показатели значимости корреляций и коэффициенты наклона линейной регрессии

Зависимость	Показатель значимости (p)			Коэффициент наклона линейной регрессии	
	с учетом пределов	без учета пределов		с учетом пределов	без учета пределов
		(Кендалл)	(Пирсон)		
$N(\text{NH}_2\text{D})/N(\text{H}_2) \quad T_k, n = 10^4 \text{ см}^{-3}$	0.073	0.061	0.029	-0.036 ± 0.012	-0.029 ± 0.012
$N(\text{NH}_2\text{D})/N(\text{H}_2) \quad T_k, n = 10^5 \text{ см}^{-3}$	0.097	0.099	0.053	-0.032 ± 0.012	-0.025 ± 0.012
$N(\text{NH}_2\text{D})/N(\text{H}_2) \quad \Delta V, n = 10^4 \text{ см}^{-3}$	0.014	0.509	0.149	-0.397 ± 0.159	-0.235 ± 0.152
$N(\text{NH}_2\text{D})/N(\text{H}_2) \quad \Delta V, n = 10^5 \text{ см}^{-3}$	0.010	0.378	0.182	-0.399 ± 0.159	-0.212 ± 0.149
$N(\text{NH}_2\text{D})/N(\text{NH}_3) \quad T_k, n = 10^4 \text{ см}^{-3}$	0.204	0.194	0.254	-0.010 ± 0.009	-0.010 ± 0.009
$N(\text{NH}_2\text{D})/N(\text{NH}_3) \quad T_k, n = 10^5 \text{ см}^{-3}$	0.417	0.427	0.444	-0.007 ± 0.009	-0.007 ± 0.009
$N(\text{NH}_2\text{D})/N(\text{NH}_3) \quad \Delta V, n = 10^4 \text{ см}^{-3}$	0.076	0.932	0.517	-0.122 ± 0.107	0.065 ± 0.098
$N(\text{NH}_2\text{D})/N(\text{NH}_3) \quad \Delta V, n = 10^5 \text{ см}^{-3}$	0.062	0.842	0.418	-0.118 ± 0.106	0.080 ± 0.096
$N(\text{NH}_3)/N(\text{H}_2) \quad T_k$	—	0.283	0.249	—	-0.014 ± 0.012
$N(\text{NH}_3)/N(\text{H}_2) \quad \Delta V$	—	0.029	0.008	—	-0.263 ± 0.089

относительного содержания молекул однократно дейтерированного аммиака NH_2D в зависимости от кинетической температуры источника для концентрации газа равной $1 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$. На рис. 4 красными кружками показаны полученные оценки, а синими треугольниками — значения, при расчетах которых были использованы пределы обнаружения молекул однократно дейтерированного аммиака NH_2D .

Рис. 4 показывает, что относительное содержание однократно дейтерированного аммиака NH_2D падает с ростом кинетической температуры источника. Показатель значимости для этой зависимости с учетом пределов составляет $p = 0.073$, что несколько превышает принятый порог уровня значимости. Сплошная линия на рис. 4 — это прямая линейной регрессии с учетом пределов. Так же был проведен

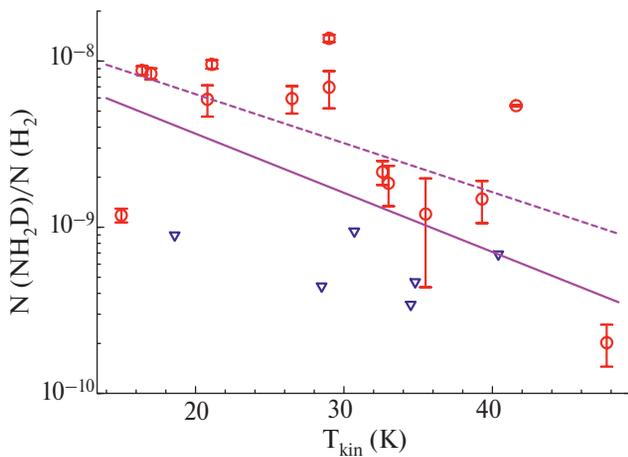


Рис. 4. Зависимость относительного содержания однократно дейтерированного аммиака NH_2D от кинетической температуры источника для плотности газа $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$. Кружки — измеренные значения, треугольники — пределы обнаружения NH_2D . Сплошная линия — прямая линейной регрессии с учетом пределов, штриховая — прямая линейной регрессии без учета пределов.

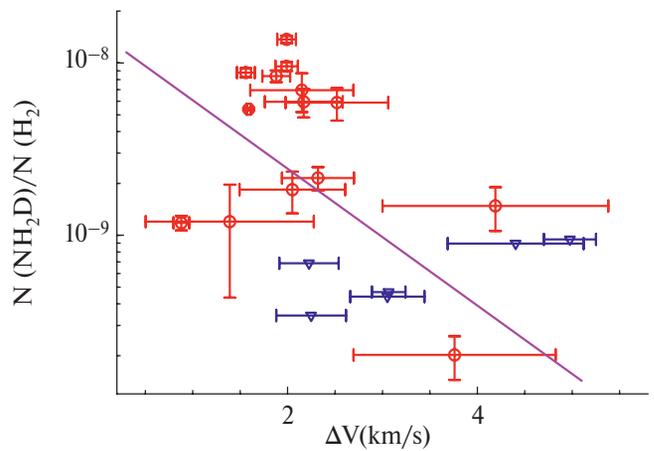


Рис. 5. Зависимость относительного содержания однократно дейтерированного аммиака NH_2D от ширины линии для плотности газа $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$. Кружки — измеренные значения, треугольники — пределы обнаружения NH_2D . Сплошная линия — прямая линейной регрессии с учетом пределов.

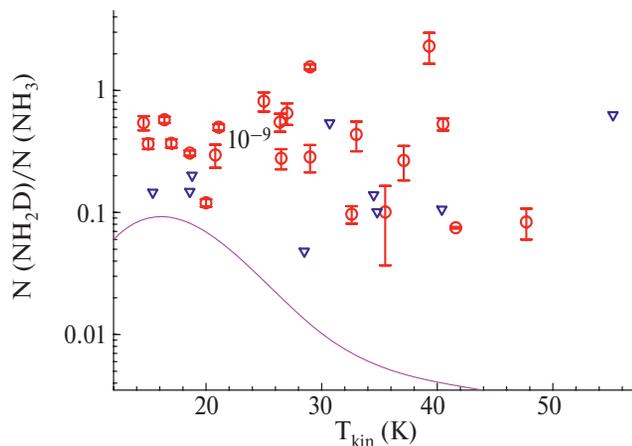


Рис. 6. Зависимость отношения лучевых концентраций однократно дейтерированного аммиака NH_2D и недейтерированной фракции NH_3 от кинетической температуры источника для плотности газа $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$. Кружки — измеренные значения, треугольники — пределы обнаружения NH_2D . Кривая показывает модельную зависимость отношения $N(\text{NH}_2\text{D})/N(\text{NH}_3)$ от кинетической температуры источника T_{kin} согласно работе [2].

анализ зависимости относительного содержания однократно дейтерированного аммиака NH_2D от кинетической температуры источника без учета пределов обнаружения данной молекулы. Уровень значимости по Пирсону в этом случае составляет $p = 0.029$, что меньше принятого порога уровня значимости. Штриховая линия на рис. 4 — это прямая линейной регрессии без учета пределов.

На рис. 4 показана зависимость относительного содержания молекул однократно дейтерированного аммиака NH_2D от ширины линий в источнике для случая, когда концентрация газа принята равной 10^4 см^{-3} . Ширины линий NH_2D во всех наблюдавшихся источниках, кроме одного, находятся в диапазоне от 0.5 км/с до 4 км/с. Показатель значимости для данного соотношения равен 0.014, что ниже принятого порога уровня значимости. Здесь сплошная линия — это прямая линейной регрессии с учетом пределов. Уровень значимости по Пирсону для данной зависимости без учета пределов составляет $p = 0.149$, что существенно превышает принятый порог уровня значимости.

На рис. 6 показана зависимость отношения лучевых концентраций NH_2D и NH_3 от кинетической температуры источника для предполагаемой концентрации газа 10^4 см^{-3} . Статистически значимого изменения этого отношения в рассматриваемом интервале кинетических температур 15–50 К не наблюдается. Разброс этого отношения в исследуемых

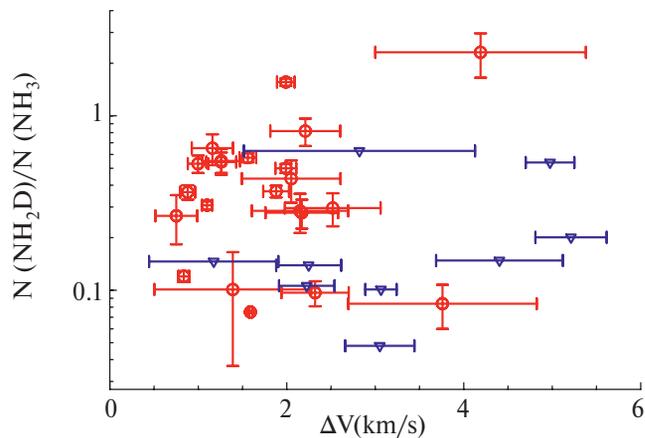


Рис. 7. Зависимость отношения лучевых концентраций однократно дейтерированного аммиака NH_2D и недейтерированной фракции NH_3 от ширины линии для плотности газа $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$. Кружки — измеренные значения, треугольники — пределы обнаружения NH_2D .

объектах составляет от ~ 0.08 до ~ 1.6 для предполагаемой концентрации газа 10^4 см^{-3} и от ~ 0.009 до ~ 0.25 для концентрации газа 10^5 см^{-3} . Среднее значение отношения лучевых концентраций NH_2D и NH_3 получилось равным ~ 0.5 в диапазоне температур 10–30 К для предполагаемой концентрации газа 10^4 см^{-3} . Модель же дейтерирования аммиака [2, 9] предсказывает отношение лучевых концентраций NH_2D и $\text{NH}_3 \sim 0.1$ при кинетических температурах газа 10–20 К, что ниже полученных нами значений (которые, как отмечено выше, представляют собой, по сути, верхние пределы).

Аналогичным образом была рассмотрена зависимость отношения лучевых концентраций однократно дейтерированного аммиака NH_2D и основного изотопа NH_3 от дисперсии скоростей. Данная зависимость для предполагаемой концентрации газа 10^4 см^{-3} представлена на рис. 7. Статистически значимой корреляции между этими величинами не обнаружено (табл. 4). На рис. 6 и 7 отсутствуют точки, соответствующие источникам, для которых неизвестны кинетические температуры и приняты равными 20 К.

Мы рассмотрели также зависимости относительного содержания аммиака NH_3 от кинетической температуры источника и от дисперсии скоростей. Данные зависимости представлены на рис. 8 и 9 соответственно. Относительное содержание аммиака NH_3 определялось аналогично относительному содержа-

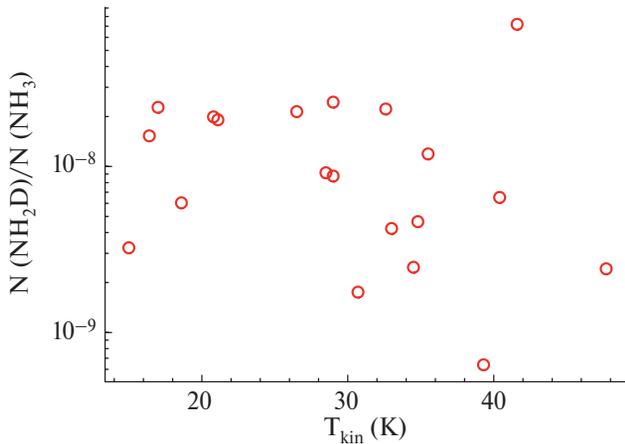


Рис. 8. Зависимость относительного содержания аммиака NH_3 от кинетической температуры источника.

нию однократно дейтерированного аммиака NH_2D , описанному выше. На рис. 8 наблюдается тенденция к уменьшению относительного содержания аммиака NH_3 с ростом кинетической температуры газа в источниках, однако она не является статистически значимой. При этом имеется статистически значимое уменьшение относительного содержания аммиака с ростом дисперсии скоростей (рис. 9).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наши результаты показывают отсутствие статистически значимого изменения отношения содержаний $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ в исследуемом интервале температур 15–50 К, хотя разброс оценок довольно велик (он превышает порядок величины) и некоторая тенденция к уменьшению этого отношения при температурах $T > 30$ К на рис. 6 просматривается. В то же время имеющиеся теоретические модели предсказывают сильную зависимость от температуры в этом интервале. Модель дейтерирования аммиака, представленная в работах [9, 2], предсказывает отношение $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3 \sim 0.1$ при 10–20 К и его падение до $\sim 2 \times 10^{-3}$ при 50 К. Сильная зависимость степени обогащения дейтерием от температуры предсказывается и в других моделях (см., напр., [41]). Однако существенным недостатком корреляционного анализа в данной работе является предположение об одинаковой концентрации газа во всех источниках. Это предположение, скорее всего, неверно. По некоторым оценкам имеется положительная корреляция между температурой и концентрацией газа в части этих источников [А. Г. Пазухин, частное сообщение]. Поскольку с ростом концентрации газа оценки лучевой концентрации

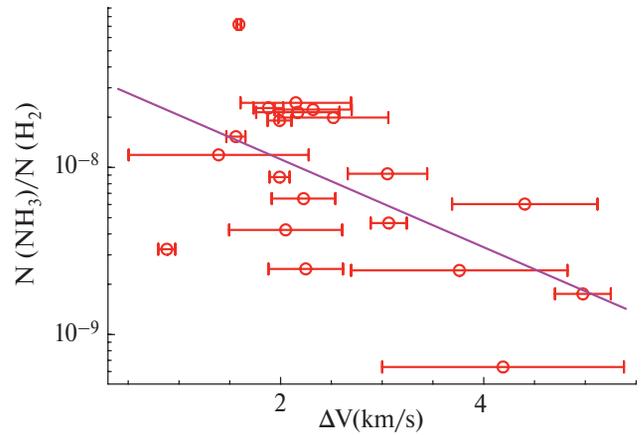


Рис. 9. Зависимость относительного содержания аммиака NH_3 от ширины линии. Сплошная линия — прямая линейной регрессии.

NH_2D уменьшаются, такая корреляция будет транслироваться в антикорреляцию между этими оценками и температурой, что может усилить обсуждаемые здесь тренды и обеспечить согласие с теоретической моделью.

Недавно был выполнен обзор 50-ти областей образования массивных звезд в линии пара- $\text{NH}_2\text{D } 1_{11}^a - 1_{01}^s$ на частоте 110 ГГц при помощи 300-метрового радиотелескопа Института миллиметровой радиоастрономии [49]. Линия была зарегистрирована в 36 источниках, что составляет 72% наблюдавшихся объектов. Анализ данных проводился в приближении ЛТР. Оценки степени обогащения дейтерием в этой работе получились в среднем примерно такие же, как и у нас. При этом в работе [49] найдено (на уровне 3.5σ), что отношение содержаний $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ уменьшается с ростом дисперсии скоростей в источнике, что не подтверждается нашими данными с учетом пределов обнаружения молекулы NH_2D . Также и в работе [42] такой антикорреляции не обнаружено. В этой работе ширины линий не превышают ~ 3.8 км/с.

В работе [8] найдено, что частота детектирования NH_2D в сгустках ATLASGAL понижается при температурах > 20 К. В принципе это согласуется с найденным нами уменьшением относительного содержания NH_2D с ростом температуры. Зависимости отношения $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ от температуры (в интервале 10–30 К) в работе [8], как и у нас, не обнаружено.

В работе [18], основанной на анализе карт нескольких источников, полученных на 30-метровом радиотелескопе IRAM, наблюдается заметное уменьшение отношения $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ с ростом температуры выше ~ 30 К. При этом значения этого отношения,

как и в данной работе, в несколько раз выше предсказываемого моделью [2]. Надо отметить, что объем анализируемых данных в работе [18] заметно выше, чем в данной работе.

Что касается наблюдаемой тенденции к уменьшению относительного содержания аммиака с ростом кинетической температуры газа в источниках, а также его статистически значимого уменьшения с ростом дисперсии скоростей, то стоит отметить, что в работе [27] отмечалось уменьшение относительного содержания аммиака в направлении источников с наибольшей светимостью. Температура газа вокруг источников с высокой светимостью, как и турбулентность, естественно, также повышены. При этом значения относительной концентрации NH_3 при температурах $\lesssim 30$ К близки к типичным значениям [23].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате обзора областей образования массивных звезд излучение однократно дейтерированного аммиака NH_2D зарегистрировано в 29 из 50 наблюдавшихся объектов. Анализ полученных данных, а также тот факт, что концентрация газа в исследуемых источниках по независимым оценкам значительно ниже критической концентрации для данного перехода NH_2D , указывают на не-ЛТР возбуждение NH_2D . Получены оценки лучевой концентрации NH_2D на основе не-ЛТР моделирования с использованием доступных данных о кинетической температуре газа для нескольких значений предполагаемой концентрации газа. Выявлены статистически значимые анти-корреляции между относительным содержанием NH_2D и кинетической температурой газа в интервале температур 15–50 К, а также между относительным содержанием NH_2D и дисперсией скоростей в источнике.

При этом значительного уменьшения отношения содержаний $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ с ростом температуры, предсказываемого имеющимися химическими моделями, не наблюдается (в предположении об одинаковой концентрации газа во всех источниках). Оно составляет ~ 0.5 при предполагаемой концентрации газа $n \sim 10^4$ см $^{-3}$ в данном интервале температур, хотя разброс оценок довольно велик и эти оценки представляют собой, по сути, верхние пределы. В работе [2] предсказывается отношение $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3 \sim 0.1$ при 10–20 К и его падение до $\sim 2 \times 10^{-3}$ при 50 К. В недавно опубликованной работе [18] в диапазоне температур 10–20 К данное соотношение ~ 0.2 , однако там наблюдается спад отношения $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ при температурах > 30 К согласно мо-

дели, хотя остается выше модельных значений. Надо, однако, иметь в виду, что предположение об одинаковой концентрации газа во всех источниках, скорее всего, неверно. При наличии положительной корреляции между концентрацией газа и температурой оценки отношения $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ будут уменьшаться с ростом температуры. Таким образом, с учетом неопределенностей наших оценок лучевой концентрации результаты данной работы не противоречат химической модели в работе [2]. При этом зависимости отношения содержаний $\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3$ от дисперсии скоростей не выявлено. Анализ имеющихся данных также выявил статистически значимую анти-корреляцию между относительным содержанием аммиака NH_3 и дисперсией скоростей, в то время как явной анти-корреляции между относительным содержанием аммиака NH_3 и кинетической температурой газа в источниках в диапазоне от 15 К до 50 К выявлено не было. Однако наблюдается тенденция к снижению относительного содержания аммиака NH_3 с ростом температуры газа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-22-00809.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность за поддержку со стороны Обсерватории Онсала (Швеция) в предоставлении ее оборудования и обеспечении наблюдений. Авторы благодарны анонимному рецензенту за полезные замечания, которые позволили улучшить представление результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. A. Trofimova, I. I. Zinchenko, P. M. Zemlyanukha, and M. Thomasson, *Astron. Rep.* 64(3), 244 (2020).
2. E. Roueff, B. Parise, and E. Herbst, *Astron. and Astrophys.* 464, 245 (2007).
3. T. Pillai, F. Wyrowski, J. Hatchell, A. G. Gibb, and M. A. Thompson, *Astron. and Astrophys.* 467, 207 (2007), arXiv:astro-ph/0702548.
4. T. Pillai, J. Kauffmann, F. Wyrowski, J. Hatchell, A. G. Gibb, and M. A. Thompson, *Astron. and Astrophys.* 530, id. A118 (2011), arXiv:1105.0004 [astro-ph.GA].
5. F. Fontani, A. Palau, P. Caselli, Á. Sánchez-Monge, et al., *Astron. and Astrophys.* 529, id. L7 (2011), arXiv:1103.5636 [astro-ph.SR].
6. O. Miettinen, M. Hennemann, and H. Linz, *Astron. and Astrophys.* 534, id. A134 (2011), arXiv:1108.5691 [astro-ph.GA].

7. *T. Gerner, Y. L. Shirley, H. Beuther, D. Semenov, H. Linz, T. Albertsson, and T. Henning*, *Astron. and Astrophys.* 579, id. A80 (2015), arXiv:1503.06594 [astro-ph.GA].
8. *M. Wielen, F. Wyrowski, C. M. Walmsley, T. Csengeri, T. Pillai, A. Giannetti, and K. M. Menten*, *Astron. and Astrophys.* 649, id/ A21 (2021), arXiv:2102.04478 [astro-ph.GA].
9. *E. Roueff, D. C. Lis, F. F. S. van der Tak, M. Gerin, and P. F. Goldsmith*, *Astron. and Astrophys.* 438(2), 585 (2005), arXiv:astro-ph/0504445.
10. *J. G. A. Wouterloot and J. Brand*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 80, 149 (1989).
11. *F. Daniel, L. H. Coudert, A. Punanova, J. Harju, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 586, id. L4 (2016), arXiv:1601.00162 [astro-ph.GA].
12. *S. Tiné, E. Roueff, E. Falgarone, M. Gerin, and G. Pineau des Forêts*, *Astron. and Astrophys.* 356, 1039 (2000).
13. *L. H. Coudert and E. Roueff*, *Astron. and Astrophys.* 449(2), 855 (2006).
14. *F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schöier, D. J. Jansen, and E. F. van Dishoeck*, *Astron. and Astrophys.* 468, 627 (2007), arXiv:0704.0155 [astro-ph].
15. *T. Isobe and E. D. Feigelson*, *Bull. Amer. Astron. Soc.* 22, 917 (1990).
16. *M. P. Lavalley, T. Isobe, and E. D. Feigelson*, *Bull. Amer. Astron. Soc.* 24, 839 (1992).
17. *W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery*, *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*, 3rd Edition (Cambridge University Press, 2007), http://www.amazon.com/Numerical-Recipes-3rd-Scientific-Computing/dp/0521880688/ref=sr_1_1?ie=UTF8&s=books&qid=1280322496&sr=8-1.
18. *A. G. Pazukhin, I. I. Zinchenko, E. A. Trofimova, C. Henkel, and D. A. Semenov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 526(3), 3673 (2023), arXiv:2309.16510 [astro-ph.GA].
19. *S. Y. Malafeev, I. I. Zinchenko, L. E. Pirogov, and L. E. B. Johansson*, *Astron. Letters* 31, 239 (2005).
20. *L. E. Pirogov, V. M. Shul'ga, I. I. Zinchenko, P. M. Zemlyanukha, A. N. Patoka, and M. Thomasson*, *Astron. Rep.* 60, 904 (2016), arXiv:1608.08446 [astro-ph.GA].
21. *K. Schreyer, T. Henning, C. Koempe, and P. Harjunpaae*, *Astron. and Astrophys.* 306, 267 (1996).
22. *L. E. Pirogov and I. I. Zinchenko*, *Astron. Rep.* 37, 484 (1993).
23. *J. Harju, C. M. Walmsley, and J. G. A. Wouterloot*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 98, 51 (1993).
24. *J. Jijina, P. C. Myers, and F. C. Adams*, *Astrophys. J. Suppl.* 125, 161 (1999).
25. *T. Pillai, F. Wyrowski, S. J. Carey, and K. M. Menten*, *Astron. and Astrophys.* 450, 569 (2006), arXiv:astro-ph/0601078.
26. *I. Zinchenko, P. Caselli, and L. Pirogov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 395, 2234 (2009), arXiv:0903.1209 [astro-ph.GA].
27. *I. Zinchenko, T. Henning, and K. Schreyer*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 124, 385 (1997).
28. *A. G. Pazukhin, I. I. Zinchenko, E. A. Trofimova, and C. Henkel*, *Astron. Rep.* 66(12), 1302 (2022), arXiv:2211.14063 [astro-ph.GA].
29. *J. M. Torrelles, P. T. P. Ho, J. M. Moran, L. F. Rodriguez, and J. Canto*, 307, 787 (1986).
30. *F. C. Li, Y. Xu, Y. W. Wu, J. Yang, D. R. Lu, K. M. Menten, and C. Henkel*, *Astron. J.* 152(4), id. 92 (2016), arXiv:1608.04251 [astro-ph.GA].
31. *I. I. Zinchenko, A. G. Pazukhin, E. A. Trofimova, P. M. Zemlyanukha, C. Henkel, and M. Thomasson*, *The Multifaceted Universe: Theory and Observations—2022, held 23–27 May 2022, SAO RAS, Nizhny Arkhyz, Russia; PoS(MUTO2022)*, 425, id. 038 (2022) <https://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=425>, id.38 .
32. *L. E. Pirogov and I. I. Zinchenko*, *Astron. Rep.* 52(12), 963 (2008), arXiv:0903.4280 [astro-ph.GA].
33. *L. Pirogov*, *Res. Astron. and Astrophys.* 18(8), id. 100 (2018), 1804.05600.
34. *Y. L. Shirley*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 127(949), 299 (2015), arXiv:1501.01629 [astro-ph.IM].
35. *S. Feng, P. Caselli, K. Wang, Y. Lin, H. Beuther, and O. Sipilä*, 883(2), id. 202 (2019), arXiv:1909.00209 [astro-ph.GA].
36. *S. Guilloteau and A. Baudry*, *Astron. and Astrophys.* 97(1), 213 (1981).
37. *I. I. Zinchenko and L. E. Pirogov*, *Soviet Astron.* 31, 254 (1987).
38. *J. R. Goicoechea, F. Lique, and M. G. Santa-Maria*, *Astron. and Astrophys.* 658, id. A28 (2022), arXiv:2111.03609 [astro-ph.GA].
39. *J. Stutzki and G. Winnewisser*, *Astron. and Astrophys.* 144, 13 (1985).
40. *G. Busquet, A. Palau, R. Estalella, J. M. Girart, Á. Sánchez-Monge, S. Viti, P. T. P. Ho, and Q. Zhang*, *Astron. and Astrophys.* 517, id. L6 (2010), arXiv:1006.4280 [astro-ph.GA].

41. *O. Sipilä, J. Harju, P. Caselli, and S. Schlemmer*, *Astron. and Astrophys.* 581, id. A122 (2015), arXiv:1507.02856 [astro-ph.GA].
42. *F. Fontani, G. Busquet, A. Palau, P. Caselli, Á. Sánchez-Monge, J. C. Tan, and M. Audard*, *Astron. and Astrophys.* 575, id. A87 (2015), arXiv:1410.7232 [astro-ph.SR].
43. *I. Zinchenko, C. Henkel, and R. Q. Mao*, *Astron. and Astrophys.* 361, 1079 (2000).
44. *M. A. Frerking, W. D. Langer, and R. W. Wilson*, 262, 590 (1982).
45. *T. L. Wilson and R. Rood*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 32, 191 (1994).
46. *T. Liu, Y. Wu, and H. Zhang*, 775, id. L2 (2013), arXiv:1306.0046 [astro-ph.SR].
47. *M. Kohno, T. Omodaka, T. Handa, J. O. Chibueze, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan* 74(3), 545 (2022), arXiv:2202.01518 [astro-ph.GA].
48. *T. Isobe, E. D. Feigelson, and P. I. Nelson*, 306, 490 (1986).
49. *Y. Li, J. Wang, J. Li, S. Liu, and Q. Luo*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 512(4), 4934 (2022), arXiv:2204.12299 [astro-ph.GA].

A SURVEY OF HIGH MASS STAR FORMING REGIONS IN THE LINE OF SINGLY DEUTERATED AMMONIA NH₂D

E. A. Trofimova¹, I. I. Zinchenko¹, P. M. Zemlyanukha¹, M. Thomasson²

¹*Federal Research Center A. V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Chalmers University of Technology, Onsala Space Observatory, Onsala, Sweden*

Present survey is a continuation of our research of high mass star forming regions in the lines of deuterated molecules, the first results of which were published in [1]. This paper presents the results of observations of 50 objects in the line of ortho modification of singly deuterated ammonia NH₂D $1_{11}^s - 1_{01}^a$ at frequency 85.9 GHz, carried out with the 20-m radio telescope of the Onsala Space Observatory (Sweden). This line is detected in 29 sources. The analysis of obtained data, as well as the fact that gas density in the investigated sources, according to independent estimates, is significantly lower than the critical density for this NH₂D transition, indicate non-LTE excitation of NH₂D. Based on non-LTE modeling estimates of the relative content of the NH₂D molecule and the degree of deuterium enrichment were obtained, and the dependencies of these parameters on temperature and velocity dispersion were analyzed with and without taking into account detection limits assuming the same gas density in all sources. An anticorrelation between the NH₂D relative abundances and the kinetic temperature is revealed in the temperature range 15–50 K. At the same time, significant decrease in the ratio of the NH₂D/NH₃ abundances with increasing temperature, predicted by the available chemical models, is not observed under the adopted assumptions. An anti-correlation was also revealed between the relative content of the main isotopologue of ammonia NH₃ and the velocity dispersion, while no statistically significant correlation with the kinetic temperature of sources in the same temperature range was found.

Keywords: star formation, interstellar medium, molecular clouds, interstellar molecules, radio lines

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ АТМОСФЕРЫ ЭКЗОПЛАНЕТЫ HD 189733 В НА ОСНОВЕ МНОГОЦВЕТНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ТРАНЗИТА

© 2024 г. Е. В. Бекесов^{1,*}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: egor03121996@mail.ru

Поступила в редакцию 12.03.2024 г.

После доработки 24.04.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

В работе проведен анализ и интерпретация кривых блеска, полученных при наблюдении телескопом HST транзита экзопланеты HD 189733 b по диску звезды. Наблюдения проводились в широком диапазоне длин волн 5500–10500 Å, что позволило выявить зависимость между длиной волны и получаемым в ходе интерпретации радиусом планеты. Также было показано, что данная зависимость может быть объяснена наличием у планеты рэлеевской атмосферы, а также проведена примерная оценка возможных параметров данной атмосферы.

Ключевые слова: кривые блеска транзита, двойные системы с экзопланетами, эксцентриситет, коэффициенты затемнения к краю, радиус планеты, радиус звезды, атмосфера экзопланеты, HD 189733 b

DOI: 10.31857/S0004629924080032 EDN: ITKXJU

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из основных способов изучения внесолнечных планет является транзитный метод. Его суть заключается в наблюдении звезды в момент прохождения по ее диску экзопланеты, когда видимый блеск звезды падает из-за того, что часть ее диска оказывается закрытой диском планеты. Это позволяет получить важную информацию о размерах планеты, а также о характеристике ее орбиты, не прибегая к сложным спектрометрическим наблюдениям.

Также одним из важных преимуществ транзитного метода изучения экзопланет является возможность получения эмпирической информации о размерах, структуре и составе их атмосфер. Так как при прохождении внесолнечной планеты по диску материнской звезды часть лучей проходит сквозь атмосферу планеты, ее состав и характеристики не могут не оказывать влияния на фотометрическую и спектроскопическую картину, получаемую при наблюдениях транзитной системы.

Хотя для получения точной картины требуются спектрометрические наблюдения, определенную информацию о планетарных атмосферах можно получить также из анализа фотометрических кривых блеска. При рэлеевском поглощении с увеличением

длины волны уменьшается коэффициент поглощения и, соответственно, большее количество излучения проходит сквозь атмосферу и доходит до наблюдателя в красной части спектра. Поэтому радиус экзопланеты, найденный из анализа затмения в красной части спектра, будет меньше, нежели в синей. Рефракция в атмосфере планеты незначительно влияет на данную зависимость, так как ее вклад для большинства планет исчисляется миллионными долями звездной величины [1]. Таким образом, по мере увеличения длины волны глубина транзита будет падать. При аппроксимации с использованием модели, в которой планета представлена однородным черным кружком, не пропускающим свет, это приведет к тому, что определяемый радиус планеты также будет падать по мере увеличения длины волны.

В настоящей работе представлены данные интерпретации наблюдений транзита экзопланеты HD 189733 b по диску материнской звезды, проведенные в десяти разных фильтрах с эффективными длинами волн от 5500 Å до 10500 Å. Основной целью было определить, как меняется радиус экзопланеты при наблюдении транзита на разных длинах волн, а также меняется ли характер этих изменений при смене ряда вводных характеристик, таких как радиус звезды, эксцентриситет и наклонение орбиты.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В данной работе проведена обработка кривых блеска, полученных в 2007 г. телескопом HST при наблюдениях системы HD 198733 b [2, 3]. Наблюдения проведены в десяти различных фильтрах с эффективными длинами волн от \AA до $\lambda\lambda = 10000 - 10500 \text{\AA}$. Каждая кривая блеска состоит из 625 точек с индивидуальной точностью порядка $\sigma \approx 10^{-4}$. Учитывая, что глубина транзита составляла порядка 2.5×10^{-2} , относительная ошибка (по отношению к глубине затмения) составляет менее $\sim 1 \%$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Интерпретация кривых блеска проводилась с помощью написанной автором программы, принцип работы которой описан в статье [4]. Вычисления проводились для трех различных значений эксцентриситета $e = 0, 0.01$ и 0.02 с фиксированным аргументом перицентра, равным $\omega = 270^\circ$ (транзит проходит ровно в перицентре). Данные значения соответствуют существующим оценкам эксцентриситета у данной системы, полученным на основе анализа кривых лучевых скоростей [5, 6, 7]. При используемых в данной работе небольших значениях эксцентриситета такое предположение является оправданным, так как асимметрия, вызванная неравномерностью движения планеты по орбите, в данном случае проявляет себя крайне слабо. При значениях $e < 0.1$ форма транзитной кривой при изменении эксцентриситета изменяется в основном вследствие изменения расстояния от планеты до звезды в момент транзита, что было показано в нашей предыдущей работе. Таким образом, приведенные в статье эффекты влияния эксцентриситета можно рассматривать как описываемые величиной $e \sin \omega$ и характеризующие расстояние от планеты до звезды в момент транзита.

Длина большой полуоси была зафиксирована на значении $a = 0.03126$ а. е., период обращения $P = 2.2185752^d$ [5, 6, 8].

Для каждого значения эксцентриситета автором изначально проводилась интерпретация кривой блеска, соответствующей длине волны 6750\AA , с тремя свободными параметрами — радиус звезды, радиус планеты и наклонение орбиты. Впоследствии радиус звезды и наклонение орбиты фиксировались при обработке остальных 9 кривых блеска. Таким образом, единственным параметром, который определялся при их интерпретации, оставался радиус планеты. В этом состоит главное отличие нашей интерпретации от интерпретации, проведенной в работе [9], где наклонение орбиты и радиус звезды

искались совместно с радиусом планеты для каждой длины волны. Для коэффициентов потемнения к краю было рассмотрено два случая. В первом брался квадратичный закон с фиксированными для каждой длины волны теоретическими коэффициентами, взятыми из работы [10], которые были получены на основе моделирования звездных атмосфер, искомым параметром был только один — радиус планеты. Во втором случае использовался линейный закон с коэффициентом, определяемым из минимума невязки χ^2 ; таким образом, интерпретация проводилась по двум параметрам: радиусу планеты и линейному коэффициенту потемнения к краю. Результаты обработки с использованием квадратичного закона потемнения к краю и теоретических коэффициентов представлены в табл. 1–3, а также в графическом виде на рис. 1–3. С использованием линейного закона и коэффициентов, полученных при интерпретации, в табл. 4–6, в графическом виде — на рис. 4–6.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Как видно из результатов, представленных в предыдущей главе, интерпретация с использованием модели, представляющей планету в виде однородного непрозрачного черного кружка, выявила заметную зависимость радиуса планеты от длины волны. Автором было решено провести моделирование кривых блеска с добавлением частично прозрачного кольца вокруг непрозрачного диска, которое бы представляло собой упрощенную модель атмосферы, точнее ее верхней оптически прозрачной части.

Основной задачей применения данной модели было проверить гипотезу о связи радиуса планеты, полученного при интерпретации кривых блеска на различных длинах волн, с наличием атмосферы, рассеивающей излучение по закону Рэлея, и хотя бы приблизительно оценить ее структуру.

Автором была взята упрощенная экспоненциальная модель атмосферы, в которой плотность описывалась формулой $\rho(h) = \rho_0 \exp(h/H)$, где ρ_0 — плотность газа у условной поверхности, h — высота слоя атмосферы, H — характеристическая высота. Также автором предполагалось в рамках данной модели, что коэффициент рассеяния σ прямо пропорционален плотности газа ρ . Все остальные параметры (большая полуось орбиты, период обращения, наклонение орбиты) фиксировались и принимались равными тем, что были использованы при интерпретации наблюдательных данных. Коэффициенты потемнения к краю фиксировались

Таблица 1. Результаты интерпретации транзитных кривых блеска при фиксированных теоретических коэффициентах потемнения к краю и фиксированном $e = 0$

$\lambda, \text{\AA}$	$R_{\text{star}}, R_{\odot}$	Линейный коэффициент	Квадрат. коэффициент	Наклон орбиты, $^{\circ}$	$R_p, \text{ км}$	Нормированный χ^2
5750	0.756	0.60964	0.14806	85.72	82 538	2.27896
6250	0.756	0.54384	0.18148	85.72	82 542	1.35196
6750	0.756	0.50189	0.19045	85.72	82 269	0.99531
7250	0.756	0.45994	0.21097	85.72	82 000	0.96278
7750	0.756	0.42083	0.20747	85.72	81 893	0.95105
8250	0.756	0.39202	0.2125	85.72	82 000	1.00925
8750	0.756	0.36532	0.21735	85.72	81 678	0.99496
9250	0.756	0.3414	0.22402	85.72	81 785	0.91441
9750	0.756	0.32165	0.23343	85.72	81 781	1.20305
10250	0.756	0.30189	0.24284	85.72	81 678	1.2075

Примечание. R_p — радиус планеты; χ^2 — нормированная невязка.

Таблица 2. Результаты интерпретации транзитных кривых блеска при фиксированных теоретических коэффициентах потемнения к краю и фиксированном $e = 0.01$

$\lambda, \text{\AA}$	$R_{\text{star}}, R_{\odot}$	Линейный коэффициент	Квадрат. коэффициент	Наклон орбиты, $^{\circ}$	$R_p, \text{ км}$	Нормированный χ^2
5750	0.763	0.60964	0.14806	85.65	83 499	2.27256
6250	0.763	0.54384	0.18148	85.65	83 227	1.31716
6750	0.763	0.50189	0.19045	85.65	82 683	1.02421
7250	0.763	0.45994	0.21097	85.65	82 738	0.96368
7750	0.763	0.42083	0.20747	85.65	82 520	0.95285
8250	0.763	0.39202	0.2125	85.65	82 629	1.03565
8750	0.763	0.36532	0.21735	85.65	82 412	1.01356
9250	0.763	0.3414	0.22402	85.65	82 520	0.90821
9750	0.763	0.32165	0.23343	85.65	82 516	1.19095
10250	0.763	0.30189	0.24284	85.65	82 303	1.1757

Примечание. R_p — радиус планеты; χ^2 — нормированная невязка.

Таблица 3. Результаты интерпретации транзитных кривых блеска при фиксированных теоретических коэффициентах потемнения к краю и фиксированном $e = 0.02$

$\lambda, \text{\AA}$	$R_{\text{star}}, R_{\odot}$	Линейный коэффициент	Квадрат. коэффициент	Наклон орбиты, $^{\circ}$	$R_p, \text{ км}$	Нормированный χ^2
5750	0.77	0.60964	0.14806	85.58	83 896	2.25266
6250	0.77	0.54384	0.18148	85.58	83 892	1.35456
6750	0.77	0.50189	0.19044	85.58	83 456	1.02851
7250	0.77	0.45994	0.21097	85.58	83 346	0.94568
7750	0.77	0.42083	0.20747	85.58	83 236	0.95775
8250	0.77	0.39202	0.21250	85.58	83 341	1.01105
8750	0.77	0.36532	0.21735	85.58	83 017	1.00076
9250	0.77	0.3414	0.22402	85.58	83 126	0.92911
9750	0.77	0.32165	0.23343	85.58	83 124	1.19645
10250	0.77	0.30189	0.24284	85.58	83 016	1.2073

Примечание. R_p — радиус планеты; χ^2 — нормированная невязка.

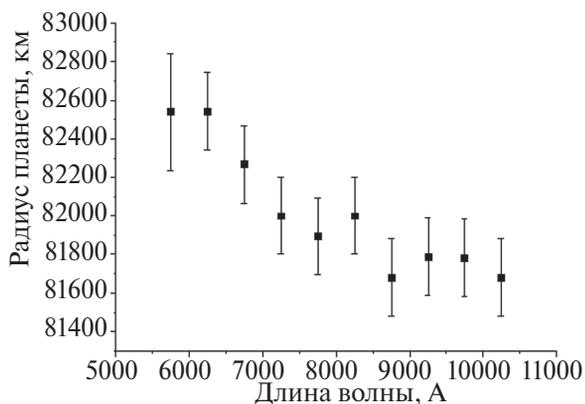


Рис. 1. Значения радиуса экзопланеты HD 189733 b, полученные при интерпретации с использованием квадратичного закона потемнения к краю и фиксированных коэффициентов из работы [10] при фиксированном эксцентриситете $e = 0$.

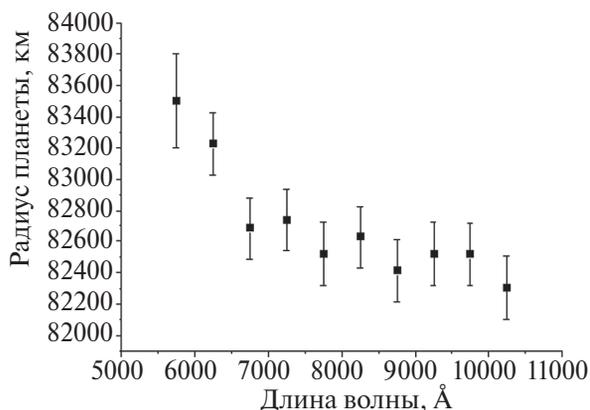


Рис. 2. Значения радиуса экзопланеты HD 189733 b, полученные при интерпретации с использованием квадратичного закона потемнения к краю и фиксированных коэффициентов из работы [10] при фиксированном эксцентриситете $e = 0.01$.

и принимались равными теоретическим коэффициентам, использованным при интерпретации в рамках квадратичного закона.

Таким образом, кольцо частичной прозрачности, моделирующее верхнюю часть атмосферы планеты, характеризовалось двумя параметрами: коэффициентом рассеяния у условной поверхности σ , а также характеристической высотой атмосферы H . Моделирование проводилось с использованием численного метода, в рамках которого атмосфера планеты была разбита на тонкие кольца, для каждого из которых была рассчитана оптическая толщина вдоль луча зрения τ по формуле

$$\tau(\xi) = 2 \int_{\xi}^{R_a} \frac{\sigma(r) r dr}{\sqrt{r^2 - \xi^2}}, \tag{1}$$

где ξ — прицельное расстояние, $r = r_0 + h$, r_0 — радиус непрозрачного кружка, R_a — радиус планеты с атмосферой.

Далее для каждого кольца с фиксированной τ были определены площади его пересечения с кольцами диска звезды с постоянной светимостью, использованными автором в рамках центрально-симметричного закона потемнения к краю. Просуммировав излучение со всех таких площадок, мы полу-

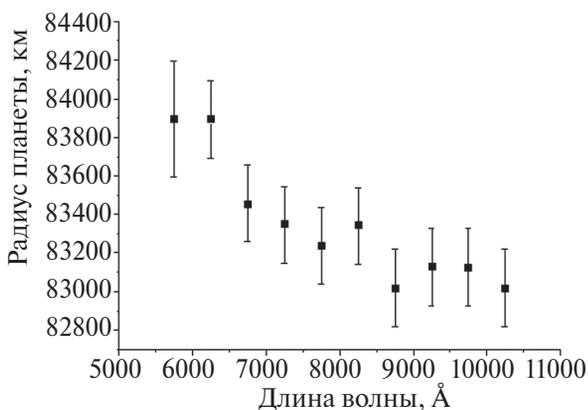


Рис. 3. Значения радиуса экзопланеты HD 189733 b, полученные при интерпретации с использованием квадратичного закона потемнения к краю и фиксированных коэффициентов из работы [10] при фиксированном эксцентриситете $e = 0.02$.

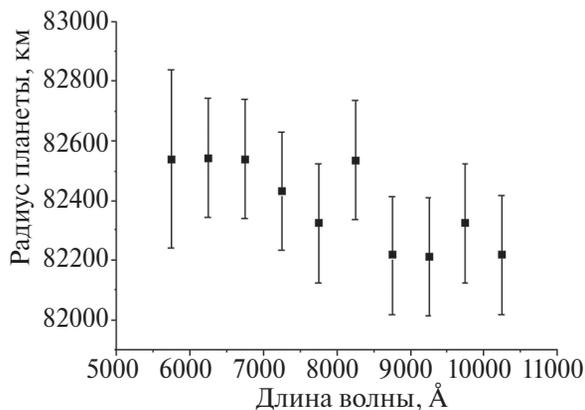


Рис. 4. Значения радиуса экзопланеты HD 189733 b, вычисленные при интерпретации с использованием линейного закона потемнения к краю и полученных значений коэффициентов при фиксированном эксцентриситете $e = 0$.

Таблица 4. Результаты интерпретации транзитных кривых блеска при найденных из решения обратной задачи коэффициентах потемнения к краю и фиксированном $e = 0$

$\lambda, \text{\AA}$	$R_{\text{star}}, R_{\odot}$	Линейный коэффициент	Наклон орбиты, $^{\circ}$	$R_p, \text{ км}$	Нормированный χ^2
5750	0.756	0.6	85.72	82 539	2.23886
6250	0.756	0.64	85.72	82 542	1.30606
6750	0.756	0.66	85.72	82 538	0.99581
7250	0.756	0.62	85.72	82 431	0.93308
7750	0.756	0.6	85.72	82 323	0.90825
8250	0.756	0.58	85.72	82 535	0.99995
8750	0.756	0.56	85.72	82 215	0.97666
9250	0.756	0.52	85.72	82 211	0.89341
9750	0.756	0.52	85.72	82 323	1.16815
10250	0.756	0.52	85.72	82 217	1.1741

Примечание. R_p — радиус планеты; χ^2 — нормированная невязка.

Таблица 5. Результаты интерпретации транзитных кривых блеска при найденных из решения обратной задачи коэффициентах потемнения к краю и фиксированном $e = 0.01$

$\lambda, \text{\AA}$	$R_{\text{star}}, R_{\odot}$	Линейный коэффициент	Наклон орбиты, $^{\circ}$	$R_p, \text{ км}$	Нормированный χ^2
5750	0.763	0.6	85.65	82 955	2.24956
6250	0.763	0.64	85.65	83 227	1.29206
6750	0.763	0.66	85.65	83 281	0.97631
7250	0.763	0.64	85.65	83 173	0.90308
7750	0.763	0.6	85.65	83 064	0.90465
8250	0.763	0.58	85.65	83 173	1.01325
8750	0.763	0.56	85.65	82 846	0.98666
9250	0.763	0.52	85.65	82 955	0.88021
9750	0.763	0.52	85.65	82 942	1.17775
10250	0.763	0.54	85.65	82 945	1.1453

Примечание. R_p — радиус планеты; χ^2 — нормированная невязка.

Таблица 6. Результаты интерпретации транзитных кривых блеска при найденных из решения обратной задачи коэффициентах потемнения к краю и фиксированном $e = 0.02$

$\lambda, \text{\AA}$	$R_{\text{star}}, R_{\odot}$	Линейный коэффициент	Наклон орбиты, $^{\circ}$	$R_p, \text{ км}$	Нормированный χ^2
5750	0.77	0.62	85.58	83 896	2.23236
6250	0.77	0.66	85.58	84 171	1.31796
6750	0.77	0.68	85.58	84 006	0.99141
7250	0.77	0.64	85.58	83 896	0.90778
7750	0.77	0.62	85.58	83 786	0.90555
8250	0.77	0.6	85.58	83 896	1.00025
8750	0.77	0.58	85.58	83 876	0.99726
9250	0.77	0.54	85.58	83 678	0.88111
9750	0.77	0.54	85.58	83 656	1.16315
10250	0.77	0.56	85.58	83 670	1.1529

Примечание. R_p — радиус планеты; χ^2 — нормированная невязка.

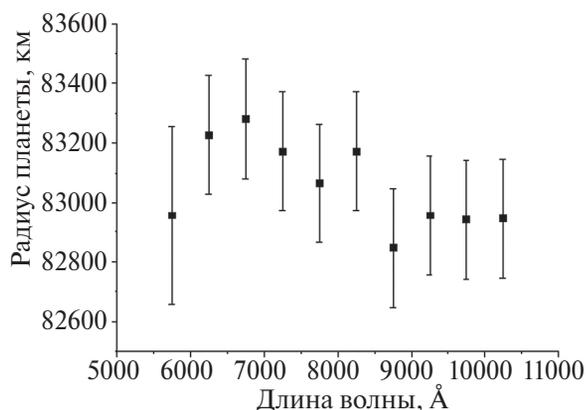


Рис. 5. Значения радиуса экзопланеты HD 189733 b, вычисленные при интерпретации с использованием линейного закона потемнения к краю и полученных значений коэффициентов при фиксированном эксцентриситете $e = 0.01$.

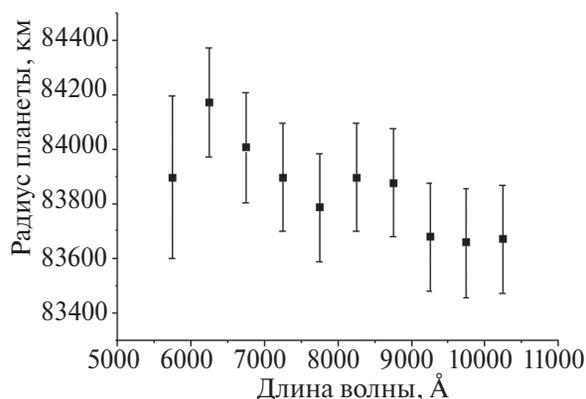


Рис. 6. Значения радиуса экзопланеты HD 189733 b, вычисленные при интерпретации с использованием линейного закона потемнения к краю и полученных значений коэффициентов при фиксированном эксцентриситете $e = 0.02$.

чили количество света, падающего на кольцо со стороны звезды. Далее, исходя из формулы

$$I = I_0 \exp(-\tau), \quad (2)$$

где I_0 — излучение, падающее на площадь кольца со стороны звезды, I — излучение, прошедшее сквозь атмосферу, не претерпев рассеяния. Вычитая одно из другого, мы определили количество излучения, которое рассеивает каждое кольцо с постоянным τ . По итогам суммирования по всем кольцам, была получена суммарная доля излучения звезды, рассеиваемая атмосферой.

Далее автором было сделано допущение, что глубина транзита в средней точке (она же наибольшая глубина) в первом приближении пропорциональна квадрату радиуса планеты. Исходя из этого, были определены эффективные радиусы, то есть радиусы непрозрачного кружка, при которых глубина транзита соответствовала бы той, что получилась при моделировании транзита с заданными характеристиками атмосферы. При решении обратной задачи была выполнена вариация по трем параметрам: радиусу центрального непрозрачного ядра, характеристической высоте атмосферы и коэффициенту непрозрачности у условной поверхности на длине волны 5750 \AA (коэффициенты непрозрачности для остальных длин волн задавались в соответствии с рэлеевским рассеянием как пропорциональные λ^{-4}). Таким образом, для каждого значения эксцентриситета (и соответствующих ему значений наклона орбиты и радиуса звезды) были определены пара-

метры коэффициента непрозрачности на длине волны 5750 \AA (и соответствующие ему коэффициенты непрозрачности для остальных длин волн), радиуса непрозрачного ядра и характеристической высоты атмосферы, для которых сумма квадратов разностей между значениями эффективных радиусов и радиусов планеты, полученных из интерпретации наблюдательных данных, для всех десяти длин волн, была бы наименьшей. Их значения представлены в табл. 7. В табл. 8 приведены коэффициенты непрозрачности для разных длин волн, полученные в ходе решения обратной задачи.

На рис. 7–9 представлены значения эффективных радиусов, полученные для параметров атмосферы, определенных в ходе решения обратной задачи для трех значений эксцентриситета в сравнении с радиусами планеты, полученными из интерпретации кривых блеска. В табл. 9–11 приведены подробные данные об изменении глубины транзита при добавлении частично прозрачного кольца по сравнению с моделью, где присутствовало только непрозрачное ядро при заданных параметрах, указанных в табл. 7. Все параметры системы, кроме радиуса планеты, фиксировались и принимались равными тем, что использовались при аппроксимации кривых блеска в рамках квадратичного закона (см. табл. 1–3 и раздел 3). Коэффициенты потемнения к краю фиксировались на значениях, равных теоретическим, для каждой длины волны отдельно (этим вызваны различия в глубинах транзита за счёт непрозрачного ядра для разных длин волн).

Таблица 7. Полученные в ходе решения обратной задачи параметры радиуса непрозрачного ядра, коэффициента непрозрачности атмосферы и характеристической высоты смоделированной атмосферы для разных значений эксцентриситета

Параметр	Значения		
Эксцентриситет	0.00	0.01	0.02
Радиус непрозрачного ядра, км	81 400	82 100	82 800
Коэффициент рассеяния при $\lambda = 5750 \text{ \AA}$, м^{-1}	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$
Характеристическая высота атмосферы, км	1000	1000	950

Таблица 8. Коэффициенты непрозрачности атмосферы, полученные в ходе решения задачи минимизации суммы квадратов разностей

$\lambda, \text{ \AA}$	Коэффициент непрозрачности у поверхности, км^{-1}
5750	$1.5 \cdot 10^{-4}$
6250	$1.07458944 \cdot 10^{-4}$
6750	$7.89855318 \cdot 10^{-5}$
7250	$5.93486182 \cdot 10^{-5}$
7750	$4.54522962 \cdot 10^{-5}$
8250	$3.53954015 \cdot 10^{-5}$
8750	$2.79724448 \cdot 10^{-5}$
9250	$2.23973020 \cdot 10^{-5}$
9750	$1.81444653 \cdot 10^{-5}$
10250	$1.48548126 \cdot 10^{-5}$

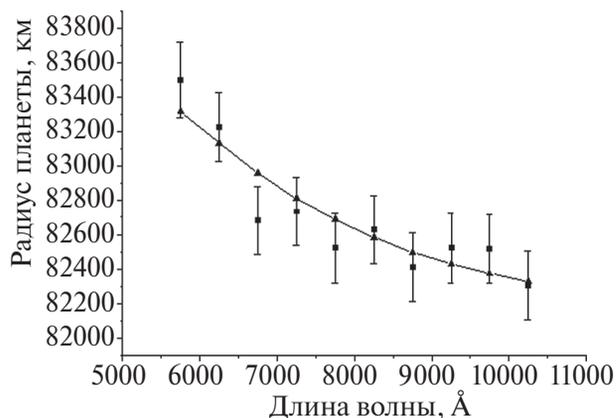


Рис. 8. Радиусы планеты при интерпретации наблюдений HD 189733 b и эффективные радиусы, полученные при моделировании ее атмосферы при $e = 0.01$.

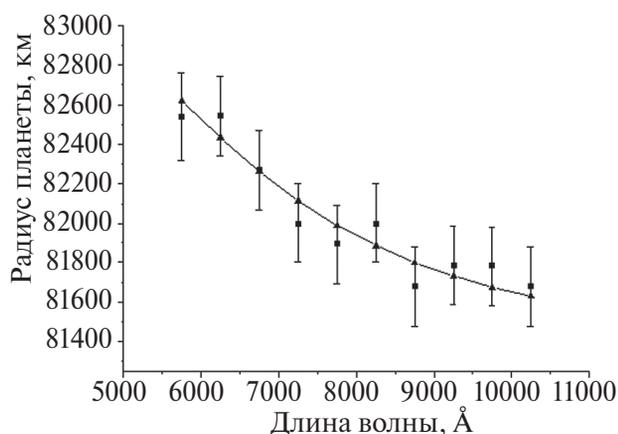


Рис. 7. Радиусы планеты при интерпретации наблюдений HD 189733 b и эффективные радиусы, полученные при моделировании ее атмосферы при $e = 0$.

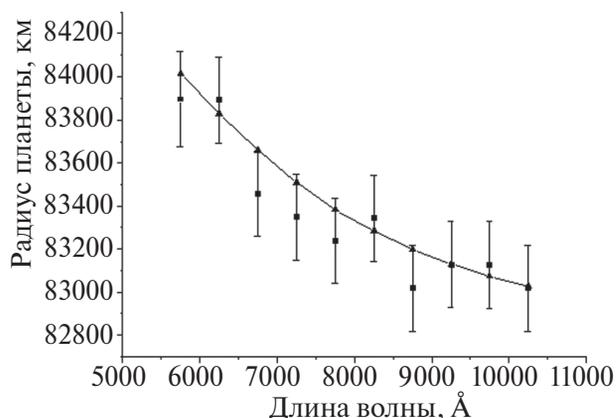


Рис. 9. Радиусы планеты при интерпретации наблюдений HD 189733 b и эффективные радиусы, полученные при моделировании ее атмосферы при $e = 0.02$.

Таблица 9. Результаты моделирования кривой блеска с добавлением кольца переменной прозрачности. Сравнение полученных данных с результатами аппроксимации реальных наблюдений для $e = 0.0$

$\lambda, \text{Å}$	A_{atm}	A_{core}	ΔA_{atm}	$R_p^{\text{eff}}, \text{км}$	$R_p^{\text{obs}}, \text{км}$
5750	0.02649	0.02571	$7.75 \cdot 10^{-4}$	82 618	82 538
6250	0.02628	0.02563	$6.55 \cdot 10^{-4}$	82 432	82 542
6750	0.02609	0.02554	$5.44 \cdot 10^{-4}$	82 262	82 269
7250	0.02594	0.02549	$4.48 \cdot 10^{-4}$	82 112	82 000
7750	0.02574	0.02538	$3.67 \cdot 10^{-4}$	81 986	81 893
8250	0.02562	0.02532	$3.01 \cdot 10^{-4}$	81 882	82 000
8750	0.02551	0.02526	$2.47 \cdot 10^{-4}$	81 797	81 678
9250	0.02543	0.02522	$2.04 \cdot 10^{-4}$	81 728	81 785
9750	0.02537	0.0252	$1.69 \cdot 10^{-4}$	81 672	81 781
10250	0.02532	0.02518	$1.41 \cdot 10^{-4}$	81 627	81 678

Примечание. A_{atm} — глубина транзита с атмосферой, A_{core} — глубина транзита за счёт непрозрачного ядра, ΔA_{atm} — приращение глубины транзита за счёт атмосферы, R_p^{eff} — эффективный радиус планеты, R_p^{obs} — радиус планеты, полученный из аппроксимации наблюдательных данных.

Таблица 10. Результаты моделирования кривой блеска с добавлением кольца переменной прозрачности. Сравнение полученных данных с результатами аппроксимации реальных наблюдений для $e = 0.01$

$\lambda, \text{Å}$	A_{atm}	A_{core}	ΔA_{atm}	$R_p^{\text{eff}}, \text{км}$	$R_p^{\text{obs}}, \text{км}$
5750	0.02635	0.02559	$7.65 \cdot 10^{-4}$	83 317	83 499.5
6250	0.02616	0.02551	$6.46 \cdot 10^{-4}$	83 132	83 227
6750	0.02597	0.02543	$5.37 \cdot 10^{-4}$	82 961	82 683
7250	0.02583	0.02538	$4.43 \cdot 10^{-4}$	82 812	82 738
7750	0.02564	0.02528	$3.62 \cdot 10^{-4}$	82 686	82 520
8250	0.02552	0.02522	$2.97 \cdot 10^{-4}$	82 582	82 629
8750	0.02542	0.02517	$2.44 \cdot 10^{-4}$	82 497	82 412
9250	0.02534	0.02513	$2.02 \cdot 10^{-4}$	82 428	82 520
9750	0.02528	0.02511	$1.67 \cdot 10^{-4}$	82 372	82 516
10250	0.02523	0.02509	$1.39 \cdot 10^{-4}$	82 327	82 303

Примечание. A_{atm} — глубина транзита с атмосферой, A_{core} — глубина транзита за счёт непрозрачного ядра, ΔA_{atm} — приращение глубины транзита за счёт атмосферы, R_p^{eff} — эффективный радиус планеты, R_p^{obs} — радиус планеты, полученный из аппроксимации наблюдательных данных.

Таблица 11. Результаты моделирования кривой блеска с добавлением кольца переменной прозрачности. Сравнение полученных данных с результатами аппроксимации реальных наблюдений для $e = 0.02$

$\lambda, \text{Å}$	A_{atm}	A_{core}	ΔA_{atm}	$R_p^{\text{eff}}, \text{км}$	$R_p^{\text{obs}}, \text{км}$
5750	0.02621	0.02546	$7.52 \cdot 10^{-4}$	84 014	83 896
6250	0.02603	0.0254	$6.36 \cdot 10^{-4}$	83 829	83 892
6750	0.02585	0.02532	$5.28 \cdot 10^{-4}$	83 659	83 456
7250	0.02571	0.02528	$4.36 \cdot 10^{-4}$	83 510	83 346
7750	0.02553	0.02518	$3.57 \cdot 10^{-4}$	83 385	83 236
8250	0.02542	0.02513	$2.93 \cdot 10^{-4}$	83 281	83 341
8750	0.02532	0.02508	$2.41 \cdot 10^{-4}$	83 196	83 017
9250	0.02524	0.02505	$1.99 \cdot 10^{-4}$	83 127	83 126
9750	0.02519	0.02503	$1.65 \cdot 10^{-4}$	83 072	83 124
10250	0.02515	0.02501	$1.38 \cdot 10^{-4}$	83 027	83 016

Примечание. A_{atm} — глубина транзита с атмосферой, A_{core} — глубина транзита за счёт непрозрачного ядра, ΔA_{atm} — приращение глубины транзита за счёт атмосферы, R_p^{eff} — эффективный радиус планеты, — радиус планеты, полученный из аппроксимации наблюдательных данных.

5. ВЫВОДЫ

В ходе данной работы были подтверждены результаты, полученные в статье [9], в части уменьшения определяемого радиуса экзопланеты при увеличении длины волны. Однако, поскольку мы (вполне оправданно) считали, что радиус звезды и наклонение орбиты не зависят от длины волны и принимались одинаковыми для всех 10 кривых блеска, нам удалось более детально исследовать зависимость радиуса планеты от длины волны. Также наши результаты были дополнены исследованием зависимости радиуса планеты от длины волны при ненулевых значениях эксцентриситета. Было подтверждено, что характер самой зависимости сохраняется, если эксцентриситет орбиты не выходит за пределы доверительных интервалов, полученных при исследовании системы доплеровским методом.

Полученное значение для коэффициента непрозрачности в приближении атмосферы, состоящей из молекулярного водорода, соответствует концентрации частиц в $2.1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ или около 3.487 моль/м^3 , что примерно соответствует плотности атмосферы в тропопазе Юпитера (50–100 км выше уровня облаков) [11]. Это является достаточно прав-

доподобным результатом с учетом высокой температуры рассматриваемой планеты. Также важным результатом является то, что полученные характеристики атмосферы мало зависят от заданной величины эксцентриситета при небольших его значениях ($e \leq 0.02$).

Еще одним результатом можно считать то, что в рассмотренной в данной работе модели характеристическая высота и радиус непрозрачной части планетарного диска были фиксированными для всех длин волн, в то время как коэффициент непрозрачности менялся от длины волны как λ^{-4} , и при этом удалось получить эффективные радиусы планеты, а также их зависимость от длины волны, близкие к тем, что были получены из интерпретации наблюдательных данных (см. рис. 7–9). Это можно рассматривать как свидетельство возможности применения приближенной модели рэлеевской атмосферы при определении характеристик атмосфер экзопланет из многоцветных фотометрических наблюдений.

Таким образом, данные многоцветных спутниковых фотометрических наблюдений становится возможным использовать для получения первичных данных об атмосферах экзопланет. Это актуально

для тех объектов, для которых отсутствуют высокоточные спектрометрические наблюдения. Выявленные таким образом транзиты, в которых из фотометрических наблюдений следует зависимость радиуса экзопланеты от длины волны, могут служить мишенями для более детальных спектральных наблюдений на наиболее крупных телескопах (HST, телескоп Джеймса Вэбба, и т. д.).

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит академика РАН А. М. Черепашука за ценные обсуждения работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. Alp and B.-O. Demory*, *Astron. and Astrophys.* 609, id. A90 (2018).
2. *F. Pont, R. L. Gilliland, C. Moutou, D. Charbonneau, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 476(3), 1347 (2007).
3. *F. Pont, H. Knutson, R. L. Gilliland, C. Moutou, and D. Charbonneau*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 385(1), 109 (2008).
4. *E. V. Bekesov, A. A. Belinskii, C. B. Попов*, *Астрон. журн.* 98(12), 1043 (2021).
5. *L. J. Rosenthal, B. J. Fulton, L. A. Hirsch, H. T. Isaacson, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* 255(1), id. 8 (2021).
6. *A. S. Bonomo, S. Desidera, S. Benatti, F. Borsa, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 602, id. A107 (2017).
7. *L. A. Paredes, T. J. Henry, S. N. Quinn, D. R. Gies, R. Hinojosa-Goñi, H.-S. James, W.-Ch. Jao, and R. J. White*, *Astron. J.* 162(5), id. 176 (2021).
8. *B. Addison, D. J. Wright, R. A. Wittenmyer, J. Horner, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 131(1005), 115003 (2019).
9. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук*, *Астрон. журн.* 88(12), 1139 (2011).
10. *J. Eastman, B. S. Gaudi, and E. Agol*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 125(923), 83 (2013).
11. *A. Seiff, D. B. Kirk, T. C. D. Knight, R. E. Young, et al.*, *J. Geophys. Res.* 103(E10), 22857 (1998).

DETERMINING THE STRUCTURE OF THE ATMOSPHERE EXOPLANET HD 189733 B BASED ON MULTICOLOR PHOTOMETRIC TRANSIT OBSERVATIONS

E. V. Bekesov¹

¹*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

The work carried out an analysis and interpretation of light curves obtained with observing with the HST telescope the transit of the exoplanet HD 189733 b across the disk of the star. Observations were carried out in a wide range of wavelengths 5500–10500 Å, which made it possible to identify the relationship between the wavelength and the data obtained during the interpretation of the radius of the planet. It has also been shown that this dependence can be explained by the presence of a Rayleigh atmosphere on the planet, and an approximate assessment of the possible parameters of this atmosphere was also carried out.

Keywords: transit light curves, binary systems with exoplanets, eccentricity, limb darkening coefficients, planet's radius, star's radius, exoplanet atmosphere, HD 189733 b

АЭРОНОМИЯ АТМОСФЕРЫ УЛЬТРА-ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА KELT9B С УЧЕТОМ КИНЕТИКИ УРОВНЕЙ АТОМА ВОДОРОДА

© 2024 г. И. Ф. Шайхисламов^{1,2,3,*}, И. Б. Мирошниченко^{1,3},
М. С. Руменских^{1,2,3}, А. В. Шепелин¹, А. Г. Березуцкий^{1,2}, С. С. Шарипов^{1,3},
М. П. Голубовский¹, А. А. Чибранов¹, М. Л. Ходаченко⁴

¹Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

²Институт астрономии, Российская академия наук, Москва, Россия

³Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

⁴Институт космических исследований, Грац, Австрия

*E-mail: ShaikhislamovIldar@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.04.2024 г.

После доработки 09.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Ультра-горячий Юпитер Kelt9b заставляет пересмотреть существующие модели верхних атмосфер горячих экзопланет, которые ранее развивались на примере систем G или M-звезд, таких как HD209458b и GJ436b. Уникальные условия взаимодействия излучения звезды A-класса с атмосферой обуславливают необходимость кинетического моделирования возбужденных уровней элементов, в первую очередь атома водорода. Для Kelt9b зарегистрировано поглощение для нескольких линий Бальмера и линий ряда тяжелых элементов, количественная интерпретация которых является актуальной задачей. В данной работе впервые реализовано 3D моделирование атмосферы планеты с близким расположением полости Роша с учетом аэрономии и кинетики возбужденного водорода.

Ключевые слова: кинетика, возбужденные уровни, атом водорода, атмосфера

DOI: 10.31857/S0004629924080044 EDN: ITNEOX

1. ВВЕДЕНИЕ

Горячие Юпитеры составляют значительную часть всех подтвержденных экзопланет. Эта группа, состоящая примерно из 400 экзопланет, демонстрирует значительное разнообразие условий их верхних атмосфер. Это определяется сочетанием массы планеты, близостью к звезде и типом звезды. Благодаря большому размеру и короткому орбитальному периоду горячие юпитеры являются хорошими объектами для спектрально разрешенных наблюдений с помощью современных космических и наземных приборов. Их уникальной особенностью является протяженная верхняя атмосфера, нагреваемая излучением звезды в XUV диапазоне. Транзитные поглощения в линии Луα, измеренные космическим телескопом им. Хаббла, выявили значительное газодинамическое истечение верхней атмосферы для таких экзопланет как GJ436b [1] и GJ3470b [2], а также плотное частично ионизированное облако, заполняющее полость Роша для HD209458b, HD189733b и некоторых других. Глубина и спектральная ширина поглощения в ВУФ-резонансных линиях OI, CII, SiIII, измеренные для

HD209458b, подтверждают наличие сверхзвукового истечения примесных элементов, захваченных планетарным ветром [3, 4]. Недавно большой объем информации был получен в наблюдениях метастабильной линии гелия на длине волны 1083 нм. Из примерно 36 экзопланет половина дала положительное обнаружение поглощения [5]. Численное моделирование показывает, что обычно это поглощение генерируется верхней атмосферой, раздутой примерно до 3 планетарных радиусов и нагретой примерно до 10^4 К [6].

Kelt9b — уникальный сверх-горячий юпитер с равновесной температурой около 4000 К. Это массивная планета со скоростью убегания около 50 км/с, гравитация которой не позволяет развиваться сверхзвуковому истечению, что можно ожидать для большинства экзопланет на орбите 0.35 а. е. Kelt9b вращается вокруг массивной молодой звезды типа A0 со спектральным распределением излучения (SED), сильно отличающимся от спектров солнце-подобных звезд или карликов. Излучение практически отсутствует в рентгеновском диапазоне ($\lambda < 50.4$ нм), с уме-

ренным потоком в мягком рентгеновском диапазоне ($\lambda < 91.2$ нм, далее XUV) ~ 5 эрг/см²/с, но чрезвычайно резко возрастает в вакуумном и ближнем ультрафиолетовом, а также оптическом диапазоне с величиной 10^7 эрг/см²/с для фотонов $100 < \lambda < 300$ нм (далее VUV). Здесь и далее все потоки излучения приводятся на сравнительном расстоянии 1 а. е. В работе [7] был проведен обзор SED звезд промежуточной массы и показано, что в целом потоки XUV, имеющие отношение к нагреву верхней атмосферы, наиболее высоки у более холодных звезд и наиболее низки у более горячих, в то время как потоки VUV растут с увеличением звездной температуры. Гипотетически это объясняется подавлением глубинной конвекции у звезд с температурой поверхности выше 8500 К. По мере того, как число ультра-горячих юпитеров, обнаруживаемых вокруг звезд промежуточной массы F5- B5-типа, быстро растет (WASP-33b, KELT-20b, WASP-189b, MASCARA-1b и MASCARA-5b), становится актуальным изучение специфических отличий таких систем по сравнению с типичными хорошо известными горячими юпитерами вокруг G-звезд или теплыми нептунками вокруг M-карликов.

Указанные особенности объясняют причину такого объема наблюдательных данных, полученных для Kelt9b. Помимо ряда обнаруженных тяжелых элементов (FeI, Fe II, TiI, TiII, [8]), получены измерения в линиях серии Бальмера возбужденного водорода несколькими различными инструментами [9–12]. Анализ [13] дает следующие параметры поглощения, усредненные по всем наблюдениям: глубина в центре $A = 1.1\%$ и ширина $FWHM = 39$ км/с. Недавно было обнаружено поглощение в линии Пашена [14]. Кроме того, впервые обнаружено поглощение возбужденного кислорода на длине волны 777.4 нм [15], что обещает открыть новое окно в наблюдениях экзопланетных атмосфер. Для Kelt9b поглощение в этой линии составило глубину $A = 0.26\%$ и ширину $FWHM = 21$ км/с. Интерпретация транзитного поглощения на линиях двух разных элементов HI (656.3 нм) и OI (777.4 нм) представляют собой сложную задачу для численных моделей, а уникальные особенности системы обещают открытие новых процессов и особенностей, до сих пор не изученных.

Измеренное поглощение в линии H α в атмосфере Kelt9b позволяет оценить, что при $T \sim 10^4$ оно происходит при $\sim 1.6R_p$ и что водород истекает за полость Роша ($1.95R_p$) с интегральным потоком $\sim 10^{12}$ г/с [12–13]. Важнейший вопрос заключается в том, способствует ли этому истечению популяция возбужденного водорода, которую мы наблюдаем? В [16] показали, что особый SED звезды A-типа может принципиально менять механизм нагрева верхней

атмосферы горячих экзопланет. Доминирующей становится фотоионизация с возбужденных уровней, а не из основного состояния.

Более детальное моделирование показало, что такие легко ионизированные элементы, как Mg и Fe, могут вносить существенный вклад в общее нагревание, а также охлаждение [17]. Оказывается, что возбужденные уровни, поглощение которых в верхних атмосферах было обнаружено (H α , HeI(2³S), OI(5S), FeI), могут сильно отклоняться от локального термодинамического равновесия (ЛТР). Отметим также, что частично ионизированная плазма горячих экзопланет также не достигает равновесия Саха. Причина — недостаточно высокие плотности электронов для столкновительного равновесия и плотности частиц для радиационного равновесия. Однако эффекты непрозрачности играют важную и даже доминирующую роль для некоторых переходов, например, для захвата фотонов Ly α в плотных слоях [16, 18].

Экстремальное VUV излучение Kelt9b делает его уникальным еще в одном аспекте. Хорошо известно, что в зависимости от оптической толщины конкретного слоя атмосферы следует использовать коэффициент рекомбинации типа A или B. Рекомбинация типа B, заселяющая возбужденные состояния, обычно в несколько раз больше, чем рекомбинация непосредственно в основное состояние. В плотном газе, где резонансные фотоны заперты в результате перепоглощения, возбужденные состояния после заселения рекомбинацией релаксируют в основное состояние через столкновения с электронами, тем самым завершая акт рекомбинации. Однако, когда фотоионизация возбужденных состояний происходит быстрее, чем столкновительное девозбуждение, эффективная скорость рекомбинации типа B также уменьшается, поскольку возбужденный атом с большой вероятностью опять превращается в ион. Это приводит к ионизационно-рекомбинационному равновесию при гораздо более высокой степени ионизации. Мы обнаружили, что этот фактор обуславливает гораздо большие плотности протонов и электронов и, следовательно, большие плотности возбужденного водорода и более высокие температуры. Отметим, что такой обратный процесс до сих пор не учитывался при изучении и моделировании горячих юпитеров.

[16] остается единственной работой по верхней атмосфере Kelt9b, в которой кинетика уровней атома водорода была объединена с моделированием Монте-Карло рассеяния (перепоглощения) фотонов Ly α . Рассеяние и диффузия Ly α имеет решающее значение для расчета нагрева и ионизации через возбужденный

водород. Если в оптически тонкой среде в релаксации возбужденного уровня $\text{H}\text{I}(2p)$ доминирует радиационный распад, то в оптически толстой среде при давлениях выше 10^{-10} бар релаксация за счет излучения уменьшается на порядки. Эта особенность не была учтена в численном моделировании [13, 19], и общий нагрев может быть существенно недооценен. До сих пор это делалось в одномерных моделях, таких как [20] (HD 189733b, HD 209458b), [17] (HD 189733b), [16] (Kelt9b). В данной работе мы также для сравнения приводим результат 2D прямого Монте-Карло моделирования переноса $\text{Ly}\alpha$ на основе модели, развитой ранее в работах [18] (HD189733b, HD 209458b), [21] (Wasp52b).

Целью настоящего исследования является моделирование верхней атмосферы Kelt9b с учетом кинетики возбужденного водорода, расчета поглощения в линии $\text{H}\alpha$ (656.3 нм) и сравнения с имеющимися наблюдениями. Важным моментом является то, что мы используем 3D код, позволяющий рассчитывать синтетическое поглощение в условиях, когда полость Роша располагается очень близко к атмосфере, без каких-либо геометрических приближений. Хотя это не имеет решающего значения для поглощения, мы также используем глобальное моделирование звездного ветра, взаимодействующего с планетарной атмосферой. Отметим, что предыдущие работы не смогли получить удовлетворительного соответствия синтетических профилей поглощения с измеренными. В частности, в [16] получили глубину поглощения, сравнимую с наблюдениями, только при массе планеты, существенно меньше предполагаемой из независимых измерений. Таким образом, проблема состоит в самосогласованном расчете нагрева и ТР профиля (температура-давление) атмосферы с учетом возбужденного состояния водорода, которые дают поглощение на переходе $\text{H}\text{I}(n2 \rightarrow n3)$, соответствующее наблюдениям. Именно такая задача решалась в [13, 19], где было реализовано 1D моделирование с учетом нагрева как возбужденного водорода, так и других элементов, включая Mg и Fe. Было получено, что нагрева от одного возбужденного водорода недостаточно, и что такой нагрев обеспечивается только не ЛТР населенностью уровней одного элемента — иона железа.

Мы прямым образом моделируем населенность возбужденного атома водорода и ограничиваемся только уровнем $n = 2$, что достаточно для расчета большей части дополнительного фотоионизационного нагрева потоком VUV, как видно из работы [16]. В плотной атмосфере, где это различие может быть важным, возбуждение с верхних уровней быстро передается через радиационный распад $ns \rightarrow 2p$ и $np \rightarrow 2s$

на уровень $n = 2$, в то время как резонансные переходы $np \rightarrow 1s$ перепоглощаются. В 3D-коде плотность подуровней $2s$ и $2p$ рассчитывается по отдельности на основе всех реакций возбуждения-девозбуждения. Эффект захвата (рассеяния) фотонов $\text{Ly}\alpha$ учитывается аналитическим эмпирическим путем, полученным из сравнения и анализа прямых расчетов рассеяния и диффузии $\text{Ly}\alpha$ фотонов кодом Монте-Карло. Отметим, что подобный подход ранее не применялся, но представляется достаточно обоснованным для экспоненциально спадающей атмосферы, в которой фотон фактически можно считать потерянным, когда он перемещается от планеты на расстояние шкалы высот. Физические процессы, обуславливающие диффузию $\text{Ly}\alpha$ фотонов в пространстве и по частоте, описаны в наших предыдущих работах [18, 21].

В настоящей работе мы не включаем в задачу другие элементы кроме водорода и гелия. Гелий не вносит в данном случае какой-либо вклад в нагрев и ионизацию газа, но существенно меняет шкалу высот атмосферы. В ряде работ [13, 17, 19] показывается, что низколежащие уровни возбуждения таких элементов, как MgI, MgII, FeI и FeII, являются эффективными охладителями атмосферы при рассматриваемых температурах. Тем не менее, вклад этих элементов не является определяющим, и мы оставляем их для последующих исследований. Основная цель данной работы — показать, что нагрев атмосферы за счет фотоионизации возбужденного водорода оказывается более чем достаточным для объяснения поглощения в линии $\text{H}\alpha$.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 мы описываем нашу численную модель и ее новые возможности. В разделе 3 представлены тестовые расчеты, в разделе 4 — результаты моделирования поглощения в линии $\text{H}\alpha$. Раздел 5 содержит обсуждение и выводы.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Глобальная трехмерная многожидкостная модель exo3D уже была описана в наших предыдущих работах, например, в работах [22–25] и [26–27]. Она была разработана как модернизация предыдущих 1D [28] и 2D [29–31] моделей. Модель применялась для интерпретации данных наблюдений ряда экзопланет: HD189733b [32], GJ 436b [33], WASP-80b [5, 34], TOI-421 [35], WASP-107b [27], HD209458b [36–37], Pi Men C [24], GJ3470b [38].

Код модели численно решает гидродинамические уравнения непрерывности, импульса и энергии для всех видов моделируемой многокомпонентной планетарной и звездной плазмы. В данной работе мы

ограничиваемся такими элементами, как H, H⁺, He, He⁺. Новым по сравнению с предыдущими исследованиями является включение отрицательного иона водорода HГ⁻ как отдельного компонента. Кинетика образования и разрушения HГ⁻ описана в Приложении 2. Хотя модель в своей общей версии включает и молекулярные виды водорода, такие как H₂, H₂⁺, H₃⁺ [22, 26], в настоящем исследовании мы их не учитываем. Причина — относительно высокая температура атмосферы Kelt9b, обуславливающая быструю диссоциацию H₂. Как показано в работе [13] с применением кода CLOUDY, это оправдано для T = 4000 К. Без учета молекулярных видов химический состав определяется фотоионизацией, радиационной и тройной рекомбинацией, электронным ударным возбуждением и ионизацией.

Основная новизна данной работы, по сравнению с нашими предыдущими, состоит в расчете кинетики второго уровня водорода HГ(n2) с учетом всех процессов возбуждения и девозбуждения. При этом учитывается дифференциальное в пространстве поглощение средой звездных резонансных фотонов (Ly α) и всего спектра ионизирующего излучения ($\lambda < 91.2$ нм). Эмпирическим образом, на основе сравнения с расчетами кодом Монте-Карло, также учитывается рассеяние и запираение резонансных фотонов Ly α , излучаемых при радиационном распаде HГ(n2) в основное состояние HГ(n1). Уравнения кинетики возбужденных уровней и особенности уровня HГ(n2) описаны в Приложении 1. Там же приведено сравнение результатов расчета населен-

ности уровня HГ(n2), получаемого в настоящей работе, с полным моделированием Монте-Карло.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Основные параметры

Далее, если не указано иное, мы используем следующие условия для моделирования: звездный поток в VUV диапазоне, $F_{\text{VUV}} = 2 \cdot 10^7$ эрг/см²/с на расстоянии 1 AU; солнечное содержание гелия He/H = 0.1, температура на условной поверхности планеты, т. е. при $r = R_p$, $T_{\text{base}} = 4000$ К. Мы принимаем довольно высокое давление на внутренней границе области моделирования, $P_{\text{base}} = 100$ бар, более подходящее для моделирования нижней, чем верхней атмосферы. Тем не менее, в целях обобщения, моделирование начинается в достаточно плотной области, которая является оптически толстой даже для VUV излучения, и равновесие Саха достигается. Другой внутренней границей области моделирования является звездная корона, где температура фиксирована на значении $3 \cdot 10^6$ К. Однако, поскольку звездный ветер не влияет на поглощение в интересующих нас линиях, мы берем его относительно слабым с небольшой интегральной потерей массы 10^{11} г/с со следующими параметрами на орбите планеты: $V_{\text{sw}} = 220$ км/с, $T_{\text{sw}} = 8 \cdot 10^5$ К и $n_{\text{sw}} = 10^3$ см⁻³, соответственно.

В табл. 1 приведены наборы параметров выполненных расчетов, рассматриваемых в данной работе. А именно, мы моделируем атмосферу в пределах вероятного диапазона основных величин, которые

Таблица 1. Список расчетов с соответствующими параметрами моделирования. Столбцы слева направо: номер расчета; числовой множитель уменьшения звездного потока в VUV области $100 < \lambda < 300$ нм по сравнению со значением $2 \cdot 10^7$ эрг/см²/с на 1 а. е.; температура нижней атмосферы; содержание гелия; рассчитанная скорость потери массы планеты в единицах 10^{10} г/с; рассчитанный максимум поглощения в линиях H α 656.3 нм. В последней колонке указаны прочие параметры, если менялись. В нижнем ряду показаны измеренные значения максимума поглощения из работы [9, 12]

N	$X \times F_{\text{VUV}}$	T_{base} , К	He/H	M'_p , 10^{10} г/с	$A_{\text{H}\alpha}$, %	Прочее
1	1	0.4	0.1	1790	1.4	Без HГ ⁻
2	1	0.4	0.1	674	1.0	
3	1	0.3	0.1	130	0.9	
4	1	0.5	0.1	1130	1.1	
5	0.3	0.4	0.1	30.4	0.7	
6	1	0.4	0.05	2900	1.4	
7	0.3	0.4	0.03	1600	1.1	
8	0.1	0.4	0.1	6	0.5	
					1.14 ± 0.07	

прямо влияют на ее состояние: поток VUV излучения, температура нижней атмосферы и содержание гелия. Далее мы рассматриваем некоторые аспекты аэрономии Kelt9b, которые заслуживают отдельного внимания.

3.2. Фотоионизационный нагрев

Фотоионизация меняет не только ионный состав, но и приводит к нагреву газа образующимися фотоэлектронами, что инициирует гидродинамическое истечение вещества верхней атмосферы планеты. Новизна заключается в том, что по сравнению с обычными горячими юпитерами, например HD20945b [39–40], все эти процессы происходят теперь не только для основного состояния атомов, но и для низших возбужденных состояний. Мы рассматриваем в данной работе уровень HI(n2) с энергией ионизации 3.4 эВ, соответствующей фотонам с $\lambda < 364.6$ нм. Чтобы обеспечить слабую зависимость решений от внутренней границы с фиксированным давлением, соответствующий звездный поток излу-

чения должен в основном поглощаться до этой границы. Как хорошо известно из моделирования звездных атмосфер, эффективное поглощение на этих длинах волн и вплоть до ИК-диапазона (< 1600 нм) обеспечивается отрицательными ионами водорода HI⁻. Такой подход был реализован в [13, 19] в рамках кодов HELIOS и CLOUDY, и HI⁻ обеспечивали наибольшее поглощение при давлениях выше 10^{-4} бар. Таким образом, мы вычисляем полный член нагрева путем интегрирования поглощения всех элементов с плотностями n_k (в основном и возбужденном состояниях) по всему спектру, учитывая ослабление потока в атмосфере из-за свободно-связанных переходов (фотоионизации) в соответствии с сечениями, зависящими от длины волны. В качестве базового SED для Kelt9 ($F_{St,\lambda}$) мы используем спектр PHOENIX из работы [41], который также используется в работах [13, 16, 19]. Он содержит около 4 эрг/см/с² в XUV потоке ($\lambda < 91.2$ нм) и около $2 \cdot 10^7$ эрг/см/с² в VUV потоке ($100 < \lambda < 300$ нм). Уравнения для поглощения и нагрева фотоэлектронами имеют вид:

$$F_\lambda = F_{St,\lambda} \exp\left[-\int \sum_k n_k \cdot \sigma_{ph_{ion},k}(\lambda) \cdot dL\right], \quad (1)$$

$$R_{ph_{ion},k} = \int \sigma_{ph_{ion},k}(\lambda) \cdot F_\lambda d\lambda, \quad \lambda < \frac{\hbar c}{E_{thr,k}}, \quad (2)$$

$$W_{heating} = \int \left[\sum_k n_k \cdot \sigma_{ph_{ion},k} \cdot \left(\frac{\hbar c}{\lambda} - E_{thr,k} - 1.5kT_e \right) \right] \cdot F_\lambda d\lambda. \quad (3)$$

Обратите внимание, что в (3) мы включили тепловую энергию фоновых электронов, поскольку фотоэлектроны теряют имеющуюся избыточную энергию только выше этого уровня. Этот простой факт, который чаще всего упускается из виду в исследованиях аэрономии, имеет решающее значение для Kelt9b. Особые свойства SED Kelt9b с очень резким спадом к большим энергиям фотонов имеют одно важное следствие для нагрева атмосферы. Средняя энергия высвобождающихся фотоэлектронов, образующихся при фотоионизации конкретного элемента, определяется следующим образом

$$\bar{E}_{el,ph} = R_{ph_{ion},k}^{-1} \cdot \int \sigma_{ph_{ion},k} \cdot \left(\frac{\hbar c}{\lambda} - E_{thr} \right) \cdot F_\lambda d\lambda. \quad (4)$$

Эта энергия выравнивается с фоновыми электронами, и ее избыток на фотоэлектрон дается как $E_{el,ph} - 1.5kT_e$. Оказывается, что $E_{el,ph}$ для SED Kelt9 довольно мала, что ограничивает максимально воз-

можный нагрев, как показано на рис. 1. Обычно основной канал нагрева — фотоионизация атома водорода в основном состоянии — производит фотоэлектроны со средней энергией около 0.6 эВ, способные нагреть газ только до температуры около 5000 К, что очень близко для предполагаемой равновесной температуры Kelt9b. Для сравнения, для солнечной SED она гораздо больше — 2.6 эВ. Это означает, что если реальная температура выше 5000 К, то фотоионизация водорода HI(n1) излучением Kelt9 будет одновременно ионизировать и охлаждать атмосферу.

3.3. Рекомбинационно-ионизационный баланс

Планета Kelt9b настолько массивная, что атмосфера не может заметно ускориться в пределах полности Роша, даже если интегральная скорость потери массы под действием радиационного нагрева очень велика. Это означает, что мы можем анализировать верхнюю атмосферу Kelt9b в условиях барометрического равновесия между тепловым давле-

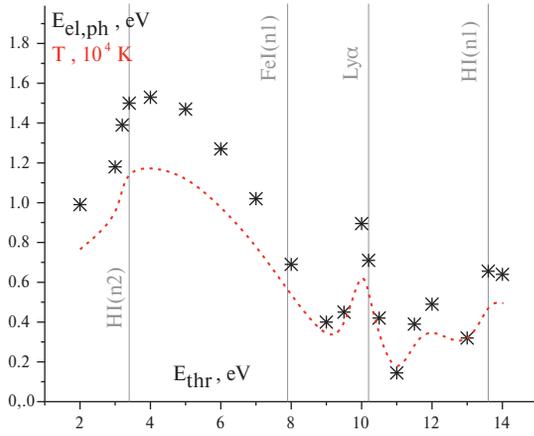


Рис. 1. Средняя энергия фотоэлектронов (точки, в эВ) и соответствующая температура (пунктирная линия, $1.5kT = E_{el,ph}$) в зависимости от порога фотоионизации, рассчитанная для спектра звезды Kelt9. Для сечения принята простая формула: $\sigma_{ph_{ion}} = \sigma_{thr} \cdot (E_{thr}/E)^3$, $E > E_{thr}$. Вертикальные линии показывают пороги фотоионизации некоторых конкретных элементов или переходов.

нием и гравитацией. В этом случае существует локальный баланс между полной ионизацией и рекомбинацией. Заметим, что это не тривиальное предположение, поскольку для многих экзопланет, например, HD209458b, развивающееся течение очень скоро нарушает такой баланс, делая рекомбинацию незначительной по сравнению с адвекцией. На то, что массивные планеты находятся в рекомбинационно-ионизационном балансе, противоположном адвекционно-ионизационному балансу, характерному для атмосфер планет умеренной массы, указывалось, например, в [42].

Для экспоненциальной атмосферы интеграл плотности LOS можно аппроксимировать следующим образом

$$\int n \cdot dl = n(r)H, \quad H \approx M_p G / (kT). \quad (5)$$

Если для простоты рассматривать только водород, то фотоионизация происходит из основного и возбужденного состояний. Первая уменьшается при плотностях $n_a > (\sigma_{thr}H)^{-1} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, так как газ становится оптически плотным для фотонов с энергией $< 13.6 \text{ эВ}$. Здесь $H \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}$ — высота шкалы Kelt9b, $\sigma_{thr} \approx 7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ — пороговое сечение. В то же время фотоионизация возбужденных состояний протекает в оптически тонком режиме [16], вплоть до гораздо более глубоких слоев атмосферы. Для фотонов, образующихся при радиационной рекомбинации типа А в состоянии $\text{HI}(n1)$, газ ста-

новится оптически толстым при тех же плотностях $n_a > (\sigma_{thr}H)^{-1}$. Потеря таких захваченных фотонов в стратифицированной атмосфере происходит за счет дрейфа в направлении отрицательного градиента или поглощения металлами, если таковые имеются. Как будет видно ниже, внутри полости Роша концентрация водорода остается намного выше величины $(\sigma_{thr}H)^{-1}$, поэтому рекомбинация типа А пренебрежимо мала и не оказывает эффекта.

Рассмотрим теперь рекомбинацию в связанные состояния $n > 1$, или так называемую рекомбинацию типа В. Состояния ns не имеют прямого радиационного перехода в основное состояние $1s$. Однако они быстро переходят в состояние $2p$, испуская фотон, который покидает систему. Уровни np имеют резонансный переход в основное состояние, но в относительно плотной плазме все резонансные фотоны оказываются в ловушке и проходят цикл рассеяния (испускания и реабсорбции). Поскольку среднее наиболее вероятное сечение поглощения резонансных фотонов на порядки больше сечения фотоионизации, в режиме $n_a \sigma_{thr} H > 1$ общее время радиационного распада до основного состояния также сильно ограничено. В то же время во всех состояниях $n > 2$ происходят быстрое перемешивание между подуровнями и радиационные переходы в $2s$ и $2p$ состояния. Это приводит к накоплению всех рекомбинационных электронов в этих двух состояниях (см. более подробное описание, например, в [43]).

Когда быстрый радиационный распад из $2p$ -состояния сильно ограничен из-за резонансного захвата фотонов, уничтожение возбуждения происходит через столкновительный переход электрона в основное состояние $R_{2 \rightarrow 1}^{coll}$ или фотоионизацию $R_{2 \rightarrow f}^{ph}$. Первая приводит к завершению акта рекомбинации, так как электрон переходит из свободного состояния в основное. С другой стороны, фотоионизация переводит электрон обратно в свободное состояние, тем самым отменяя акт рекомбинации.

Отсюда следует, что рекомбинация в возбужденные состояния также уменьшается в плазме, оптически тонкой для VUV-фотонов. Ее уменьшение можно представить как $R_{exc}^{rec} \approx R_{exc,o}^{rec} R_{2 \rightarrow 1}^{coll} / (R_{2 \rightarrow 1}^{coll} + R_{2 \rightarrow f}^{ph})$ раз. Уникальность случая системы Kelt9 заключается в том, что фотоионизация из возбужденных состояний водорода происходит значительно быстрее, чем столкновительные процессы, т. е. $R_{exc}^{rec} \approx R_{exc,o}^{rec} R_{2 \rightarrow 1}^{coll} / R_{2 \rightarrow f}^{ph} \ll R_{exc,o}^{rec}$. Отметим, что для фотонов с энергией, необходимой для фотоионизации из возбужденных состояний водорода, газ остается оптически тонким вплоть до очень больших

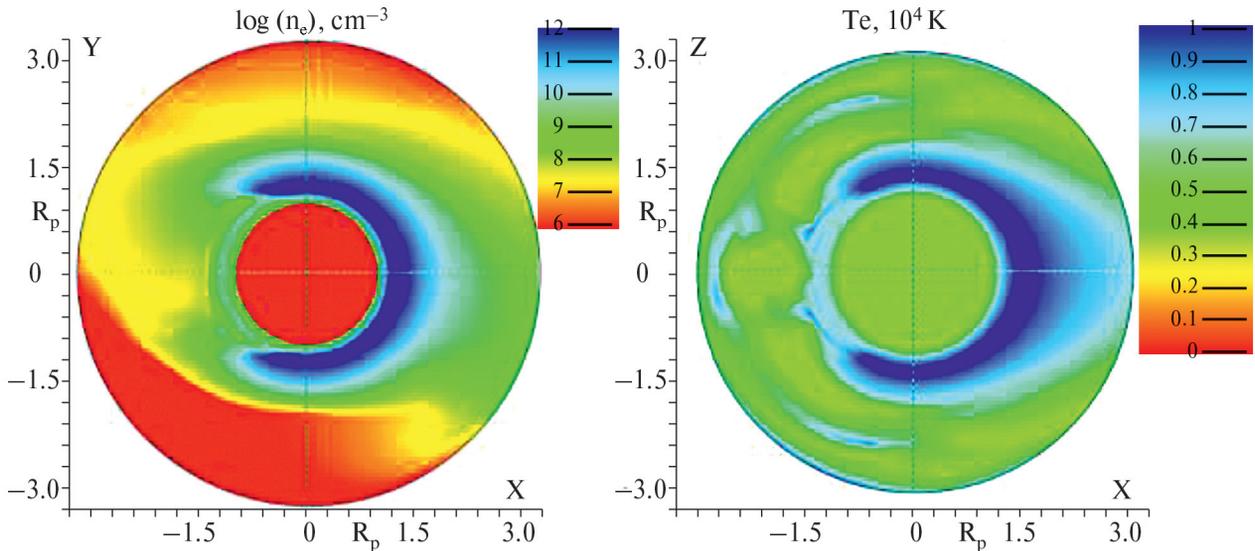


Рис. 2. Пространственное распределение в цветовой градации концентрации электронов (слева, логарифмическая шкала) в экваториальной плоскости. Масштаб представлен в радиусах планеты. Звезда находится за пределами рисунка в точке $X = 36.3$, орбитальная скорость планета направлена по $-Y$. Справа — распределение температуры в меридиональной плоскости. Расчет сделан с набором параметров N2.

плотностей ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для атмосферы Kelt9b), поскольку населенность возбужденных состояний остается достаточно низкой.

Из приведенного выше анализа следует, что в газе оптически плотном для XUV излучения $n_a \sigma_{\text{thr}} H \gg 1$ и статической атмосфере ионизационно-рекомбинационный баланс требует более высокой степени ионизации, чтобы компенсировать уменьшение эффективной скорости рекомбинации. При достаточно больших $R_{\text{ph},2 \rightarrow \infty}$ газ может достичь наибольшей степени ионизации, задаваемой LTE балансом Саха. Действительно, моделирование показывает, что в условиях данной задачи очень плотные слои атмосферы приближаются к равновесию Саха.

3.4. Профили атмосферы

Сперва мы демонстрируем на рис. 2 трехмерную структуру атмосферы вокруг планеты. Показана лишь небольшая область, не включающая звезду, поскольку влияние звездного ветра на рассматриваемую проблему аэрономии и поглощения в линии H α несущественно.

На рис. 3 представлены профили наиболее важных величин для H-He атмосферы, сначала без отрицательных ионов водорода. Профили взяты вдоль оси Y. Они показывают следующее. Прежде всего, заселенность возбужденного состояния водорода находится в ЛТР до тех пор, пока газ не становится частично прозрачным для фотонов рекомбинации

типа A при давлениях $\sim 10^{-6}$ бар. Такой же результат (уменьшение населенности по сравнению с ЛТР при давлениях менее 10^{-6} бар) был получен в работе [13] с применением CLOUDY. Проверено, что уменьшение β -фактора (отношения заселенности уровня к его ЛТР значению) перед ростом температуры от уровня нижней атмосферы (при давлениях $< 10^{-2}$ бар), связано с двухфотонным распадом уровня H $I(n = 2s)$. В диапазоне давлений $10^{-2} - 10^{-6}$ бар отклонение от ЛТР составляет $|1 - \beta| < 0.01$. ЛТР равновесие обеспечивается практически полным захватом резонансных фотонов и равновесием двух основных процессов накачки и депопуляции возбужденного уровня — рекомбинации и фотоионизации. Степень ионизации, хотя и ниже равновесия Саха, очень велика и значительно превышает простой случай рекомбинации типа A, а также близко соответствует аналитической формуле, основанной на рекомбинации типа B. На правой панели показано, что аналитические оценки скорости нагрева благодаря фотоионизации уровня H $I(n2)$ и температуры, при которой достигается баланс нагрева с охлаждением, которые несложно вывести из уравнений, приведенных в приложении, также находятся в хорошем согласии с моделированием. Отметим, что выключение XUV излучения или увеличение его в несколько раз с неизменным VUV потоком не меняет результат, т. е. вклад XUV излучения в нагрев ничтожно мал для Kelt9b, в том числе за счет большой оптической толщины атмосферы для фотонов с

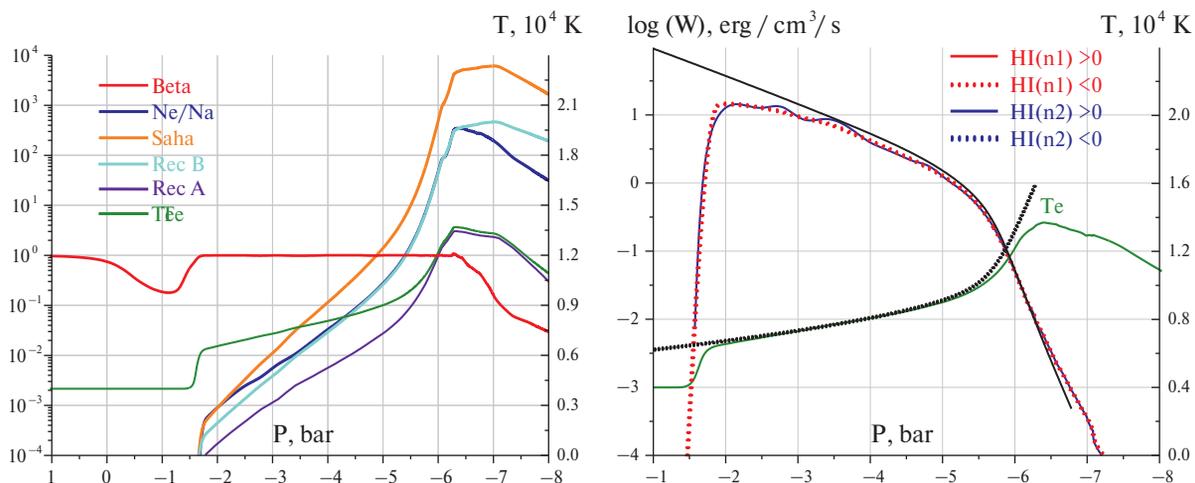


Рис. 3. Профили различных значений вдоль оси Y , полученные при моделировании атмосферы Н-Не с набором параметров N1. Левая панель: правая ось — температура; левая ось — населенность уровня HI(n) (β -фактор, красная линия), вычисленная степень ионизации (синяя) по сравнению с равновесием Саха (оранжевая), рекомбинацией типа В (голубая) и рекомбинацией типа А (фиолетовая). Правая панель: правая ось — температура; левая ось — интенсивность нагрева (положительные величины >0 , сплошные линии) или охлаждения (<0 , точечные линии), связанные с уровнями HI($n1$) и HI($n2$). Также показаны черным цветом аналитические решения, полученные из рассмотрения кинетики уровней в оптически плотной плазме: часть нагрева за счет фотоионизации уровня HI($n2$) (сплошная) и для температуры (точечная кривая).

$\lambda < 91.2$ нм. Фотоионизационный нагрев с возбужденного уровня балансируется охлаждением за счет электронной ионизации с основного состояния, что достигается при относительно высокой температуре. При давлениях $< 10^{-6}$ бар β -фактор становится меньше единицы, и к охлаждению добавляется электронное возбуждение уровня $n2$ (известное как Луэ-охлаждение в оптически тонкой плазме).

Далее мы фактически можем рассчитать поглощение в линии Н α . На рис. 4 показан профиль поглощения, полученный с набором параметров N1. Видно, что он примерно в два раза больше по амплитуде, чем измерения, и значительно шире. Более того, он имеет значительные крылья на скоростях $|V| > 50$ км/с, явно не проявляющиеся в наблюдениях. Поглощение так далеко от центра линии образуется

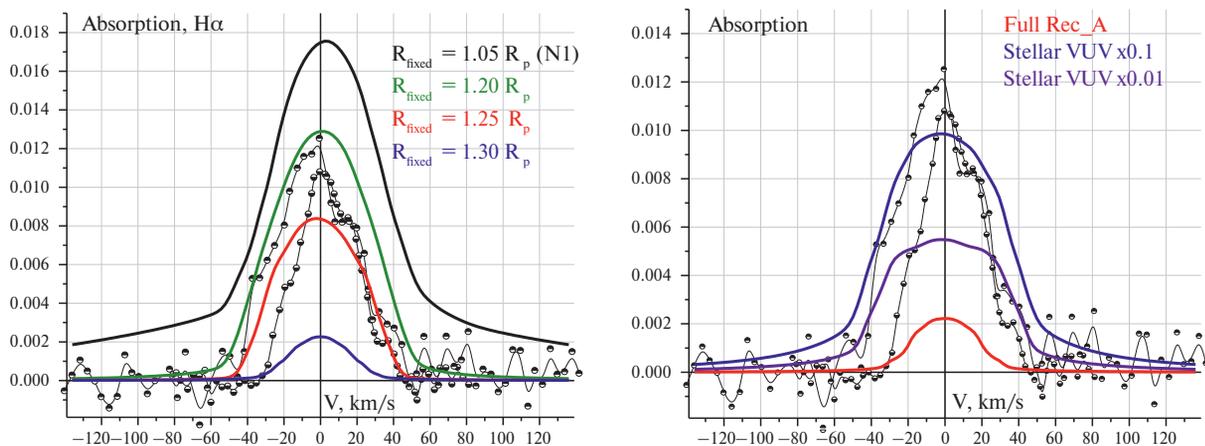


Рис. 4. Левая панель: профиль поглощения в линии Н α в середине транзита в единицах Доплеровской скорости, полученный в расчете с параметрами N1 (черная сплошная линия). Для сравнения показаны моделирования с различными радиусами и фиксированной температурой атмосферы: $R_{\text{fixed}} = 1.2R_p$ (зеленый), $1.25R_p$ (красный), $1.3R_p$ (синий). Здесь и далее открытыми кружками показаны измерения [9, 12]. Правая панель: поглощение в расчете без уменьшения рекомбинации типа А (красная линия), с уменьшенным в десять раз (синяя) и в сто раз (фиолетовая) звездным потоком излучения в VUV диапазоне. Все остальные параметры такие же как в расчете N1.

за счет естественного уширения (профиль Лоренца) в областях, оптически плотных для $H\alpha$. Мы проверили, что атмосфера с фиксированной температурой и ЛТР заселенностью $HI(n2)$ дает поглощение в $H\alpha$, сравнимое с наблюдениями по амплитуде ($A_{H\alpha} \approx 1\%$) при $T_{base} = 7000$ K, хотя оно широкое и с крыльями Лоренца. Таким образом, избыточное поглощение возникает при резком увеличении температуры атмосферы от значения 4000 K до значений выше 7000 K, происходящем вблизи фотометрического радиуса планеты. Это продемонстрировано на рис. 3 серией расчетов с несколькими значениями радиуса R_{fixed} , ниже которого температура фиксируется на значении $T_{base} = 4000$ K. Хорошо видно уменьшение $A_{H\alpha}$ с ростом R_{fixed} . При $R_{fixed} = 1.25R_p$, что соответствует давлению $3 \cdot 10^{-7}$ бар, поглощение близко к измерениям по амплитуде и ширине, при этом крылья Лоренца не обнаруживаются. Таким образом, измерения в $H\alpha$ указывают на то, что в атмосфере Kelt9b до давлений $\sim 10^{-7}$ бар может действовать какой-то механизм, устраняющий наблюдаемое поглощение. Это может быть, например, дополнительный процесс охлаждения.

Для наглядности мы также показали поглощение в случаях, когда поток VUV излучения звезды значительно ниже, чем взятый в качестве предполагаемого. Видно, что глубина и ширина поглощения напрямую зависят от VUV потока, который обеспечивает фотоионизационный нагрев через состояние $HI(n2)$. Кроме того, рисунок также показывает, что

если предположить, что рекомбинация типа A в основное состояние не уменьшается в плотном газе, то населенность возбужденного водорода и результирующее поглощение в $H\alpha$ окажутся гораздо меньше измеренных.

3.5. Отрицательный ион водорода

Популяция ионов HI^- в общем случае не находится в ЛТР (см., например, [44]), и мы рассчитываем ее из соответствующих реакций, описанных в Приложении 2. В целом, основная роль HI^- заключается в уменьшении непрозрачности плотного газа в VUV и оптической области, где поглощение другими элементами незначительно. На рис. 5 представлены профили, аналогичные рис. 2, но с учетом HI^- . Видно, что фотоионизация HI^- не вносит вклада в энергетический баланс. Основное отличие заключается в том, что в присутствии HI^- температура повышается при давлениях $< 10^{-3}$ бар более плавно. Причина этого была найдена в следующем. Имеется реакция нейтрализации HI^- протоном с образованием возбужденного атома: $HI^- + p \leftrightarrow HI(n3) + HI(n1)$. Она имеет относительно большое сечение $\approx 10^{-15}$ см² [45], поскольку протекает, для уровня $n=3$, с очень малым изменением энергии. Скорость обратной реакции, которая, по сути, является разрушением возбужденного состояния атома водорода в столкновении с невозбужденным атомом (HI в основном состоянии), может быть найдена из ЛТР соотношений. В плотной плазме с

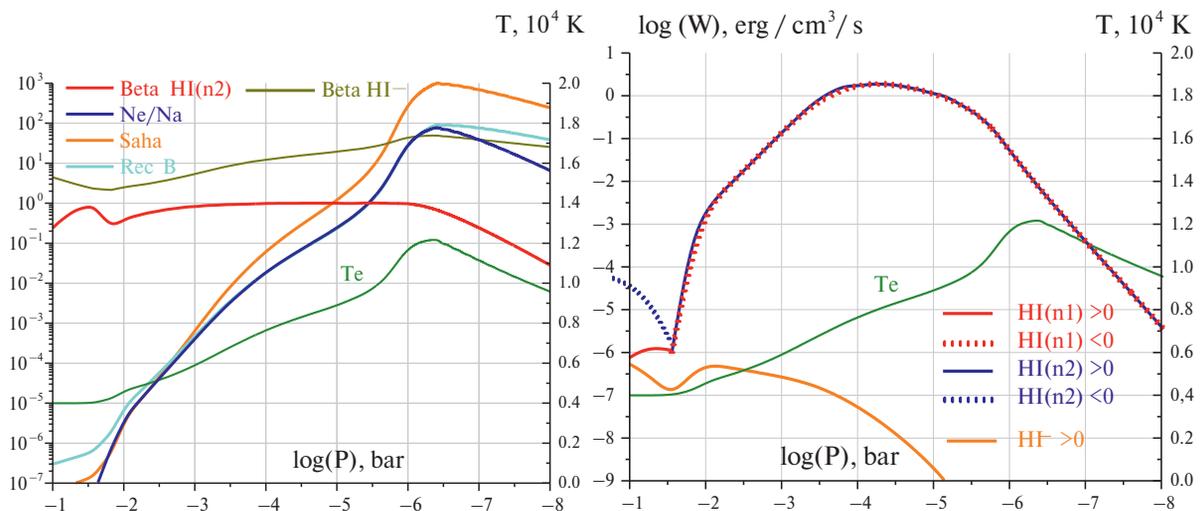


Рис. 5. Профили различных значений вдоль оси Y, полученные при моделировании атмосферы H-He с расчетом популяции отрицательных ионов водорода HI^- с набором параметров N2. Левая панель: правая ось — температура; левая ось — населенность уровня $HI(n2)$ (β -фактор, красная линия), степень ионизации (синяя) по сравнению с равновесием Саха (оранжевая) и рекомбинация типа B (голубая). Линия Хаки показывает концентрацию HI^- относительно его ЛТР значения. Правая панель: правая ось — температура; левая ось — интенсивность нагрева (положительные величины > 0 , сплошные линии) или охлаждения (< 0 , точечные линии), связанные с уровнями $HI(n1)$ и $HI(n2)$.

запертыми резонансными фотонами возбуждение из $n=3$ переходит в состояние $n=2$, то есть возбужденные состояния $n \geq 2$ можно считать находящимися в ЛТР соотношении между собой. Таким образом, скорость реакции $\text{HI}(n2) + \text{HI}(n1) \rightarrow \text{HI}^- + p$ равна скорости для $\text{HI}(n3)$, умноженной на коэффициент $\exp(-E_{3,2}/kT)$. По сути, популяция HI^- сама по себе может быть не важна, но рассмотренная реакция может быть важна как канал разрушения возбужденного водорода.

3.6. Зависимость поглощения в линии Na от основных параметров

Учитывая, что мы берем на численной границе, приравненной к поверхности планеты, большое давление 100 бар, встает вопрос, как это соотносится с фотометрическим радиусом планеты, измеряемым телескопами. Есть работы, в которых делается анализ этого вопроса на основе моделирования нижней атмосферы для двух близких планет с похожими звездами — Kelt-9b [19] и Kelt-20b [46]. В обоих случаях получена оценка, что фотометрический радиус примерно соответствует давлениям 0.1–0.01 бар. Для Kelt-9b при рассматриваемых нами условиях это соответствует радиусу $1.1R_p$ от выбранной численной границы. Поскольку на этом расстоянии (и давлении), температура еще остается практически неизменной (см. рис. 5), то данное расхождение можно скорректировать при расчете поглощения, просто уменьшив его на 20%. Далее, как и в табл. 1, приведены результаты расчета поглощения с учетом этого фактора.

На рис. 6 (слева) показан профиль поглощения, полученный в моделировании с набором параметров N2 (красная кривая). Как видно, максимум погло-

щения достаточно близок к измеренному. Однако ширина профиля заметно больше ($FWHM=68$ против 39 км/с), и наблюдается поглощение на крыльях линии, связанное с естественной шириной (профилем Лоренца). Отметим, что отрицательные ионы водорода заметно уменьшают крылья поглощения за счет поглощения в континууме, но не устраняют их полностью. В задаче имеются параметры, которые могут отклоняться от принятых величин: температура нижней атмосферы, содержание гелия и интенсивность излучения звезды в VUV диапазоне. На рис. 6 для сравнения приведены профили поглощения для разных значений этих параметров.

Как можно видеть, если амплитуда поглощения зависит в определенной степени от параметров, в особенности от потока VUV излучения, то ширина профиля остается практически неизменной. Следует отметить значительную зависимость интегральной потери массы от рассмотренных параметров. Это объясняется тем, что потеря массы фактически определяется концентрацией атмосферы вблизи полости Роша. Для атмосферы с экспоненциальным распределением даже небольшое изменение шкалы высот, например, за счет температуры или содержания гелия, приводит к сильному изменению концентрации. Полученная в данной работе потеря массы при номинальных параметрах (расчет N2) совпала с результатом работы [12] ($6 \cdot 10^{12}$ г/с). Отметим, что потери даже за счет механизма Джинса для данной планеты оцениваются в очень большую величину $\sim 10^{12}$ г/с [9].

Как уже обсуждалось, для Kelt9b рекомбинация существенно влияет на нагрев и поглощение из-за высокой фотоионизации возбужденных уровней. Мы рассмотрели два идеализированных случая:

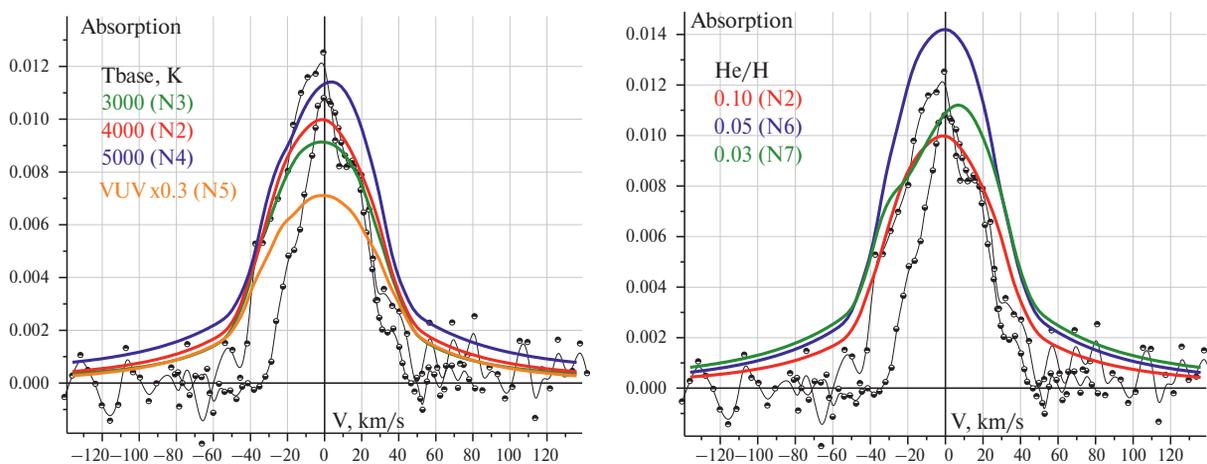


Рис. 6. Профили поглощения в линии Na в середине транзита в единицах Доплеровской скорости для разных значений параметров (расчеты N2–N7), указанных в легенде рисунка.

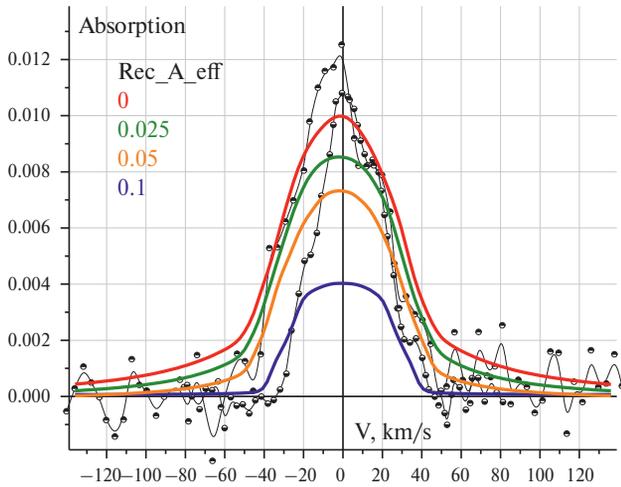


Рис. 7. Профили поглощения в линии H α в середине транзита в единицах Доплеровской скорости для разных значений эффективной рекомбинации в основное состояние 1s из возбужденных n>2, минуя уровень n2.

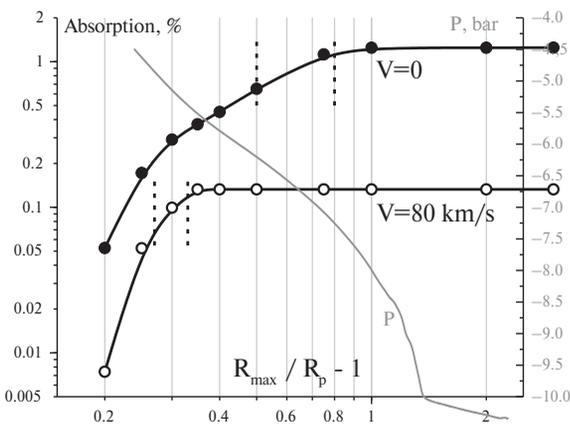


Рис. 8. Поглощение в процентах в центре линии H α (V=0) и на далеком крыле (V=80 км/с), ограниченное атмосферой в пределах максимального радиуса вокруг планеты R_{max}. Вертикальные штриховые линии показывают область формирования соответствующего поглощения от уровня 0.5 до 0.9 максимальной величины. Серая кривая показывает давление в атмосфере на соответствующих высотах (правая ось).

когда канал для рекомбинации типа А полностью открыт (низкий нагрев и поглощение) и когда он блокируется в соответствии с величиной $n_a \sigma_{thr} H$ (большой нагрев и поглощение). Во втором случае мы считаем, что вся рекомбинация типа В заселяет второй уровень водорода. Однако, на первом этапе происходит преимущественное заселение большого количества уровней с высоким квантовым числом n. В процессе рассеяния резонансных фотонов (np-1s) и радиационного каскада (ns-2p) некоторые

возбуждения будут теряться за счет столкновений с электронами с переходом на основной уровень. Такой канал можно считать эффективной рекомбинацией типа А. Поскольку учет этого эффекта требует рассмотрения сложной многоуровневой кинетики, мы сделали несколько расчетов, считая, что есть доля актов рекомбинации от их полного числа (0.025, 0.05 и 0.1), которая сразу заселяет основное состояние. На рис. 7 показано поглощение для этих расчетов, которое свидетельствует, что даже небольшая доля рекомбинации в основное состояние минуя уровень n2 заметно уменьшает амплитуду поглощения. В то же время, ширина профиля поглощения меняется слабо.

С целью определить, в какой области атмосферы формируется поглощение в линии H α , на рис. 8 показана глубина поглощения в центре линии и на далеком крыле за счет естественной ширины линии. Эта зависимость построена от максимального радиуса вокруг планеты, в пределах которого поглощение учитывается и за пределами которого приравнивается нулю. Как видно, в центре линии поглощение формируется на высотах с давлением 10^{-6} – 10^{-7} бар, соответствующих области максимума температуры $>10^4$ К (см. рис. 5). Далекие крылья Лоренца образуются на высотах с давлением $(1-3) \cdot 10^{-5}$ бар там, где плотность еще достаточно высокая и уже произошел нагрев до 8000 К. Интересно, что эта область примерно совпадает с максимумом нагрева атмосферы на счет возбужденного уровня водорода.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Сравним более подробно полученные результаты с аналогичными исследованиями Kelt9b. Приведем в первую очередь основные выводы, которые являются общим для всех работ. Основной нагрев атмосферы идет за счет VUV спектра. Только за счет XUV спектра (фотоионизации атомов из основного состояния) нагрев и потеря массы планетой очень малы.

Теперь рассмотрим детали, которые заметно различаются, но не являются принципиальными. Характерная максимальная температура термосферы варьируется от 0.85 до 1.5×10^4 К и достигается в относительно узком диапазоне давлений $3 \cdot 10^{-7}$ – 10^{-9} бар. Точка половинной ионизации водорода лежит также в относительно узком диапазоне давлений $3 \cdot 10^{-6}$ – 10^{-8} бар. Интегральная потеря массы превышает 10^{11} г/с (в [13, 19] конкретные величины не приводятся). В настоящей работе она доходит до очень больших значений 10^{13} г/с, при

которых время потери всей массы планетой может составлять всего 10^9 лет.

Принципиальными отличиями является то, что в работе [16] расчет начинается с низкого давления 10^{-7} бар и сразу с температуры 8000 К. Населенность возбужденного водорода намного меньше ЛТР уровня, $\beta \approx 3 \cdot 10^{-4}$. В других работах β -фактор при аналогичных давлениях хоть и много меньше единицы, но на два порядка выше этого значения. Вероятно, по этой причине рассчитанное в [16] поглощение в линии $H\alpha$ также мало. Действительно, в [13, 19] указывается, что область поглощения этой линии лежит в диапазоне давлений 10^{-5} – 10^{-8} бар. В данной работе мы можем указать этот диапазон более точно: 10^{-6} – 10^{-7} бар (рис. 8).

Принципиально также отличается нагрев атмосферы. Если общая величина при характерном давлении 10^{-7} бар оказывается достаточно близкой (варьируется в диапазоне 10^{-3} – 10^{-4} эрг/см³/с), то в работе [13, 19] основной нагрев обеспечивается ионами Fe^{1+} , в то время как вклад фотоионизации возбужденного водорода пренебрежимо мал (10^{-10} эрг/см³/с при давлении 10^{-10} бар). На рис. 9 мы приводим, для сравнения, профили нагрева и температуры, полученные в разных работах. Отметим, что несмотря на качественные отличия, количественно результаты в достаточной степени пересекаются.

Населенность возбужденного уровня $H(n_2)$, значительно превышающая уровень ЛТР, полученная в работе [19], не соответствует величине нагрева, приведенного в данной работе. Действительно, нагрев только за счет столкновений с электронами записывается как:

$$W = E_{21} \cdot (n_{H,n_2} R_{21}^{coll} - n_{H,n_1} R_{12}^{coll}) = E_{21} \cdot n_{H,n_1} R_{12}^{coll} (\beta - 1),$$

$$R_{12}^{coll} = 8.63 \cdot 10^{-8} f_{12}^{coll} n_e \sqrt{\frac{10^4}{T}} \cdot \exp\left(-\frac{E_{21}}{kT}\right),$$

$$f_{12}^{coll} = 0.8 \text{ [47]}.$$

Выбирая для примера две точки из [19] с параметрами $p=10^{-6}$ (10^{-8}) бар, $T=7000$ (8500) К, $n_e/n_a=0.1$ (1.0), $\beta(n_2)=30$ (100), получаем $W_{tot}=10^{-1}$ (10^{-3}) эрг/см²/с. Это очень большие значения, на порядок превышающие указанный полный нагрев от всех элементов. При этом помимо столкновительного нагрева при $\beta > 1$ еще действует нагрев от фотоионизации с уровня n_2 . Отметим, что основной остающийся канал охлаждения — столкновительная ионизация с уровня n_2 при температурах $\sim 10^4$ К

всегда меньше нагрева за счет столкновительного девозбуждения. Таким образом, результат, полученный с тем же кодом CLOUDY в работе [13] с $\beta=1$ при $P < 3 \cdot 10^{-6}$ и $\beta=10^{-2}$ при $P=10^{-8}$ бар, представляется более правильным.

Таким образом, результаты настоящей работы подтверждают вывод [16] о том, что VUV спектр звезды А-класса создает принципиально новый источник нагрева водородных атмосфер — фотоионизацию с возбужденных уровней. Наше моделирование сделало шаг вперед и показало, что этого нагрева достаточно для формирования наблюдаемого поглощения в линии $H\alpha$. То есть, мы впервые продемонстрировали, что наблюдаемое поглощение в линии $H\alpha$ есть прямое следствие процесса нагрева, связанного с нижним уровнем этой линии. При этом, если до максимума температуры населенность возбужденного водорода находится в ЛТР, то после максимума становится значительно ниже.

В то же время, модель показывает нагрев в плотных областях вблизи планеты, приводящих к широкому профилю и поглощению на крыльях Лоренца, не соответствующих наблюдениям. Дальнейшее уточнение модели должно включить более тяжелые элементы — С, О, Mg, Fe, которые могут изменить концентрацию электронов и температуру именно вблизи планеты. Работа [19] реализовала именно этот подход, но полученные результаты, несмотря на лучшее совпадение расчетного профиля поглощения в линии $H\alpha$ с наблюдениями, представляются противоречивыми. Невозможность деталь-

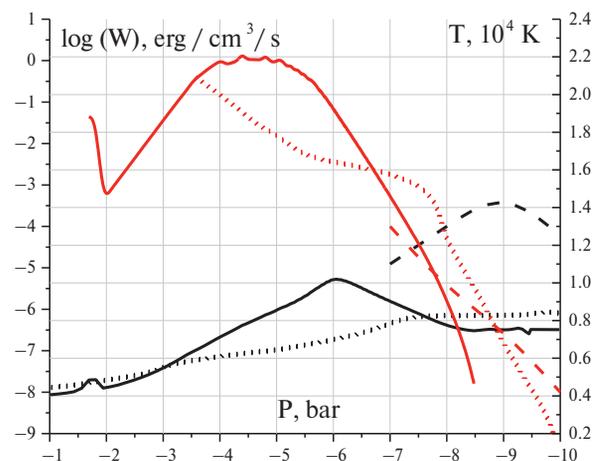


Рис. 9. Профили полного нагрева (красные линии, левая ось) и температуры (черные линии, правая ось), полученные в настоящей работе (сплошные линии), [19] (точечные) и [16] (штриховые).

ного анализа кинетических процессов при использовании кода CLOUDY и необходимость использовать дополнительный код для давлений $>10^{-4}$ бар делают необходимыми независимые исследования с использованием других вычислительных моделей и платформ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках гранта Фонда развития теоретической физики и математики БАЗИС. Часть работы, связанная с моделированием Монте-Карло, выполнена Мирошниченко И. Б. и Шариповым С. С. в рамках гранта РФФ 23-72-10060. Чибранов А. А. выражает благодарность гранту РФФ 23-12-00134, в рамках которого выполнена модернизация трехмерного газодинамического кода. Исследования Березуцкого А. Г. выполнены в рамках гранта № 075-15-2020-780 (ГА № 13.1902.21.0039) Министерства образования и науки РФ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Параллельное вычислительное моделирование, ключевое для данного исследования, было выполнено в Сибирском суперкомпьютерном центре СО РАН (ССКЦ) и Вычислительном центре Новосибирского государственного университета (ИВЦ НГУ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, et al.*, *Astrophys. J.* 786(2), 132 (2014).
2. *V. Bourrier, A. L. Des Etangs, D. Ehrenreich, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 620, A147 (2018).
3. *A. Vidal-Madjar, J. Désert, A. Lecavelier des Etangs, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* 604, L69 (2004).
4. *J. L. Linsky, H. Yang, K. France, et al.*, *Astrophys. J.* 717, 1291 (2010).
5. *L. Fossati, I. Pillitteri, I. F. Shaikhislamov, A. Bonfanti, F. Borsa, I. Carleo, ... M. S. Rumenskikh*, *Astron. and Astrophys.* 673, A37 (2023).
6. *М. С. Руменских, И. Ф. Шайхисламов*, *Оптика атмосферы и океана* 37(1) (2024).
7. *L. Fossati, T. Koskinen, J. D. Lothringer, K. France, M. E. Young, A. G. Sreejith*, *Astrophys. J. Lett.* 868(2), L30 (2018).
8. *H. J. Hoeijmakers, D. Ehrenreich, D. Kitzmann, R. Allart, S. L. Grimm, J. V. Seidel, ... K. Heng*, *Astron. and Astrophys.* 627, A165 (2019).
9. *F. Yan, T. Henning*, *Nature Astronomy* 2(9), 714–718 (2018).
10. *P. W. Cauley, E. L. Shkolnik, I. Ilyin, K. G. Strassmeier, S. Redfield, A. Jensen*, *Astron. J.* 157(2), 69 (2019).
11. *J. D. Turner, E. J. de Mooij, R. Jayawardhana, M. E. Young, L. Fossati, T. Koskinen, ... M. Karjalainen*, *Astrophys. J. Lett.* 888(1), L13 (2020).
12. *A. Wyttenbach, P. Mollière, D. Ehrenreich, H. M. Cegla, V. Bourrier, C. Lovis, ... I. A. G. Snellen*, *Astron. and Astrophys.* 638, A87 (2020).
13. *L. Fossati, D. Shulyak, A. G. Sreejith, T. Koskinen, M. E. Young, P. E. Cubillos, ... F. Yan*, *Astron. and Astrophys.* 643, A131 (2020).
14. *A. Sánchez-López, L. Lin, I. A. G. Snellen, N. Casasayas-Barris, A. G. Muñoz, M. Lampón, M. López-Puertas*, arXiv preprint arXiv:2209.01854 (2022).
15. *F. Borsa, L. Fossati, T. Koskinen, M. E. Young, D. Shulyak*, *Nature Astronomy* 6(2), 226–231 (2022).
16. *A. G. Muñoz, P. C. Schneider*, *Astrophys. J. Lett.* 884(2), L43 (2019).
17. *C. Huang, P. Arras, D. Christie, and Z.-Y. Li*, *Astrophys. J.* 851, 150 (2017).
18. *I. B. Miroshnichenko, I. F. Shaikhislamov, A. G. Beresutskii, M. S. Rumenskikh, E. S. Vetrova*, *Astronomy Reports* 65, 61–69 (2021).
19. *L. Fossati, M. E. Young, Shulyak, D., Koskinen, T., Huang, C., Cubillos, P. E., ... & A. G. Sreejith*, *Astron. and Astrophys.* 653, A52 (2021).
20. *D. Christie, P. Arras, Z. Y. Li*, *Astrophys. J.* 772(2), 144 (2013).
21. *S. S. Sharipov, I. B. Miroshnichenko, I. F. Shaikhislamov*, *Astronomy Reports* 67(3), 272–279 (2023).
22. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 481, 5315–5323 (2018).
23. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 491, 3435–3447 (2020).
24. *I. F. Shaikhislamov, L. Fossati, M. L. Khodachenko, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 639, A109 (2020).
25. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 500(1), 1404–1413 (2020).
26. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J.* 885, 67 (2019).
27. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, L. Fossati, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Lett.*, slab015 (2021).
28. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Yu. L. Sasunov, et al.*, *Astrophys. J.* 795, 132 (2014).
29. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J.* 813, 50 (2015).
30. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J.* 847, 126 (2017).

31. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J.* 832, 173 (2016).
32. *M. S. Rumenskikh, I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, I. B. Miroshnichenko, A. G. Berezutsky, L. Fossati*, *Astrophys. J.* 927(2), 238 (2022).
33. *M. S. Rumenskikh, M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, I. B. Miroshnichenko, A. G. Berezutsky, A. V. Shepelin, N. K. Dwivedi*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 526(3), 4120–4129 (2023).
34. *L. Fossati, G. Guilly, I. F. Shaikhislamov, I. Carleo, F. Borsa, A. S. Bonomo, M. S. Rumenskikh, H. Stoev*, *Astron. and Astrophys.* 658, A136, 19 (2022).
35. *A. G. Berezutsky, I. F. Shaikhislamov, M. S. Rumenskikh, M. L. Khodachenko, H. Lammer, I. B. Miroshnichenko*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 515(1), 706–715 (2022).
36. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, I. B. Miroshnichenko, M. S. Rumenskikh, A. G. Berezutsky, L. Fossati*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 507(3), 3626–3637. (2021).
37. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J.* 866, 47 (2018).
38. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 500(1), 1404–1413 (2021).
39. *H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* 598, L121 (2003).
40. *R. V. Yelle*, *Icarus* 170, 167 (2004).
41. *T. O. Husser, S. Wende-von Berg, S. Dreizler, D. Homeier, A. Reiners, T. Barman, P. H. Hauschildt*, *Astron. and Astrophys.* 553, A6 (2013).
42. *N. V. Erkaev, C. Weber, J. M. Griessmeier, H. Lammer, V. A. Ivanov, P. Odert*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 512(4), 4869–4876 (2022).
43. *B. T. Draine* *Physics of the interstellar and intergalactic medium* (Vol. 19, Princeton University Press, 2010).
44. *Д. В. Бусикало, В. И. Шематович, П. В. Кайгородов, А. Г. Жилкин*, *Успехи физических наук* 191(8), 785–845 (2021).
45. *R. K. Janev, W. D. Langer, J. K. Evans, J. D. E. Post* *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas* (Springer-Verlag, New York, 1987).
46. *L. Fossati, F. Biassoni, G. M. Cappello, F. Borsa, D. Shulyak, A. S. Bonomo, ... A. Sozzetti*, *Astron. and Astrophys.* 676, A99 (2023).
47. *N. Przybilla, K. Butler*, *Astrophys. J.* 609(2), 1181 (2004).
48. *M. Dijkstra* *Lyman-alpha as an Astrophysical and Cosmological Tool: Saas-Fee Advanced Course 46* (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, 1–109, 2019).
49. *D. A. Verner, G. J. Ferland, K. T. Korista, D. G. Yakovlev*, arXiv preprint astro-ph/9601009 (1996).
50. *G. S. Voronov*, *Atomic data and nuclear data tables* 65(1), 1–35 (1997).
51. *M. J. Seaton*, *PPSA* 68, 457 (1955).
52. *P. C. Stancil, A. Dalgarno*, *Faraday Discussions* 109, 61–69 (1998).
53. *K. L. Bell, A. E. Kingston*, *Proceedings of the Physical Society* 90(4), 895 (1967).

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. УРАВНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ

Рассмотрим уравнения для населенностей двух квантовых уровней, основного состояния (о) и возбужденного состояния (i) с энергией $E_{iо}$ между ними, данного элемента (j), включая также состояние ионизации (j+1):

$$\frac{d}{dt}n_i = -R_{iо}^{\text{rad}}n_i + R_{оi}^{\text{coll}}n_o - R_{iо}^{\text{coll}}n_i + R_{оi}^{\text{ph}}n_o + c\sigma_{оi}n_{\text{ph}}n_o + R_{fi}^{\text{rec}}n_en_o^{j+1} - R_{if}^{\text{ph}}n_i - R_{if}^{\text{coll}}n_i, \quad (\text{П.1})$$

$$\frac{d}{dt}n_o = R_{iо}^{\text{rad}}n_i - R_{оi}^{\text{coll}}n_o + R_{iо}^{\text{coll}}n_i - R_{оi}^{\text{ph}}n_o - c\sigma_{оi}n_{\text{ph}}n_o + R_{fo}^{\text{rec}}n_en_o^{j+1} - R_{of}^{\text{ph}}n_o - R_{of}^{\text{coll}}n_o, \quad (\text{П.2})$$

$$\frac{d}{dt}n_{\text{ph}} = R_{iо}^{\text{rad}}n_i - c\sigma_{оi}n_{\text{ph}}n_o - \hat{R}_{\text{loss}}n_{\text{ph}}, \quad (\text{П.3})$$

$$\frac{d}{dt}n_o^{j+1} = -\left(R_{fo}^{\text{rec}} + R_{fi}^{\text{rec}}\right) \cdot n_en_o^{j+1} + R_{of}^{\text{ph}}n_o + R_{of}^{\text{coll}}n_o + R_{if}^{\text{ph}}n_i + R_{if}^{\text{coll}}n_i. \quad (\text{П.4})$$

Здесь n_o , n_i — плотность частиц j на первом (основном) и возбужденном уровнях, n_o^{j+1} — плотность частиц $j+1$ на основном уровне, n_{ph} — плотность фотонов, резонансных переходу $о \rightarrow i$, $\sigma_{оi}$ — среднее сечение поглощения резонансных фотонов $о \rightarrow i$.

Верхний индекс скоростей R обозначает радиационный переход (rad); фотоиндуцированный (ph); столкновения электронов (coll); рекомбинацию (rec). Обращаем внимание, что скорость столкновительных реакций пропорциональна плотности электронов. Нижние индексы показывают начальное и конечное состояния электрона при переходе, а именно: основное состояние (о), возбужденное состояние (i), свободное состояние (f).

\hat{R}_{loss} — скорость потери резонансных фотонов из-за нерезонансного поглощения. В общем случае это оператор, включающий пространственную диффузию. В модель мы включаем потери, связанные с фотоионизацией $\text{HI}(n2)$ и HI^- . Хорошо известно [48], что из-за диффузии по частоте пространственная диффузия резонансных фотонов в оптически толстом газе не подчиняется простой статистике случайного блуждания и протекает гораздо быстрее. Поскольку в задаче рассматривается газ с экспоненциальным профилем, он имеет характерный масштаб — высоту барометрической шкалы

($H < 0.1R_p$), которая много меньше всей области, для которой решаются уравнения ($\sim R_p$). Более того, из-за экспоненциального профиля резонансные фотоны в среднем удаляются от планеты, так как их время полета до реабсорбции больше в сторону менее плотных слоев. Этот процесс трудно описать аналитически. Отметим, что существуют две простые асимптотики. Самая быстрая скорость потери связана с временем пролета через шкалу высоты c/H . Самая большая — чисто пространственная радиальная диффузия в процессе рассеяния с дрейфом из-за градиента длины свободного пробега в стратифицированном газе, $R_{\text{loss}} \approx (c/H) \cdot (4\sigma_{оi}n_oH)^{-1}$. В любом случае, уравнение (3) можно исключить, введя эффективную скорость радиационного распада возбужденного состояния:

$$R_{iо}^{\text{rad, trap}} = R_{iо}^{\text{rad}} \frac{R_{\text{loss}}}{R_{\text{loss}} + \sigma_{оi}n_o c}. \quad (\text{П.5})$$

Фотоионизация элементов является основным процессом, который изменяет SED звезды по мере проникновения излучения в глубокие слои атмосферы. Мы рассчитываем перенос излучения с учетом всех элементов, имеющих сечение ионизации ниже HeI (24 эВ), включая частицы HI^- . Сечения фотоионизации элементов из основного состояния взяты из [49]. Сечения столкновительной ионизации элементов из основного состояния взяты из [50].

Скорости столкновений электронов связаны через условие ЛТР и рассчитаны через эффективную силу осциллятора столкновений:

$$R_{оi}^{\text{ph}} = R_{iо}^{\text{ph}} \cdot \left(\frac{g_i}{g_o}\right) \cdot \exp\left(\frac{-E_{iо}}{kT}\right),$$

$$R_{iо}^{\text{ph}} = 8.63 \cdot 10^{-8} \cdot \left(f_{iо}^{\text{coll}} g_i^{-1}\right) \cdot n_e \cdot \sqrt{\frac{10^4}{T_e}}.$$

Скорости фотоиндуцированного возбуждения рассчитываются с учетом звездного SED F_{st} как

$$R_{оi}^{\text{ph}} = \int \sigma_{оi}(\lambda) F_{st}(\lambda) d\lambda.$$

Сечения связанных переходов $\sigma_{оi}$ рассчитываются как интеграл Фойгта с использованием базы данных NIST. Накачка возбужденного состояния резонансными фотонами звездного излучения должна рассчитываться с учетом так называемого самоэкранирования. Отметим, например, что расчет давления излучения звездных фотонов L_{rad} без учета

ослабления потока при его проникновении в оптически толстые слои дает ошибочные результаты, приводящие к крайне избыточному ускорению атомов радиационным давлением. В случае, когда спектральные особенности SED значительно шире в окрестности рассматриваемой линии, ослабление потока может быть рассчитано аналитически:

$$R_{oi}^{ph} = \int F_{\lambda oi} \sigma_{oi} \cdot d\lambda,$$

$$F_{\lambda oi} = F_{\lambda oi} \exp(-\int n_o \sigma_{oi} dl) \approx F_{\lambda oi} \exp(-n_o \sigma_{oi} H).$$

Здесь мы взяли экспоненциальную атмосферу с высотой шкалы H и аппроксимировали интеграл. Сечение поглощения $\sigma_{oi}(V, T)$ является функцией параметров плазмы и длины волны и задается интегралом Фойгта. В терминах доплеровской скорости вместо λ выражение имеет вид

$$R_{oi}^{ph} = \lambda_{oi} F_{\lambda oi} \frac{1}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-n_o H \sigma_{oi}(V)] \cdot \sigma_{oi} \cdot dV.$$

Предполагая, что Доплеровское уширение доминирует, интеграл можно записать в численном виде как:

$$R_{oi}^{ph} = \lambda_{oi} F_{\lambda oi} \frac{1}{n_o H} \sqrt{\frac{2kT}{m_i c^2}} \cdot g(x_{\max}),$$

$$g = \int_0^{x_{\max}} \frac{e^{-x}}{\sqrt{\ln(x_{\max}/x)}} \cdot dx,$$

$$x_{\max} = n_o H \sigma_{oi}(V=0) = n_o H \cdot \sigma_{\max},$$

$$\sigma_{\max} = \sigma_{\text{abs}}(V=0) = \sigma_o \cdot \sqrt{\frac{m_i c^2}{2\pi kT}},$$

$$\sigma_o = f_{oi} \lambda_{oi} \frac{(\pi e^2)}{(m_e c^2)}.$$

Наконец,

$$R_{oi}^{ph} \approx F_{\lambda oi} \cdot \lambda_{oi} \cdot \sigma_o \cdot g(x_{\max}) / x_{\max}, \quad (\text{П.6})$$

$$x_{\max} = n_o H \cdot \sigma_{\max},$$

$$g(x) \approx x \cdot \exp(-0.58 \cdot x) \text{ при } x < 2.62,$$

$$g(x) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi \ln x}} \text{ при } x \geq 2.62.$$

Поскольку поглощение и излучение резонансных переходов связаны через коэффициент Эйнштейна A_{oi} , а резонансные фотоны подвергаются одинаковому рассеянию, оказывается, что эффект радиационной накачки звездным излучением весьма мал, за исключением низкоэнергетических переходов и очень больших звездных светимостей. Учет самоэкранирования (П.6) и запертости резонансных фотонов (П.5) на порядки изменяет населенность возбужденных состояний в плотном газе и не может игнорироваться.

В коде мы предполагаем, что заселенность возбужденных состояний намного меньше заселенности основного состояния, и последние (уравнения 2, 4) рассчитываем в общих рамках гидродинамического моделирования, а возбужденные состояния рассматриваем в квазистационарном приближении $d/dt=0$. Заметим, что скорости кинетических процессов, как правило, намного быстрее характерного гидродинамического времени (~ 1000 с), поэтому квазистатическое приближение для кинетики уровней справедливо.

Для возбужденного уровня водорода мы также различаем популяции подуровней $2s$ и $2p$, в перемешивании между которыми доминируют столкновения с протонами [51]. При найденной заселенности уровня $\text{H}(n2)$ (как суммы $2s$ и $2p$ подуровней) скорости ионизации H и нагревания/охлаждения свободных электронов находятся следующим образом:

$$\frac{dn_p}{dt} = n_{\text{H},n2} (R_{2f}^{ph} + R_{2f}^{\text{coll}}) + n_{\text{H},n1} (R_{1f}^{\text{coll}} + R_{1f}^{ph}) - n_e n_p R^{\text{rec}},$$

$$W = n_{\text{H},n2} [R_{2f}^{ph} (\bar{E}_{2f}^{ph} - 1.5kT) - R_{2f}^{\text{coll}} (E_{f2} + 1.5kT)] + n_{\text{H},n1} [R_{1f}^{ph} (\bar{E}_{1f}^{ph} - 1.5kT) - R_{1f}^{\text{coll}} (E_{f1} + 1.5kT)] + (n_{\text{H},n2} R_{21}^{\text{coll}} - n_{\text{H},n1} R_{12}^{\text{coll}}) \cdot E_{21} + n_e n_p R^{\text{rec}} \cdot 0.7kT. \quad (\text{П.7})$$

Здесь \bar{E}_{2f}^{ph} , \bar{E}_{1f}^{ph} — средняя энергия фотоэлектронов. Скорость R_{2f}^{ph} включает звездное излучение, а также фотоны L_{α} , генерируемые возбужденными атомами H (П.3).

Таким образом, (П.1–П.6) позволяют найти населенность возбужденного уровня через известные скорости накачки и невозбуждения. Единственным

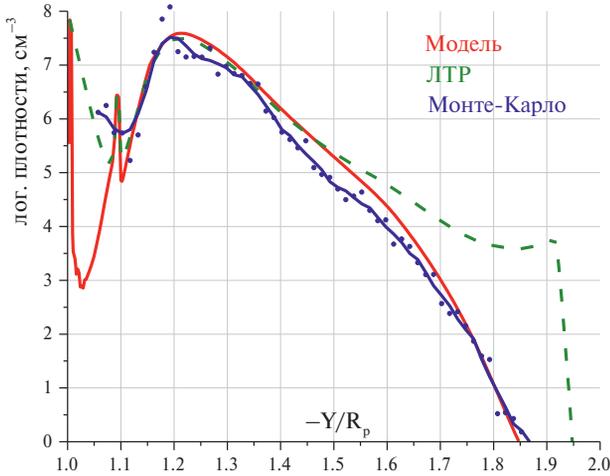


Рис. 10. Профиль плотности атомов водорода, возбужденных на уровень $n=2$, полученный настоящей моделью из решения уравнений П.1–П.6 (красная линия) и кодом Монте-Карло (синие точки и сглаженная кривая). Также показана ЛТР формула населенности уровня (зеленая кривая). Параметры моделирования соответствуют набору N2 из табл. 1.

эмпирическим параметром является та часть потери резонансных фотонов R_{loss} , которая не локальна и связана с их диффузией в частотном и координатном пространстве. Для проверки используемого подхода мы приводим сравнение результата, получаемого из (П.1–П.6) с расчетом населенности $\text{HI}(n=2)$ кодом Монте-Карло [18, 21], в котором трассируется частотно-пространственная траектория $L_{\text{уд}}$ фотонов. При этом расчет методом Монте-Карло проводится для распределения атомов водорода, протонов и электронов, полученных 3D газодинамической моделью в моделировании N2 (табл. 1, рис. 10).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. КИНЕТИКА ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ИОНА ВОДОРОДА

Таблица 1. Список реакций образования и разрушения отрицательных ионов водорода, рассчитываемых в модели

Реакция	Скорость	Ссылка
$e + \text{HI}^- \rightarrow e + e + \text{HI}$	$T \cdot \exp(-17.23 - 0.87/T)$	[45]
$e + e + \text{HI} \rightarrow e + \text{HI}^-$		из ЛТР ¹
$e + \text{HI} \rightarrow h\nu + \text{HI}^-$	$2.5 \cdot 10^{-15} \sqrt{T}$	[52]
$h\nu + \text{HI}^- \rightarrow e + \text{HI}$	$\sim 10^{-17}$	[53]
$\text{HI} + \text{HI}^- \rightarrow e + \text{HI} + \text{HI}$	$T \cdot \exp(-24.9 - 0.87/T)$	[45]
$e + \text{HI} + \text{HI} \rightarrow \text{HI} + \text{HI}^-$		из ЛТР
$p + \text{HI}^- \rightarrow \text{HI}(n=3) + \text{HI}$	$3 \cdot 10^{-9} \sqrt{T}$	[45]
$\text{HI}(n=2) + \text{HI} \rightarrow p + \text{HI}^-$		из ЛТР

Примечание. Единицы измерений — СГС. Температура дана в 10^4 К.

¹Вычисляется из обратной реакции с использованием ЛТР соотношений. Концентрация HI^- в ЛТР равна

$$n(\text{HI}^-) = n(\text{HI}) \cdot n_e \cdot T^{-1.5} \cdot \exp(-50.66 + \frac{0.87}{T}).$$

Таблица 2. Сравнение некоторых величин, характеризующих получаемое решение, в трех разных исследованиях

Величина	Работа [16]	Работа [13, 19]	Данная работа
P_{base} , бар	10^{-7}	10^1-10^{-4} ; $10^{-4}-10^{-11}(*1)$	10^2
T_{base} , 10^4 К	0.8	0.35–0.45	0.4
$T_{\text{max}}(P)$, 10^4 К	$1.5(10^{-9})$	$0.85(10^{-8})$	$1.2(3 \cdot 10^{-7})$
$P(r=R_{\text{phot}})$	10^{-7}	$6 \cdot 10^{-2}$	10^{-1}
P в точке $\text{H}^+/\text{H}=1$	10^{-8}	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$
β -фактор $\text{HI}(n2)(P)$	$3 \cdot 10^{-4}$	$1(P < 3 \cdot 10^{-6}(*2))$; $10^{-2}(P=10^{-8})(*2)$; $10-100(*3)$	$1(P < 10^{-6})$; $3 \cdot 10^{-2}(P=10^{-8})$
Нагрев, эрг/см ³ /с: за счет $\text{HI}(n2)$, за счет металлов	$10^{-4}(P=10^{-7})$ Нет	$10^{-10}(P=10^{-10})$ $10^{-3}(P=10^{-7})$ $10^{-1}(P=10^{-4})(*4)$	$10^0(10^{-4}-10^{-5})$ $3 \cdot 10^{-4}(P=10^{-7})$ Нет
M' , гр/с	10^{11}	$>10^{11}$	$10^{12}-10^{13}$
$A_{\text{H}\alpha}$, %	~ 0.1	≈ 1	≈ 1

Примечание:

*1 Получено сшиванием решений двух разных вычислительных кодов HELIOS и CLOUDY.

*2 Результаты, приведенные в работе [13].

*3 Результаты, приведенные в работе [19].

*4 В работе [19] основной нагрев создает элемент Fe^{1+} , а основное охлаждение — Mg.

AERONOMY OF THE ATMOSPHERE OF ULTRA-HOT JUPITER KELT9B TAKING INTO ACCOUNT THE KINETICS OF HYDROGEN ATOM LEVELS

I. F. Shaikhislamov^{1,2,3,*}, I. B. Miroshnichenko^{1,3}, M. S. Rumenskikh^{1,2,3},
A. V. Shepelin¹, A. G. Berezutsky^{1,2}, S. S. Sharipov^{1,3},
M. P. Golubovsky¹, A. A. Chibrarov¹, M. L. Khodachenko⁴

¹Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

²Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

³Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

⁴Institute for Space Research, Graz, Austria

*E-mail: ShaikhislamovIldar@yandex.ru

Ultra-hot Jupiter Kelt9b impels to reconsider existing models of the upper atmospheres of hot exoplanets, which were previously developed using the example of G or M star systems such as HD209458b and GJ436b. The unique conditions of interaction between the radiation of an A-class star and the atmosphere necessitate kinetic modeling of excited levels of elements, primarily the hydrogen atom. For Kelt9b, the absorption was measured for several Balmer lines and lines of a number of heavy elements, the quantitative interpretation of which is an urgent task. In this work, for the first time, 3D modeling of the atmosphere of a planet with a close location of the Roche lobe has been implemented, taking into account the aeronomy and kinetics of excited hydrogen.

Keywords: kinetics, excited levels, hydrogen atom, atmosphere

АНАЛИЗ ГРАДИЕНТНЫХ ПРОФИЛЕЙ И МОРФОЛОГИИ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ VELA JR

© 2024 г. С. А. Проничева^{1,2,*}, А. Ф. Июдин^{1,**}

¹НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

²Физический факультет, Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: proncof@yandex.ru

**E-mail: aiyudin@srd.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 12.04.2024 г.

После доработки 22.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

В работе были изучены градиентные профили северо-западного лимба Vela Jr. в рентгеновском излучении и морфология остатка в различных спектральных диапазонах электромагнитного излучения для оценки расстояния до объекта и его возраста. Были использованы пространственные распределения интенсивности излучения северо-западного лимба остатка сверхновой RX J0852.0–4622 в диапазоне энергий рентгеновского излучения 1000.0–2000.0 эВ, полученные по измерениям EPIC-рп камеры космического телескопа XMM-Newton для четырех последовательных временных промежутков. Из рассчитанных смещений профилей интенсивности рентгена вдоль северо-западного лимба Vela Jr. с 2004 по 2018 г. были получены пределы на угловую скорость расширения ударной волны данной области остатка в облаке газа, вероятно водорода: минимальная скорость $V_{\theta}^{\max} = 0.29'' \pm 0.04'' \text{ год}^{-1}$ и максимальная $V_{\theta}^{60} = 0.82'' \pm 0.11'' \text{ год}^{-1}$. Облако водорода, с которым взаимодействует ударная волна сверхновой вдоль северо-западного лимба Vela Jr., очень неоднородно. Верхние границы возраста остатка и расстояния до него по оценке плотности облака равны, соответственно, 1920 лет и 450 парсек. Более жесткие ограничения на такие параметры RX J0852.0–4622, как его возраст и расстояние до него, были получены в результате анализа двух-кольцевой морфологии остатка по его изображениям в ультрафиолете, рентгене, радио и гамма-диапазонах: 1190 ± 250 лет и 280 ± 60 парсек.

Ключевые слова: остаток сверхновой, RX J0852.0–4622, Vela Jr., рентгеновские градиентные профили

DOI: 10.31857/S0004629924080053 **EDN:** ITFAOF

1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые молодой остаток сверхновой Vela Junior (G266.2–1.2, RX J0852.0–4622) был обнаружен по его рентгеновскому излучению при энергиях $E > 1.3$ кэВ в наблюдениях космической обсерватории ROSAT [1]. Форма остатка представляет собой почти идеальный круг с угловым радиусом в $60'$ и центром в точке с координатами $8\text{ч}52\text{м}3\text{с}$ (RA), $-46^{\circ}22'$ (DEC). Наиболее яркими областями остатка в различных диапазонах, от радио до гамма-излучения, являются северо-западный (СЗ) и юго-восточный (ЮВ) лимбы, наиболее вероятно вызванные взаимодействием ударной волны с облаками нейтрального газа, расположенными в непосредственной близости от объекта [2, 3].

Модели, наиболее точно аппроксимирующие спектр Vela Jr., различаются для разных областей остатка. Так, СЗ и ЮВ лимбы характеризуются в

основном жестким рентгеновским нетепловым излучением и хорошо аппроксимируется степенной моделью с фотонным индексом в диапазоне от 2.6 до 3.15 для разных энергий [4, 5]. У остальных же областей остатка спектр наилучшим образом описывается комбинацией степенной модели для нетеплового излучения Vela Jr. и двухтемпературной тепловой модели для фонового излучения от старого остатка Vela [6]. Кроме того, в спектре RX J0852.0–4622 были обнаружены линии излучения от радиоактивного распада ^{44}Ti с $E = 1.156$ МэВ, что позволило оценить возраст остатка в 680 лет, а расстояние до него в 200 парсек, а также рентгеновская линия 4 кэВ [7, 8].

Основной трудностью в изучении RX J0852.0–4622, его спектра, и причиной указанных выше ограничений на диапазон энергий наблюдения остатка является его расположение в плотно заселенной об-

ласти неба. На луче зрения в направлении Vela Jr. находится комплекс молекулярных облаков в созвездиях Паруса и Кормы, а также старый остаток Vela диаметром 8° , подсвечивающий RX J0852.0–4622 своим тепловым рентгеновским излучением при энергиях $E < 1$ кэВ [9, 10]. Подобное соседство приводит к трудностям оценки возраста изучаемого объекта и расстояния до него. Одним из возможных способов определения указанных величин конкретно для Vela Jr. является измерение скорости движения ударной волны в межзвездной среде (МЗС) СЗ лимба остатка. Структура данного лимба отчетливо видна в рентгеновском диапазоне и позволяет увидеть ведущий передний ударный фронт [11, 12]. В результате подобного анализа были получены противоречивые оценки для величин возраста остатка и расстояния до него [13, 14]. Так, оценки возраста варьируются от 1700 до 5100 лет, а оценки расстояния до остатка от 200 до 1000 парсек.

В свете выше сказанного анализ движения СЗ лимба Vela Jr. с целью оценки возраста объекта и расстояния до него, а также проверка полученных результатов на основании морфологии остатка сверхновой в различных диапазонах излучения представляются актуальными. Данной проблеме и посвящена настоящая работа.

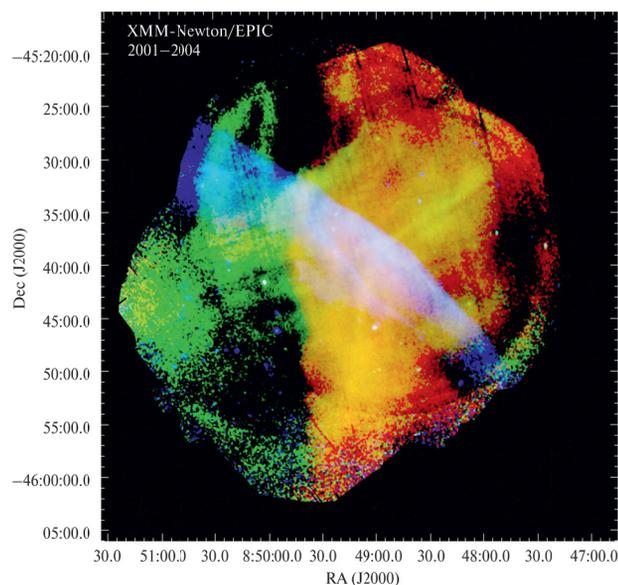


Рис. 1. СЗ лимб остатка сверхновой RX J0852.0–4622 в диапазоне энергий $E = 1.0$ – 2.0 кэВ (XMM-Newton, EPIC-pn CCD camera). По осям рисунка — прямое восхождение и склонение (J2000). Период наблюдения — с 2001 по 2004 г. На фоне присутствуют точечные рентгеновские источники.

2. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

В работе анализировались данные, полученные при наблюдении области СЗ лимба остатка сверхновой Vela Jr. камерой EPIC-pn (ПЗС-матрица с pn-переходом) космического рентгеновского телескопа XMM-Newton в диапазоне энергий от 1.0 до 2.0 кэВ. Для анализа в данной работе использовались четыре периода наблюдений объекта, каждый длительностью несколько лет для набора статистики: 2001–2004, 2005–2008, 2010–2013, 2014–2018. На рис. 1 представлена область СЗ лимба Vela Jr., обрабатываемая в текущей работе, в RGB комбинации цвета для отображения объекта в использованных интервалах энергии наблюдения, с сеткой сферических координат. На изображении можно четко увидеть яркую нитевидную структуру, внешнюю границу остатка, и вторую более слабую, по-видимому, являющуюся обратной ударной волной, которая образовалась при взаимодействии ударного фронта с облаком водорода. Обе структуры соединяются друг с другом на северо-восточном конце лимба.

Далее указанная область СЗ лимба была разбита на десять прямоугольных областей, примерно перпендикулярных плоскости фронта ударной волны. Они изображены на рис. 2. На наибольшем удалении от центра остатка сверхновой ударный фронт находится в районе областей под номерами 4, 5 и 6.

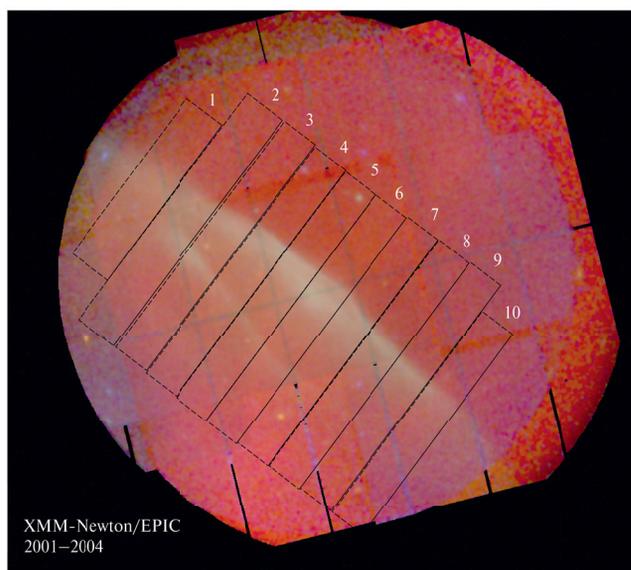


Рис. 2. Набор областей для расчета градиентных профилей по СЗ лимбу (XMM-Newton, EPIC-pn CCD camera). Нумерация областей соответствует нумерации градиентных профилей далее в тексте работы.

В свою очередь, профили интенсивности рентгена были получены вдоль продольной оси каждой из этих десяти областей путем проекции интенсивности излучения в каждом пикселе на данную ось и последующего суммирования проекций вдоль выделенных, перпендикулярных ей, отрезков.

Анализ морфологии остатка сверхновой RX J0852.0–4622 проводился по изображениям остатка в экстремальном ультрафиолете, рентгене [10, 11], радио и гамма-диапазонах [15].

3. МЕТОДЫ

Для построения и обработки рентгеновских градиентных профилей был написан программный код на языке программирования Python. Основные этапы выполнения кода описаны далее.

Первым шагом в анализе являлась аппроксимация градиентных профилей для каждой области и для каждого временного интервала наблюдений наилучшей комбинацией кривых Лоренца по формуле (1). При этом обязательным условием было выделение всех пиков интенсивности, а также градиентного спада переднего ударного фронта, как раз характеризующего распространение оболочки остатка сверхновой в окружающую среду. Отбор наилучших аппроксимаций проводился по параметру R^2 (коэффициент детерминации).

$$I_v(x) = \sum_{i=1}^n I_v^i(x) = \sum_{i=1}^n I_0^i + \frac{2A^i}{\pi} \frac{w^i}{4(x-x_c^i)^2 + (w^i)^2}, \quad (1)$$

где I_v — относительная интенсивность излучения в диапазоне энергий $E = 1.0\text{--}2.0$ кэВ, x — порядковый номер пикселя вдоль продольной оси областей 1–10, x_c^i — положение максимума пика, w^i — ширина на полувысоте, A^i — амплитуда, I_0^i — начальное значение.

Из аппроксимаций для каждого ведущего пика, соответствующего переднему ударному фронту, были определены положение максимума, x_c^i , и точка с 60% значением от максимального, x_{60}^i : $I_v^i(x_{60}^i) = 0.6 I_v^i(x_c^i)$. Далее, исходя из указанных величин для двух периодов измерения, 2001–2004 и 2010–2013, для каждой области лимба (кроме № 9) были определены изменения x_c^i и x_{60}^i в угловых секундах. Затем были рассчитаны угловые скорости, V_θ , и переведены в линейные, V_{cs} , для четырех значений расстояния до Vela Jr.: $D = 200, 400, 600, 800$ парсек.

Следующим этапом являлось определение плотности облака водорода, находящегося на пути распространения ударного фронта, для областей лимба с рис. 1. Для этого была использована система уравнений (2), основанная на уравнении баланса давлений [16]:

$$\begin{cases} P_{st} \equiv F_{st} P_i \\ P_1 \equiv F_1 P_{st} \equiv F_1 F_{st} P_i \end{cases}, \quad (2)$$

где $P_i = \frac{3}{4} \rho_i v_b^2$ — давление в МЗС вдали от облака при распространении в ней ударной волны от остатка сверхновой, ρ_i — плотность МЗС вне облака, v_b — скорость распространения ударной волны в МЗС; P_{st} — давление в точке стагнации, то есть точке взаимодействия ударной волны и передней границы облака; $P_1 = \frac{2\rho_{c0} v_s^2}{\gamma_c + 1}$ — давление сразу за ударной волной в еще невозмущенном облаке, ρ_{c0} — плотность невозмущенного облака, v_s — скорость распространения ударной волны в облаке, $\gamma_c = 5/3$ — показатель адиабаты для облака. Схема распространения ударной волны в МЗС с облаком и области указанных давлений изображены на рис. 3.

Коэффициент F_1 равен 1 в начале взаимодействия облака с ударным фронтом и постепенно увеличивается по мере торможения ударной волны в облаке (уменьшения v_s) до значения 1.3, однако в текущей работе было взято его начальное значение. Фактор F_{st} в случае сильной ударной волны ($M = v_b/c_s \gg 1$, c_s — скорость звука в потоке) и плотного облака ($\chi = \rho_{c0}/\rho_i \gg 1$), что справедливо и для нашей задачи, выражается по формуле (3).

$$F_{st} \simeq 1 + \frac{2.16}{1 + 10.7[(\gamma_c + 1)\chi]^{-1/2}}. \quad (3)$$

С учетом формул (2), (3) и приведенных выше выражений для давлений можно получить выражение для плотности облака ρ_{c0} :

$$\rho_{c0} = \rho_i \left(\frac{v_b}{v_s} \right)^2 \left[1 + \frac{2.16}{1 + 10.7[(\gamma_c + 1)\chi]^{-1/2}} \right]. \quad (4)$$

Так как данная формула не позволяет аналитически выразить ρ_{c0} , был использован метод последовательных приближений, где в качестве нулевой итерации было взято значение $\chi = (v_b/v_s)^2$.

Во всех расчетах в качестве скорости ударной волны v_b использовались скорости расширения RX J0852.0–4622 из диапазона возможных значений

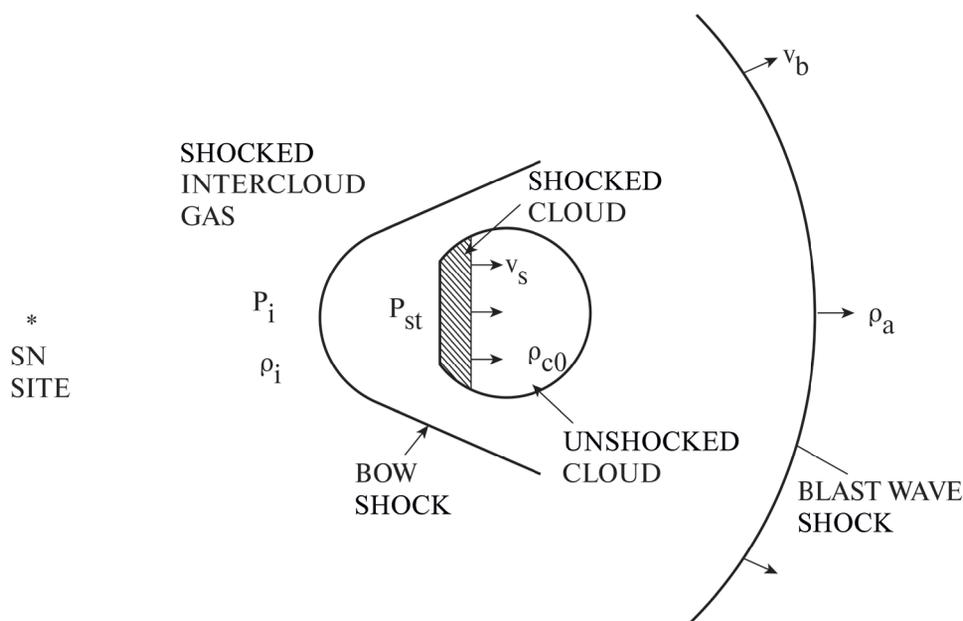


Рис. 3. Схема взаимодействия ударной волны с облаком в МЗС [McKee, Hollenbach, Seab, 1987]. Слева находится источник взрыва. Ударная волна распространяется направо. Перед облаком возникает головная ударная волна, так как налетающий фронт от взрыва сверхновой — сверхзвуковой.

$v_b = 2000 \div 15300 \text{ км с}^{-1}$ (далее V_{snr}), полученные из рентгеновских температур, а плотность МЗС, нагретой прошедшей ударной волной, была оценена как $\rho_i = 0.06(D/200 \text{ пк})^{-1/2} [\text{см}^{-3}]$ [4].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе обработки снимков СЗ лимба Vela Jr. для четырех временных интервалов наблюдений для 9 областей были получены графики рентгеновских профилей — распределение интенсивности излучения при энергиях 1.0–2.0 кэВ перпендикулярно ударному фронту. Примеры полученных графиков и их аппроксимаций приведены на рис. 4.

Из рис. 4 можно заметить особенности излучения СЗ лимба. Так, в рентгеновских профилях области 1 присутствует только один пик, в области 2 уже два пика интенсивности, которые объясняются двумя нитевидными структурами в строении лимба, описанные в п. 2 данной работы. В области 5 наиболее интенсивен передний фронт, причем уже он разделяется на два пика. А в области 8 остается только один ведущий пик. На всех графиках аппроксимации были проведены с акцентом именно на передний фронт, а точнее его пик и спад. В результате анализа пиков полученных кривых были рассчитаны угловые и линейные скорости для каждой области, графики которых приведены на рис. 5.

Как видно из рис. 5, в значениях скорости есть разброс, что говорит о неоднородности облака во-

дорода вдоль СЗ лимба. При этом V_θ и V_{cs} постепенно растут до максимума в областях 4–6, что говорит о минимальной плотности облака в данном месте. Подобная обратная зависимость измеренной скорости распространения ударного фронта и рассчитанной плотности облака видна на рис. 6. Кроме того, в силу прямой зависимости линейной скорости от предполагаемого расстояния до Vela Jr. при одной и той же угловой скорости с увеличением D плотность облака N_c , соответствующая данной скорости V_θ , будет падать.

На приведенных выше графиках (рис. 6) заметен резкий спад плотности облака в районе областей 4–6 и общее падение значений плотности при увеличении величины D , что и предсказывалось ранее.

Рассчитанные значения N_c далее были использованы для получения физически разумных ограничений на расстояние D . Как известно, средняя плотность межзвездного пространства примерно равняется 1 частице нейтрального атома водорода на см^3 . Плотность облака, находящегося на пути распространения ударной волны Vela Jr., никак не может быть ниже этого значения. Поэтому для областей СЗ лимба, обозначенных на рис. 2 и используемых в нашей работе, были построены трехмерные зависимости значений N_c от скорости ударной волны V_{snr} и от расстояния до остатка в диапазоне от 200 до 1000 парсек.

В результате анализа подобных зависимостей для всех областей и для всех значений N_c , рассчитанных как из V_θ^{60} , так и из V_θ^{\max} , были получены границы расстояния до Vela Jr., выше которых плотность облака становится уже меньше 1 см^{-3} . В сводной табл. 1 приведены значения этих границ для скоростей ударной волны $V_{\text{snr}} = 2000, 5000, 10000, 15300 \text{ км с}^{-1}$ касательно области с наименьшей плотностью облака,

а точнее области 5, так как очевидно, если для нее выполняется условие $N_c > 1 \text{ см}^{-3}$ на некотором расстоянии D , то это же условие автоматически будет выполняться для всех остальных, более плотных областей. Кроме этого, в табл. 1 приведены рассчитанные по формуле (5) значения возраста RX J0852.0–4622, соответствующие граничным расстояниям D_{max} .

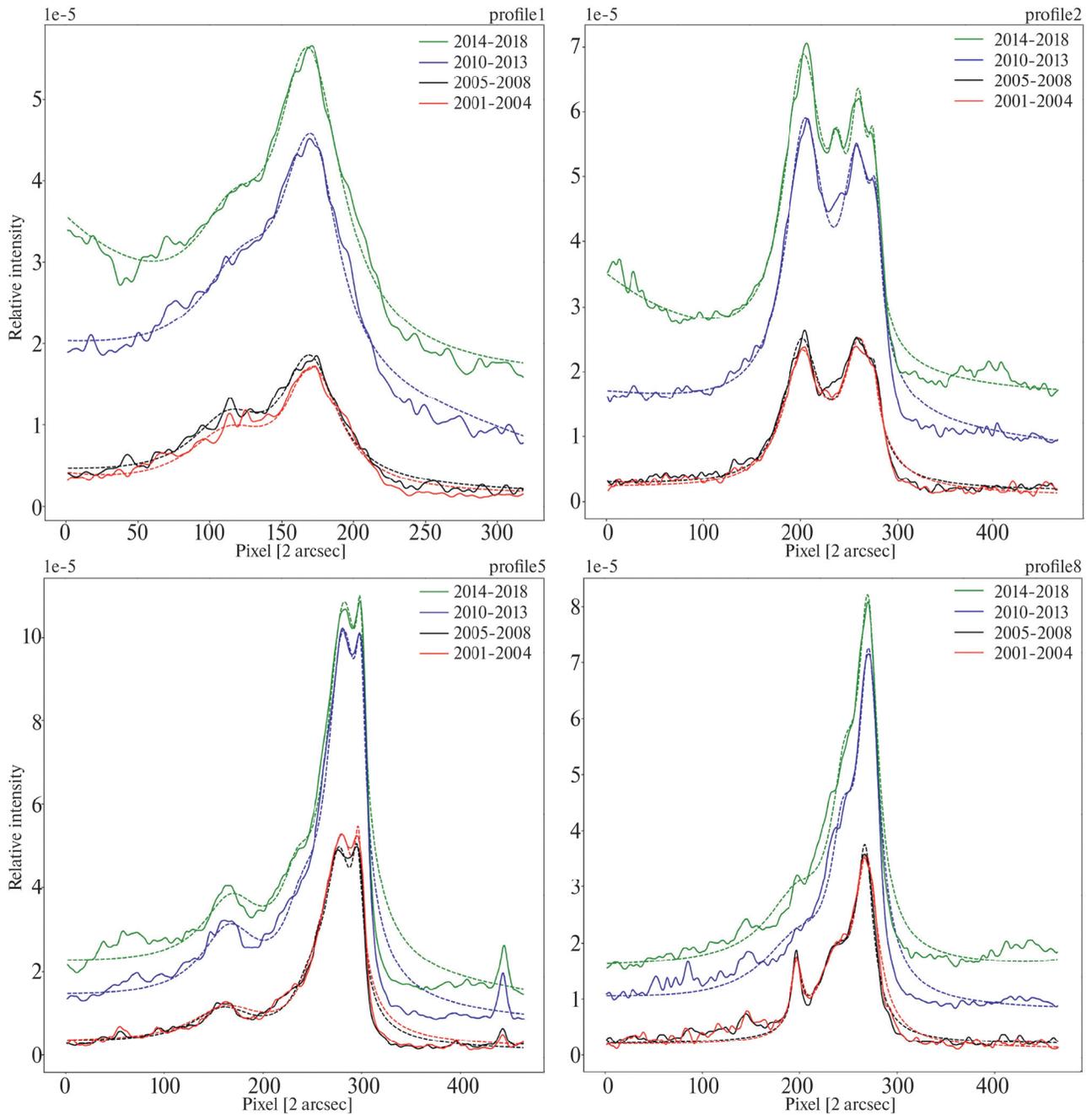


Рис. 4. Градиентные профили и их аппроксимации для областей № 1, 2, 5, 8. Сплошные линии — экспериментальные кривые, пунктирные — аппроксимации. По оси y — интенсивность излучения, по оси x — пространственная координата в пикселях, 1 пиксель = $2''$. Верхний левый рисунок — для области № 1, верхний правый — для № 2, нижний левый — для № 5, нижний правый — для № 8.

Таблица 1. Предельные значения расстояния до Vela Jr., удовлетворяющие условию $N_c > 1 \text{ см}^{-3}$ в области 5.

V_{snr} , км с ⁻¹	$D: N_c(V, V_{\text{snr}}, D) > 1 \text{ см}^{-3}$					
	$V = V_{\theta}^{\text{max}}$			$V = V_{\theta}^{60}$		
	D_{max} , ПК	$V_{\text{cs}}^{\text{max}}$, 10 ³ км с ⁻¹	T_{max} , 10 ³ год	D_{max} , ПК	V_{cs}^{60} , 10 ³ км с ⁻¹	T_{max} , 10 ³ год
2000	210	0.65 ± 0.11	2.24	175	0.68 ± 0.09	1.87
5000	450	1.40 ± 0.22	1.92	380	1.48 ± 0.20	1.62
10000	790	2.5 ± 0.4	1.69	660	2.6 ± 0.4	1.41
15300	1120	3.5 ± 0.5	1.56	930	3.6 ± 0.5	1.30

$$T_{\text{max}} = \frac{R}{V_{\text{snr}}} = \frac{D_{\text{max}} \cdot \text{tg}(\theta/2)}{V_{\text{snr}}}. \quad (5)$$

где R — линейный радиус остатка сверхновой, $\theta = 2.5^\circ$ — угловой диаметр Vela Jr.

Как видно из сводной табл. 1, при росте величины V_{snr} значение D_{max} также увеличивается, так как разница между скоростью налетающего потока и скоростью ударной волны в облаке определяется тормозной способностью МЗС с фиксированной плотностью в 1 см^{-3} , а $V_{\text{cs}}^{\text{max}}$ (V_{cs}^{60}) линейно зависит

от расстояния до Vela Jr. для определенного значения V_{θ}^{max} (V_{θ}^{60}).

Проверка полученных ограничений на расстояние D и возраст остатка была проведена через анализ морфологии Vela Jr. совместно в рентгене и экстремальном ультрафиолете, а также гамма и радиодиапазоне. Была выявлена двухкольцевая структура остатка сверхновой, которая представлена на рис. 7. На изображении Vela Jr. в гамма-излучении с радио-контурами данная структура лишь намечается, а более отчетливо видна уже в ультрафиолете

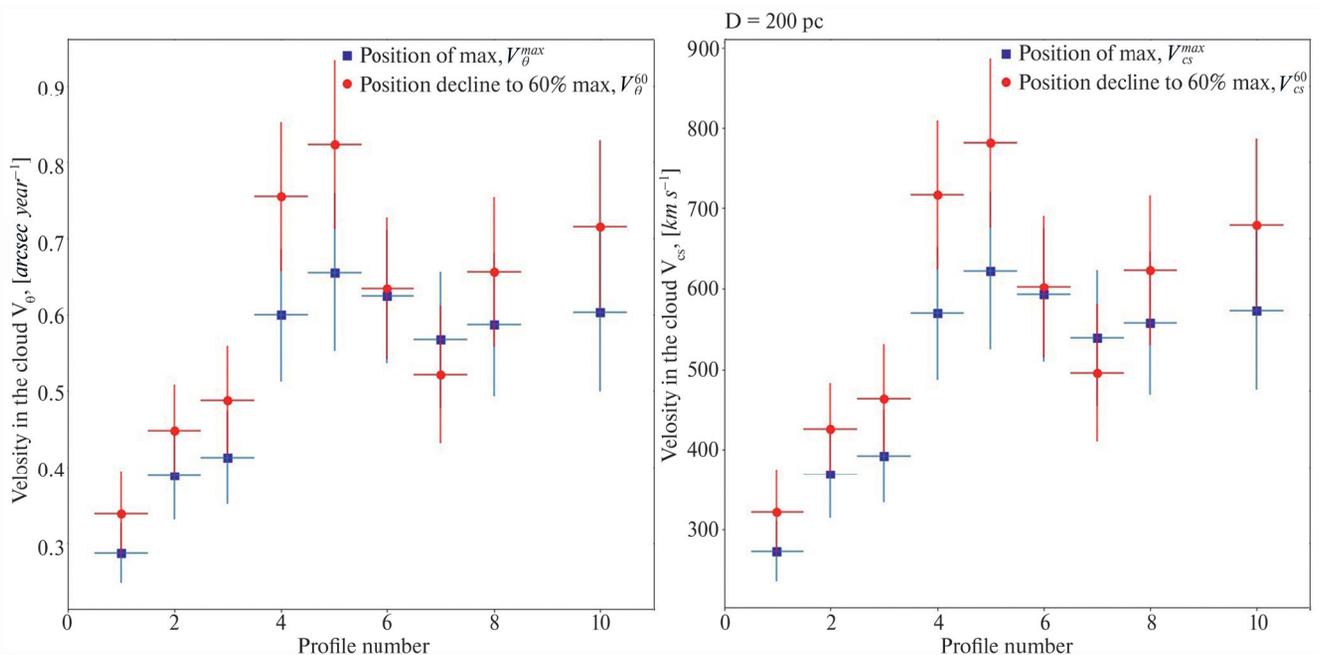


Рис. 5. Скорость расширения ударной волны в облаке водорода для разных областей СЗ лимба остатка сверхновой Vela Jr. Слева: угловая скорость V_{θ} в ед. [угл. с год⁻¹]. Справа: линейная скорость V_{cs} в ед. [км с⁻¹] для расстояния до Vela Jr., $D = 200$ ПК. По оси x — номера областей от 1 до 10. Красный цвет — скорости, определенные из значений x_{60}^i (V_{θ}^{60} и V_{cs}^{60}), синий — из значений x_c^i (V_{θ}^{max} и $V_{\text{cs}}^{\text{max}}$).

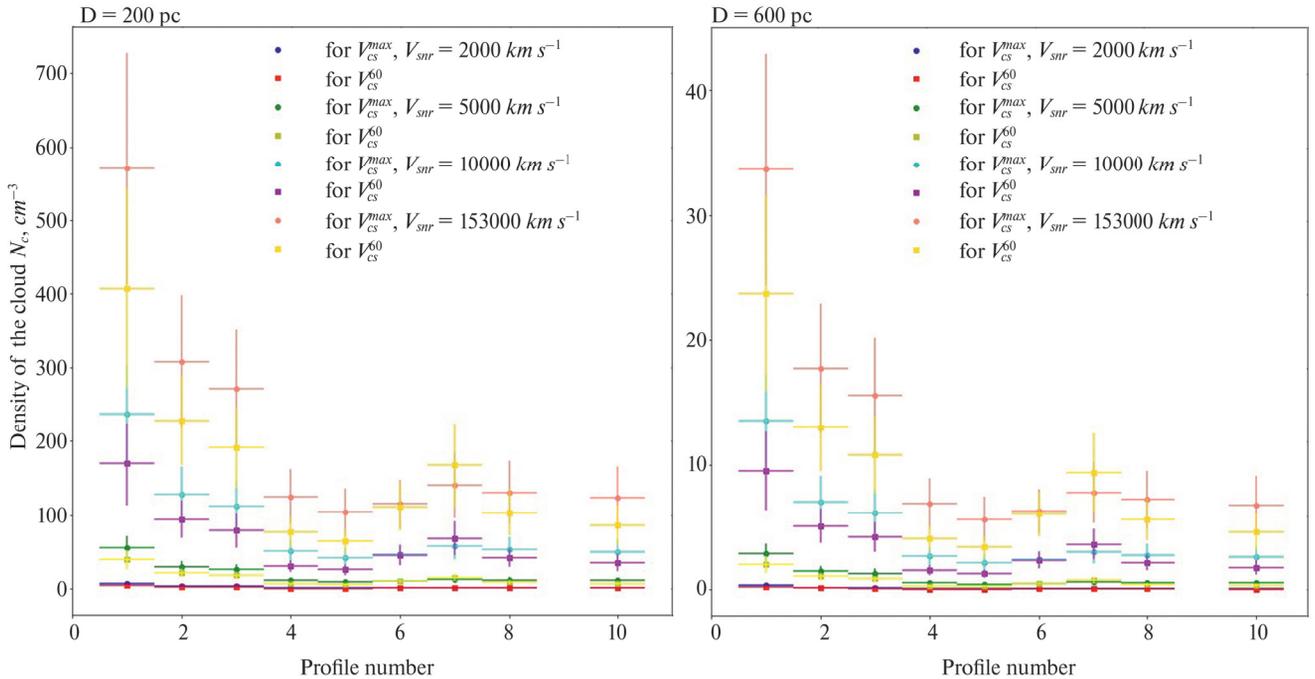


Рис. 6. Плотность облака водорода для разных областей СЗ лимба остатка сверхновой Vela Jr. Слева: в случае расстояния $D = 200$ пк. Справа: в случае $D = 600$ пк. По оси y — плотность облака в ед. $[\text{cm}^{-3}]$, по оси x — номера областей от 1 до 10 (кроме 9). Квадратами обозначены значения, определенные из V_{cs}^{60} , кругами — из V_{cs}^{max} . В качестве скорости ударной волны: $V_{snr} = (2, 5, 10, 15.3)10^3 \text{ км с}^{-1}$.

на длине волны 83 \AA с наложенными поверх рентгеновскими контурами.

Подобная морфология двойного круга возникает в начале эволюции остатка, сохраняется по мере его расширения и является результатом несферичности потока или звездного ветра звезды-прародителя, и/или выброса самой сверхновой, что подтверждается часто наблюдаемой корреляцией теплового рентгеновского излучения с радиоизлучением и наличием в изображениях обоих излучений одинаковой кольцевой структуры [17, 18]. Кроме того, указанная несферичность потока, конкретно для остатка Vela Jr., проявляется и в смещении контуров радиоизлучения на разных частотах — 1384 и 2496 МГц [15]. Исходя из этого, с учетом углового размера RX J0852.0–4622 в $\theta = 2.5^\circ$ и возможного размера области, заполненной ветром от фазы красного сверхгиганта звезды-предшественницы, по формуле (6) было оценено расстояние D [19]. При этом скорость ветра была взята как $v_{sw} = 20 \text{ км с}^{-1}$, а время жизни звезды в фазе красного сверхгиганта: $T = 3 \times 10^5 \text{ лет}$ [17]. В качестве ошибки определения диаметра θ остатка сверхновой был взят угловой размер ярких лимбов на границе Vela Jr., составляющий примерно 20% от θ , что видно на рис. 7 и

также упоминалось после первых наблюдений объекта в рентгене [1].

$$D = \frac{v_{sw} T}{\text{tg}(\theta/2)} \cong 280 \pm 60 \text{ пк.} \quad (6)$$

Кроме того, если учесть проекционный эффект через углы наклона к небесной плоскости осей биполярных джетов выброса ^{44}Ti (30° или 60° из [20]), то расстояние D до Vela Jr. будет лежать в диапазоне 320–560 парсек.

Далее, аналогично значениям в табл. 1, по формуле (5) для полученного расстояния в 280 парсек был оценен возраст остатка. Так, при скоростях $V_{snr} = 2000, 5000, 10000, 15300 \text{ км с}^{-1}$ он должен составлять $3000 \pm 600, 1190 \pm 250, 600 \pm 130$ и $390 \pm 80 \text{ лет}$, соответственно.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

В представленной работе были получены градиентные профили рентгеновского излучения при энергиях 1.0–2.0 кэВ для СЗ лимба. На рис. 4 четко виден резкий спад интенсивности по направлению к центру остатка, что свидетельствует о его значительном отклонении от сферической симметрии. Аналогичный результат был получен ранее при ап-

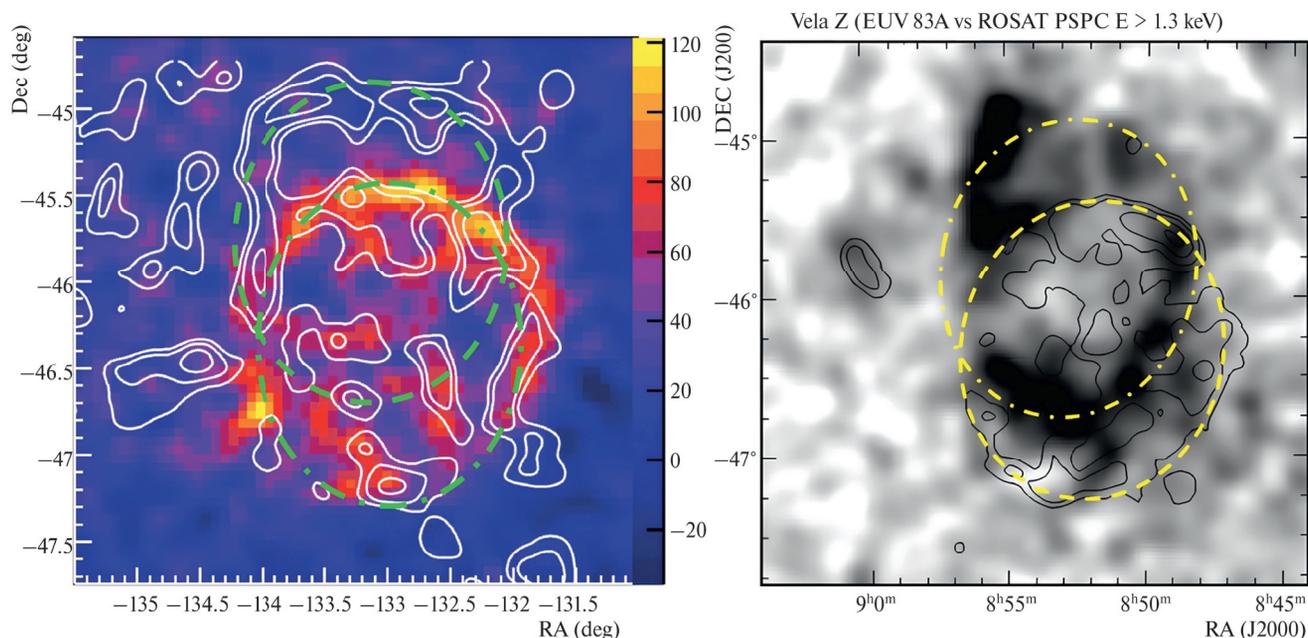


Рис. 7. Снимок остатка сверхновой RX J0852.0–4622 в различных диапазонах с двухкольцевой структурой. Слева: в гамма-диапазоне при энергиях $E > 0.5$ ТэВ с радио-контурами на частоте 1384 МГц (Н.Е.С.С., АТСА). Размерность цветовой шкалы — отсчеты. Адаптировано из [15]. Справа: в экстремальном УФ с $\lambda = 83 \text{ \AA}$ с рентгеновскими контурами при энергиях $E > 1.3$ кэВ (EUVE, ROSAT PSPC). Адаптировано из [11].

проксимации асимметричной моделью радиального профиля рентгеновского потока, полученного XMM-Newton для СЗ лимба [21]. В рамках этой модели предполагается несимметричное увеличение числа электронов, наиболее заметное в определенном телесном угле Ω , там, где есть повышенная плотность вещества МЗС, в результате чего синхротронное рентгеновское излучение в СЗ лимбе преобладает именно в той области ударного фронта, где он взаимодействует с облаком водорода. Если же рассматривать сферически симметричную модель, то даже в предположении нахождения всех электронов непосредственно возле ударной волны из-за проекционного эффекта профиль рентгеновского потока был бы сглажен и напоминал плато. Подобная несимметричность выброса частиц при взрыве сверхновой RX J0852.0–4622 в СЗ лимбе подтверждается пространственной корреляцией рентгеновского и радиоизлучения, а также ТэВ-ого гамма-излучения с наличием облака HI [11, 22]. Последний факт косвенно свидетельствует в пользу адронного происхождения гамма-излучения, что ранее было получено при сравнении модельного спектра с потоком экстремального ультрафиолета от Vela Jr., предложенным в работе [23].

Кроме этого, в нашей работе мы рассчитали скорости движения СЗ лимба остатка сверхновой Vela Jr. в облаке водорода. Минимальное значение угловой скорости движения лимба вглубь облака достигается для области 1, где угловая скорость равна $V_{\theta}^{\max} = 0.29'' \pm 0.04'' \text{ год}^{-1}$ и $V_{\theta}^{60} = 0.34'' \pm 0.06'' \text{ год}^{-1}$. А максимальное значение угловой скорости движения было измерено для области 5, в которой $V_{\theta}^{\max} = 0.66'' \pm 0.10'' \text{ год}^{-1}$ и $V_{\theta}^{60} = 0.82'' \pm 0.11'' \text{ год}^{-1}$. Более ранние оценки угловых скоростей были сделаны по данным XMM-Newton и Chandra, соответственно, в 2008 [13] и 2015 г. [14], для районов СЗ лимба, которые примерно соответствуют областям 5 и 3–4, изображенным на рис. 2. Полученные скорости лежат в тех же диапазонах значений, что и в нашей работе: $V_{\theta}^1 = 0.84'' \pm 0.23'' \text{ год}^{-1}$ и $V_{\theta}^2 = 0.42'' \pm 0.10'' \text{ год}^{-1}$. Подобное различие значений примерно в два раза заключается в азимутальном изменении скорости расширения вдоль СЗ лимба из-за взаимодействия ударной волны остатка сверхновой с неоднородным распределением плотности газового облака.

Расчетная плотность участка облака, где происходит взаимодействие с ударной волной, по результатам, представленным на рис. 6, сильно варьируется в зависимости от участка лимба и значений свободных параметров D и V_{snr} . Так, для наиболее плотной

области 1 величина N_c , оцененная из V_{cs}^{\max} при расстоянии до Vela Jr. в 200 парсек и скорости ударной волны 10000 км с^{-1} , равняется $240 \pm 60 \text{ см}^{-3}$. А для наименее плотной области 5 при тех же параметрах плотность составляет всего $42 \pm 13 \text{ см}^{-3}$. При любых значениях расстояния D и скорости ударной волны V_{snr} подобное различие примерно в 6 раз сохраняется.

Из физически разумных ограничений на плотность облака водорода в области 5 были оценены максимально допустимые расстояния до остатка. Так, по расчетам, для наиболее вероятной скорости ударной волны $V_{\text{snr}} = 5000 \text{ км с}^{-1}$, остаток сверхновой Vela Jr. удален от нас не более, чем на 450 парсек, а его звезда-предшественница взорвалась не позже, чем 1920 лет назад. Данная верхняя граница возраста лежит практически вне диапазонов 1700–4300 и 2400–5100 лет, рассчитанных из упомянутых выше значений V_{θ}^1 и V_{θ}^2 , полученных по результатам измерений XMM-Newton и Chandra, соответственно, в 2008 [13] и 2015 г. [14]. Подобное расхождение объясняется тем, что величины V_{θ}^1 и V_{θ}^2 были взяты как средние скорости расширения остатка сверхновой, без учета торможения ударной волны в области СЗ лимба, в облаке водорода. В связи с этим, из-за малых скоростей ударного фронта, но при том же угловом диаметре объекта, Vela Jr. был определен, как остаток более ранней сверхновой. Кроме того, верхней границе расстояния до остатка по результатам текущей работы в 450 парсек удовлетворяет только диапазон расстояний, полученный из V_{θ}^1 (200–1000 парсек), а из величины V_{θ}^2 (500–900 парсек) нет.

Более точные значения для параметров остатка, расстояния и возраста, были получены нами из рассмотрения двухкольцевой морфологии RX J0852.0–4622: расстояние было определено равным 280 ± 60 парсек, а возраст для $V_{\text{snr}} = 5000 \text{ км с}^{-1}$ — 1190 ± 250 лет, что соответствует верхним границам, оцененным из плотности облака. Кроме того, при учете проекционных эффектов наклона осей биполярных джетов выброса ^{44}Ti к небесной плоскости [20] расстояние до Vela Jr. увеличивается до 320–560 парсек. В связи с этим отметим, что область Vela OB2, к которой, по всей вероятности, принадлежала массивная звезда, давшая рождение сверхновой, образовавшей остаток Vela Jr., находится на расстоянии 350–400 парсек от солнечной системы [24].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С развитием космических обсерваторий и улучшением их спектрального и пространственного разрешения стало возможным более детальное ис-

следование далеких объектов нашей Вселенной. Это открыло ученым новые пути анализа и обработки экспериментальных данных. Используя эти данные, в нашей работе были изучены некоторые свойства остатка сверхновой Vela Jr., вызывающего споры с момента своего обнаружения и по сей день. Нами установлено, что RX J0852.0–4622, а точнее его СЗ лимб в данный момент взаимодействует с сильно неоднородным облаком водорода, анализ минимальной плотности которого ограничивает возраст остатка величиной 2000 лет, а расстояние до него 500 парсек.

Изучение загадочных, нетипичных объектов, таких как остаток сверхновой Vela Jr., крайне важно для развития физики космоса, в частности для лучшего понимания происхождения сверхновых, механизмов их взрыва и этапов эволюции. Кроме того, одним из важных аспектов данной области науки является возможность исследования процессов ускорения космических лучей на ударных волнах остатков сверхновых, взаимодействующих с плотными облаками водорода, или в других объектах, что помогло бы объяснить образование космических лучей с энергиями вплоть до 10^{20} эВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект №23-42-10005.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны сотрудникам Института Макса Планка по внеземной физике, г. Гархинг, Германия, Конраду Деннерлу и Франку Хаберлу за помощь в обработке данных рп-камеры рентгеновского телескопа XMM-Ньютон и интерес к проекту, а также Ф. Хаберлу за помощь в построении профилей рентгеновского излучения остатка сверхновой Vela Jr.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. Aschenbach*, Nature 396, 141 (1998).
2. *M. Obergaulinger, A. F. Iyudin, E. Mueller, G. F. Smoot*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 437, 976 (2014).
3. *N. Tsuji, Y. Uchiyama, D. Khangulyan, F. Aharonian*, Astrophys. J. 907, 21 (2021).
4. *B. Aschenbach, A. F. Iyudin, V. Schönfelder*, Astron. and Astrophys. 350, 997 (1999).
5. *S. Takeda, A. Bamba, Y. Terada, M.S. Tashiro, S. Katsuda, R. Yamazaki, Y. Ohira, W. Iwakiri*, Publ. Astron. Soc. Japan. 68, 11 (2016).

6. *F. Camilloni, W. Becker, P. Predehl, K. Dennerl, M. Freyberg, M.G.F. Mayer, M. Sasaki*, *Astron. and Astrophys.* 673, 17 (2023).
7. *A. F. Iyudin, V. Schönfelder, K. Bennett, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, G. G. Lichti, R. D. van der Meulen, J. Ryan, C. Winkler*, *Nature* 396, 142 (1998).
8. *H. Tsunemi, E. Miyata, B. Aschenbach, H. Junko, A. Daisuke* *Publ. Astron. Soc. Japan.* 52, 887 (2000).
9. *F. J. Lu, B. Aschenbach*, *Astron. and Astrophys.* 362, 1083 (2000).
10. *Il-Joong Kim, Kwang-Il Seon, Kyoung-Wook Min, W. Han, J. Edelstein*, *Astrophys. J.* 761, 10 (2012).
11. *A. F. Iyudin, B. Aschenbach, V. Burwitz, K. Dennerl, M. Freyberg, F. Haberl, M. Filipović*, *The Obscured Universe (Proceedings of the VI INTEGRAL Workshop, Moscow, Russian Federation, July 2–8, 2006. Editor: S. Grebenev, R. Sunyaev, C. Winkler. ESA SP-622, Noordwijk: ESA Publication Division, p. 91, 2007).*
12. *T. G. Pannuti, G. E. Allen, M. D. Filipović, A. De Horta, M. Stupar, R. Agrawal*, *Astrophys. J.* 721, 1492 (2010).
13. *S. Katsuda, H. Tsunemi, K. Mori*, *Astrophys. J.* 678, L35–L38 (2008).
14. *G. E. Allen, K. Chow, T. DeLaney, M. D. Filipović, J. C. Houck, T. G. Pannuti, M. D. Stage*, *Astrophys. J.* 798, 82 (2015).
15. *H. E. S. S. Collaboration: F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, et al.*, *Astrophys. J.* 661, 236 (2007).
16. *R. I. Klein, C. F. McKee, C. Philip*, *Astrophys. J.* 420, 213 (1994).
17. *N. Smith*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 52, 487 (2014).
18. *R. N. Manchester*, *Australian J. Phys.* 40, 823 (1987).
19. *А. Ф. Июдин* *Успехи российской астрофизики 2021: Теория и Эксперимент (Москва, МГУ, Россия, 17 декабря 2021).*
20. *A. F. Iyudin, Yu. V. Pakhomov, N. N. Chugai, J. Greiner, M. Axelsson, S. Larsson, T. A. Ryabchikova*, *Astron. and Astrophys.* 519, A86 (2010).
21. *I. Sushch, R. Brose, M. Pohl*, *Astron. and Astrophys.* 618, A155 (2018).
22. *Y. Fukui, H. Sano, J. Sato, R. Okamoto, T. Fukuda, S. Yoshiike, K. Hayashi, K. Torii, T. Hayakawa, G. Rowell, M. D. Filipović, N. Maxted, N. M. McClure-Griffiths, A. Kawamura, H. Yamamoto, T. Okuda, N. Mizuno, K. Tachihara, T. Onishi, A. Mizuno, H. Ogawa*, *Astrophys. J.* 850, 71 (2017).
23. *С. А. Проничева*, *Ученые записки физического факультета Московского Университета 4, 2241601 (2022).*
24. *N. J. Wright*, *New Astron. Rev.* 90, id. 101549 (2020).

ANALYSIS OF GRADIENT PROFILES AND MORPHOLOGY OF THE VELA JR. SUPERNOVA REMNANT

S. A. Pronicheva^{1,2,*}, A. F. Iyudin^{1,}**

¹*Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

*E-mail: proncof@yandex.ru

**E-mail: aiyudin@srd.sinp.msu.ru

We present the study of gradient profiles of the Vela Jr. northwestern rim in X-ray emission and the morphology of this supernova remnant in various spectral ranges of electromagnetic radiation to estimate the distance to the object and its age. In this work were used radiation intensity spatial distributions for the northwestern rim of the supernova remnant RX J0852.0–4622 in the X-ray energy range, 1000.0–2000.0 eV, obtained from measurements of the EPIC-pn camera of the XMM-Newton space observatory for four consecutive time intervals. From the calculated shifts over the period from 2004 to 2018 of the X-ray intensity profiles along the northwestern rim of Vela Jr., limits were obtained on the angular expansion rate of the shock wave of this remnant's region into a cloud of gas, probably hydrogen: minimum speed $V_0^{\max} = 0.29'' \pm 0.04'' \text{ year}^{-1}$ and maximum $V_0^{60} = 0.82'' \pm 0.11'' \text{ year}^{-1}$. The hydrogen cloud with which the supernova shock wave interacts along the northwestern rim of Vela Jr. is very inhomogeneous. The upper limits for the age of the remnant and the distance to it based on the cloud density estimate are 1920 years and 450 parsecs, respectively. More stringent restrictions on such parameters of RX J0852.0–4622 as its age and distance to it were obtained by analyzing the remnant's two-ring morphology based on its images in ultraviolet, X-ray, radio and gamma rays: 1190 ± 250 years and 280 ± 60 parsecs.

Keywords: supernova remnant, RX J0852.0–4622, Vela Jr., X-ray gradient profiles

ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА B0950+08: 9 ЛЕТ МОНИТОРИНГА НА ЧАСТОТЕ 110 МГц

© 2024 г. Т. В. Смирнова^{1,*}, М. О. Торопов², С. А. Тюльбашев¹

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева, Астрокосмический центр,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Пушкино, Московская обл., Россия

²LLC TEK Inform, Москва, Россия

*E-mail: tania@prao.ru

Поступила в редакцию 27.03.2024 г.

После доработки 22.04.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Проведен анализ вариаций интенсивности излучения пульсара B0950+08 с 2014 по 2022 г. с масштабами от минут до лет. Наблюдения получены в круглосуточном ежедневном обзоре на радиотелескопе Большая синфазная антенна (БСА). Показана высокая переменность излучения не только от импульса к импульсу, но и на масштабах больше 3 мин. Среднее значение амплитуды этих вариаций за 3.2 мин равно 25 Ян, индекс модуляции равен 1. Средняя относительная амплитуда интеримпульса (IP) составляет 2.00 ± 0.28 % от главного импульса. В индивидуальных импульсах амплитуда интеримпульса может превышать амплитуду главного импульса (MP), однако это редкое событие. Излучение наблюдается на протяжении практически всего периода пульсара. Впервые измерена относительная амплитуда излучения между главным импульсом и интеримпульсом (мост излучения). При усреднении порядка 10 часов она меняется от 0.8% до 1.31% со средним значением 1.04 ± 0.28 %. Обнаружена высокая корреляция между вариациями амплитуды MP и IP как при усреднении профилей за 3.2 мин, так и при усреднении по годам. Эта корреляция обусловлена рефракционными межзвездными мерцаниями. Впервые измерен частотный масштаб дифракционных межзвездных мерцаний IP и показано, что формы спектра для IP и MP хорошо коррелируют и имеют одинаковый частотный масштаб. Наблюдаются сильные вариации частотного масштаба мерцаний f_{dif} от сеанса к сеансу (временной интервал от одних суток) на масштабах 200–800 кГц. Определен рефракционный масштаб мерцаний, 1–2 дня. Обнаружена модуляция излучения с характерным масштабом порядка 130 дней, которая, по-видимому, также связана с рефракционными мерцаниями.

Ключевые слова: межзвездные мерцания, переменность, пульсары, B0950+08

DOI: 10.31857/S0004629924080062 EDN: ITDBFY

1. ВВЕДЕНИЕ

Пульсар B0950+08 (J0953+0755) — один из самых мощных пульсаров в метровом диапазоне. Он имеет низкоуровневое излучение практически весь период [1–3]. По-видимому, это связано с тем, что угол между магнитной осью и осью вращения мал (случай соосного ротатора) и наблюдатель видит область излучения в течении всего периода [4]. Кроме главного импульса (MP) пульсар имеет интеримпульс (IP), предимпульс и мост излучения (M) между MP и IP. Для пульсара характерна высокая степень поляризации: 67 ± 6 % на частоте 39 МГц [5], а позиционный угол плавно меняется на 180° от MP к IP [6], расположенному на расстоянии 152° от MP. В ряде работ указывается на высокую переменность интенсивности индивидуальных импульсов и наличие гигант-

ских импульсов для этого пульсара [7–10]. Хотя накоплено много наблюдательных данных для пульсара в широком диапазоне частот, однако остается много вопросов о геометрии его магнитосферы, локализации области радиоизлучения и механизме излучения.

Прохождение излучения от пульсаров через неоднородности межзвездной плазмы (МЗП) приводит к целому ряду наблюдаемых эффектов: угловому уширению источника, временному уширению импульсов, модуляции интенсивности излучения по частоте и времени (мерцания). Изучение этих эффектов позволяет исследовать пространственную структуру неоднородностей межзвездной плазмы. При распространении излучения радиоволны рассеиваются на неоднородностях межзвездной плазмы в некий угловой спектр с масштабом θ_{scat} , называемый углом

рассеяния. На некотором расстоянии от рассеивающего слоя r их интерференция приводит к амплитудной модуляции. Различают дифракционные мерцания на масштабах $s_{\text{dif}} = \lambda / \theta_{\text{scat}}$ ($s_{\text{dif}} \sim 10^7$ см на длине волны $\lambda = 1$ м) и рефракционные мерцания, которые реализуются на существенно больших пространственных масштабах: $s_{\text{ref}} = r\theta_{\text{scat}}$ ($s_{\text{ref}} \sim 10^{12}$ см, r — расстояние от наблюдателя до рассеивающего экрана). Большое число экспериментальных фактов интерпретировано в рамках однородной изотропной Колмогоровской турбулентности [11, 12]. Однако было показано, что в некоторых направлениях показатель степени спектра неоднородностей, n , существенно отличается от Колмогоровского: $n = 11/3$. В частности, в направлении на пульсар В0950+08 $n = 3$ [13, 14]. По наблюдениям на наземно-космическом интерферометре Радиоастрон было также показано [13], что в направлении В0950+08 существует 2 рассеивающих слоя на расстояниях 4.4–16.4 пк и 26–170 пк. В работе [14] для этого пульсара были получены характерные масштабы мерцаний на четырех частотах 41, 62, 88 и 110 МГц.

В настоящей работе на интервале наблюдений 9 лет мы исследуем как поведение основных компонентов импульсного излучения пульсара В0950+08, так и влияние неоднородностей межзвездной плазмы на прохождение его излучения к наблюдателю.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛА

Наблюдения проводились на Большой синфазной антенне (БСА) Физического института им. П. Н. Лебедева (ФИАН) по программе Пушинского многолучевого поиска пульсаров (PUMPS; Pushchino Multibeam Pulsar Search) [15, 16]. При реконструкции БСА на базе одного антенного поля было создано два независимых радиотелескопа. У одного из них (БСА-3) реализовано 128 неподвижных лучей, перекрывающих склонения $-9^\circ < \delta < +55^\circ$ по уровню пересечения 0.4. БСА построена на диполях, которые принимают линейно-поляризованное излучение в одной плоскости.

Пульсар В0950+08 попадает в площадку обзора и ежедневно наблюдается на протяжении 9 лет. Центральная частота наблюдений 110.3 МГц, полоса приема 2.5 МГц. На антенне проводятся наблюдения в разных режимах и на разных приемниках. В данной работе был использован 32-канальный приемник с шириной канала 78 кГц. Время опроса точки 12.5 мс. Для калибровки сигнала в частотных каналах использовалась калибровочная ступенька с известной температурой, которая записывалась 6 раз

в день. Ежедневные записи пульсара проводились с 21.08.2014 по 31.12.2022 (MJD 56890–59944), всего 3054 дня.

Данные записывались на диск во всех частотных каналах часовыми порциями. Из соответствующей часовой записи выбиралась часть, соответствующая времени прохождения пульсара через диаграмму антенны по уровню половинной мощности. Для пульсара В0950+08 это время составляет 3.2 мин (798 импульсов). Первичная обработка включала несколько этапов: калибровка сигнала по калибровочной ступеньке таким образом, чтобы усиление во всех каналах было одинаковым; вычитание базовой линии; компенсация дисперсии; запись всех импульсов во всех частотных каналах на диск. После этого проводился анализ средних профилей, полученных за каждый день, и отбраковывались сеансы, в которых качество среднего профиля было низким.

Средний профиль для каждого сеанса получался после компенсации дисперсии сложением всех записей с заданным периодом. В среднем профиле проводился циклический сдвиг таким образом, чтобы МР был в первой четверти периода. Фаза МР во всех сеансах была одной и той же, поэтому можно было складывать их, чтобы получить средний профиль за все сеансы данного года. На рис. 1 представлен один из таких профилей, накопленный по 112 сеансам за 2014 г. Для большей наглядности он приведен с двойным периодом. Здесь хорошо видны компоненты этого профиля: МР, IP и мост. Излучение имеет место практически весь период.

Пульсар наблюдался в двух смежных лучах, поэтому можно было следить за состоянием ионосферы, и если смещение координаты по склонению было большим, то эти сеансы не использовались для анализа. При наличии сильных помех такие записи также исключались из анализа. Кроме того, часть дней была использована для технических работ на антенне. Всего по перечисленным выше причинам было исключено 9.7% из общего числа сеансов. Поскольку излучение пульсара занимает почти весь период, для каждого сеанса на долоте минимального значения амплитуды среднего профиля формировался временной ряд амплитуд (положительные и отрицательные отклонения от среднего уровня) и затем по ним находилось значение уровня шумов (σ_n). Для каждого сеанса записывались значения σ_n , амплитуды МР, IP и моста для среднего профиля в отдельную таблицу за все дни наблюдений. Долгота, на которой определялась амплитуда моста, на рис. 1 отмечена стрелкой.

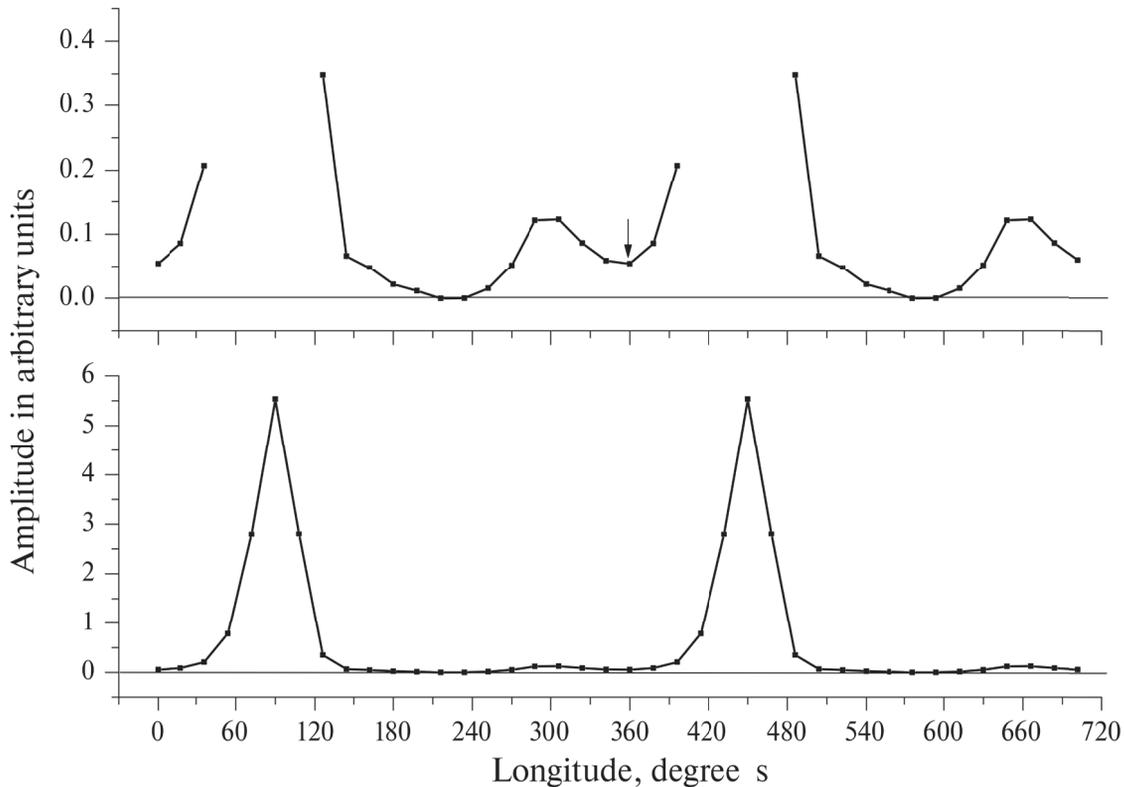


Рис. 1. Средний профиль B0950+08, накопленный за 2014 г. (112 сеансов). Стрелкой отмечена долгота, на которой измерялась амплитуда моста (M). Вверху показан этот профиль в увеличенном масштабе, чтобы лучше было видно межимпульсное излучение.

Период пульсара $P = 0.253$ с, мера дисперсии $DM = 2.97$ пк/см³, мера вращения $RM = 1.35$ рад/м² согласно каталогу ATNF¹ [17]). Дисперсионное размазывание в полосе одного канала меньше дискрета. В среднем профиле пульсара мы имеем 20 точек с разрешением 12.5 мс. Ширина среднего профиля на уровне половины амплитуды на частоте 111 МГц составляет 15 мс, расстояние между компонентами 6.2 мс [8], поэтому детали индивидуальных импульсов (компоненты и предимпульс) не разрешаются в наших наблюдениях. В этой работе мы будем анализировать только три компонента: МР, IP и мост.

3. АНАЛИЗ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Пульсар 0950+08 — это один из наиболее мощных и близких пульсаров. Расстояние до него $R = 262 \pm 5$ пк, поперечная лучу зрения скорость $V_{\text{перп}} = 36.6 \pm 0.7$ км/с [18]. В работе [19] приведены результаты измерения плотности потока на частоте $f = 102.5$ МГц, $S = 2$ Ян. На рис. 2 показаны вариации амплитуды МР для среднего за сеанс профиля (3.2 мин) за первые 1000 дней наблюдений.

Видно, что амплитуда сильно меняется день ото дня. Измеренный на долготе МР индекс модуляции $m = 0.985$. Он определялся по формуле:

$$m = \sum_{i=1}^N \left[\frac{(A - \langle A \rangle)^2}{N - 1} \right]^{1/2} / \langle I \rangle, \quad (1)$$

где A и $\langle A \rangle$ — это интенсивность и средняя интенсивность, а N — это число точек. Сильные вариации обусловлены эффектами распространения излучения в неоднородной межзвездной плазме. Эти эффекты включают: Фарадеевское вращение плоскости поляризации, дифракционные и рефракционные мерцания. Характерные временной и частотный масштабы мерцаний на частоте 112 МГц: $t_{\text{dif}} > 200$ с и $f_{\text{dif}} = 220$ кГц [14]. Поскольку временной масштаб мерцаний больше времени одного сеанса, а частотный масштаб меньше полосы приемника (2.5 МГц), то основной вклад в вариации амплитуды среднего за сеанс профиля определяется временным масштабом мерцаний.

Пульсар имеет сильную линейную поляризацию, $P_l = 70 - 80\%$ на частоте 111 МГц [20] и поэтому поляризация также может оказывать влияние на

¹<https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

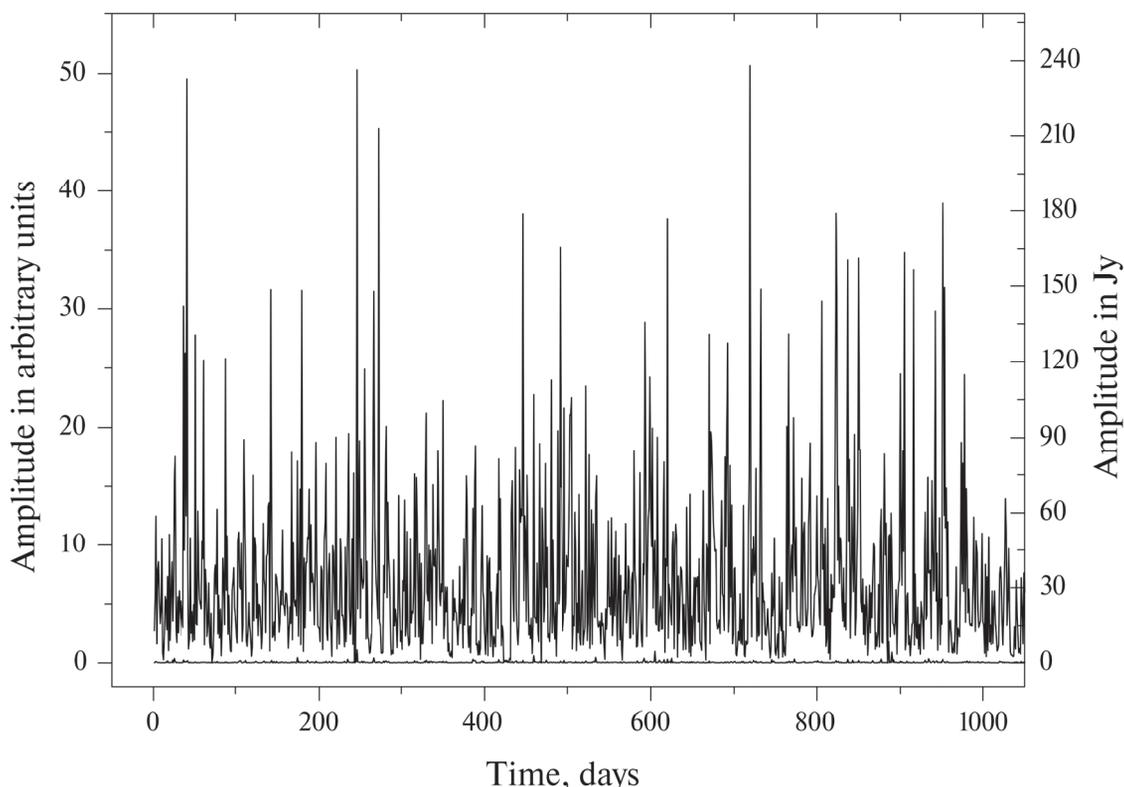


Рис. 2. Зависимость амплитуды МР для среднего за сеанс профиля от времени. Внизу на уровне нуля показана σ_n от времени. Ось у слева — амплитуда в относительных единицах, справа — в янских. Первый день соответствует 21.08.2014 (MJD 56890).

вариации амплитуды сигнала. Период Фарадеевского вращения $P_F[\text{кГц}] = \pi \times f^3 \times 10^5 / 18RM$, где f — частота наблюдений в сотнях МГц. Соответственно, $P_F = 17.3$ МГц на частоте 110.3 МГц, что существенно больше полосы приемника. Вращение плоскости поляризации в полосе приемника приводит к относительному изменению амплитуды компонентов профиля день ото дня. Поскольку позиционный угол между МР и ИР изменяется примерно на 180° [6], отношение амплитуд МР и ИР не будет меняться от сеанса к сеансу, а отношение интенсивностей излучения в МР и моста будет изменяться из-за разности позиционных углов на этих долготах.

3.1. Вариации амплитуд компонентов среднего профиля

Вариации амплитуды $A(t)$ для МР, определяемой по средним за сеанс профилям, показаны за первые 1050 дней на рис. 2. Как видно из этого рисунка, амплитуда существенно меняется день ото дня (более чем в 500 раз). Это связано как с поляризацией, так и с дифракционными и рефракционными мер-

цаниями при распространении излучения через неоднородности межзвездной плазмы. Чтобы привязать амплитуду в относительных единицах $A(t)$ к амплитуде в янских, мы использовали следующее соотношение:

$$A(t)[\text{Ян}] = \frac{A(t) \times S \times k_1}{\langle A \rangle}, \quad (2)$$

где $S = 2$ Ян — это плотность потока пульсара на частоте 111 МГц [19], $k_1 = 12.17$ — коэффициент, учитывающий отношение пиковой амплитуды к энергии в импульсе, усредненной за период пульсара, $\langle A \rangle$ — среднее за весь период наблюдений значение амплитуды в относительных единицах. Энергия в импульсе вычислялась, как сумма интенсивностей внутри границ МР для среднего профиля, умноженная на временной шаг между точками (12.5 мс). Тогда значение амплитуды $A(t)[\text{Ян}] = A(t) \times 4.7$ и ее среднее за период наблюдений равно 34.1 Ян, а пиковое значение достигает 240 Ян. На рис. 2 ось у справа дана в янских. Среднее значение шума равно $\sigma_n = 0.32$ в относительных единицах. Самые большие амплитуды имеют отношение сигнала к шуму $S/N = 750$.

Чтобы получить средние по годам амплитуды МР, IP и моста, а также их соотношения, мы усреднили все профили за каждый год. Значения средних амплитуд МР, IP, моста (A_{MP} , A_{IP} , A_M) и их соотношения по годам приведены в табл. 1. При таком усреднении все эффекты распространения излучения в межзвездной плазме и поляризация уже не оказывают влияния. Усреднение соответствует накоплению порядка 16 часов (300 сеансов). Средние значения амплитуды компонентов профиля в янских приведены в конце таблицы. Относительная амплитуда интеримпульса $2.0 \pm 0.28\%$, однако в отдельных сеансах (при накоплении 3.2 мин) может доходить до 5%. Внутри одного сеанса могут наблюдаться импульсы, в которых амплитуда интеримпульса может превышать амплитуду на долготе МР. Такой пример показан на рис. 3.

Здесь приведены 3 индивидуальных импульса и средний профиль за один из сеансов. В импульсе с номером 231 амплитуда интеримпульса превышает амплитуду МР в 1.64 раза. На рис. 4 показаны зависимости между средними значениями амплитуд компонентов профиля по 9 годам наблюдений. Как видно из этого рисунка, есть корреляция между амплитудами МР и IP при усреднении по годам. Коэффициент корреляции по всем точкам $R = 0.75$, если убрать значение за 2022 г. (точка в нижнем левом углу), то $R = 0.64$. Для остальных компонентов корреляции нет.

3.2. Корреляционный анализ

Чтобы посмотреть, коррелируют ли вариации амплитуды МР и IP, полученные по средним профилям за сеанс наблюдения (3.2 мин), мы вычислили кросскорреляционную функцию (CCF) между

ними на всем интервале наблюдений. Поскольку у нас неравномерные (с пропусками плохих сеансов) ряды, то мы определяли CCF, как:

$$CCF(k) = \frac{1}{(\sigma_1 \times \sigma_2 \times N(k))} \times \sum_{i=1}^{M-k} g(i)g(i+k)[(I_1(i) - \langle I_1 \rangle) \times (I_2(i+k) - \langle I_2 \rangle)], \quad (3)$$

где $\langle I_1 \rangle$ и $\langle I_2 \rangle$ — это средние значения амплитуд МР и IP, σ_1 и σ_2 — среднеквадратичные отклонения, M — длина массива, k — временной сдвиг в днях, $k = 0, 1, 2, \dots, 0.8M$, $g(i) = 1$, когда есть значение в данный день i и равно 0 в противном случае. $N(k) = \sum g(i)g(i+k)$ — количество точек при данном сдвиге k . Автокорреляционная функция (ACF) вычисляется таким же образом при замене I_2 на I_1 . Вычисление начинается с $k = 1$, чтобы исключить влияние шумов при нулевом сдвиге для ACF. Для CCF мы не вычисляли функцию для отрицательных сдвигов, а просто отразили зеркально функцию на отрицательные сдвиги. На рис. 5 показаны CCF между амплитудами МР и IP, а также автокорреляционная функция от вариаций амплитуды МР. CCF ($k = 0$) равна 0.63. На рисунке это значение не показано, чтобы лучше видеть меньшие значения CCF. Очевидно, что существует высокая корреляция амплитуд МР и IP для одних и тех же сеансов. Шумы на долготах МР и IP не коррелированы при нулевом сдвиге. Эти коррелированные вариации МР и IP обусловлены рефракцией на одной и той же среде и не являются собственными вариациями излучения

Таблица 1. Отношения амплитуд компонентов профиля B0950+08 и их пиковые плотности потока по годам

Год	$A_{IP} / A_{MP}, \%$	$A_M / A_{MP}, \%$	$A_{MP}, \text{Ян}$	$A_M, \text{Ян}$	$A_{IP}, \text{Ян}$
2014	2.2	1.01	25.77	0.26	0.57
2015	2.15	1.31	24.27	0.31	0.49
2016	1.93	1.37	25.95	0.25	0.50
2017	1.9	0.78	24.38	0.19	0.46
2018	2.3	1.15	22.56	0.26	0.43
2019	2.16	1.15	24.56	0.29	0.54
2020	2.14	1.14	21.20	0.24	0.45
2021	1.8	0.98	24.38	0.22	0.44
2022	1.4	0.47	20.49	0.10	0.29
среднее	2.0 ± 0.28	1.04 ± 0.28	23.7 ± 1.9	0.24 ± 0.06	0.46 ± 0.08

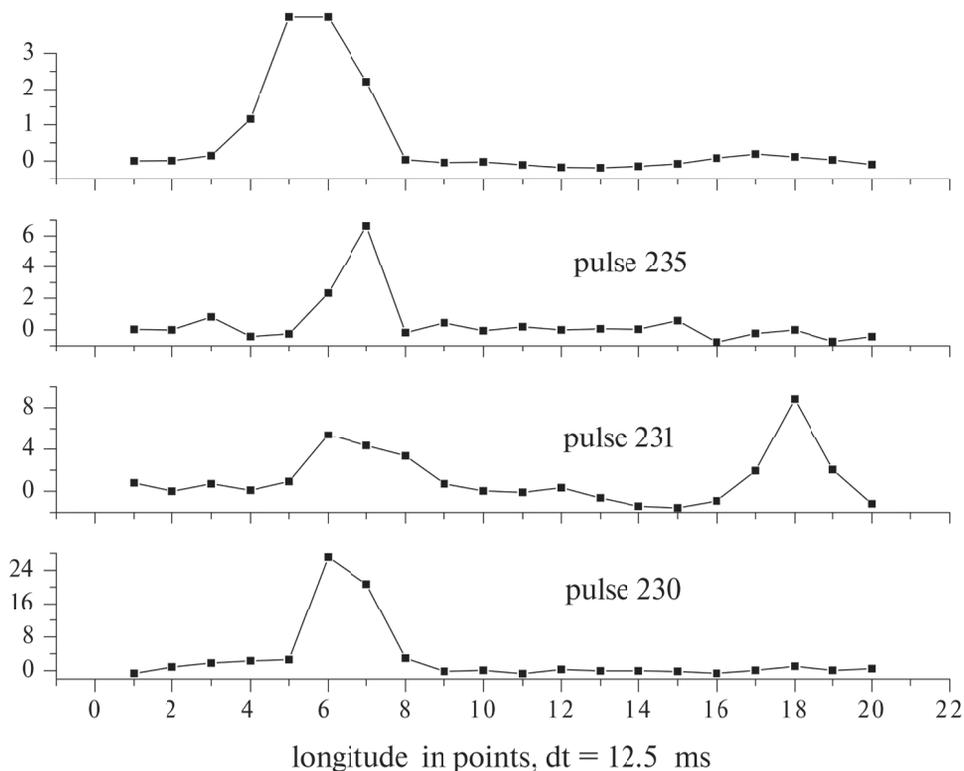


Рис. 3. Три индивидуальных импульса (снизу вверх) и средний за этот сеанс профиль (вверху). Макушка среднего профиля срезана (его амплитуда равна 10), чтобы лучше был виден IP. Ось y — амплитуда в относительных единицах, ось x — долгота в точках.

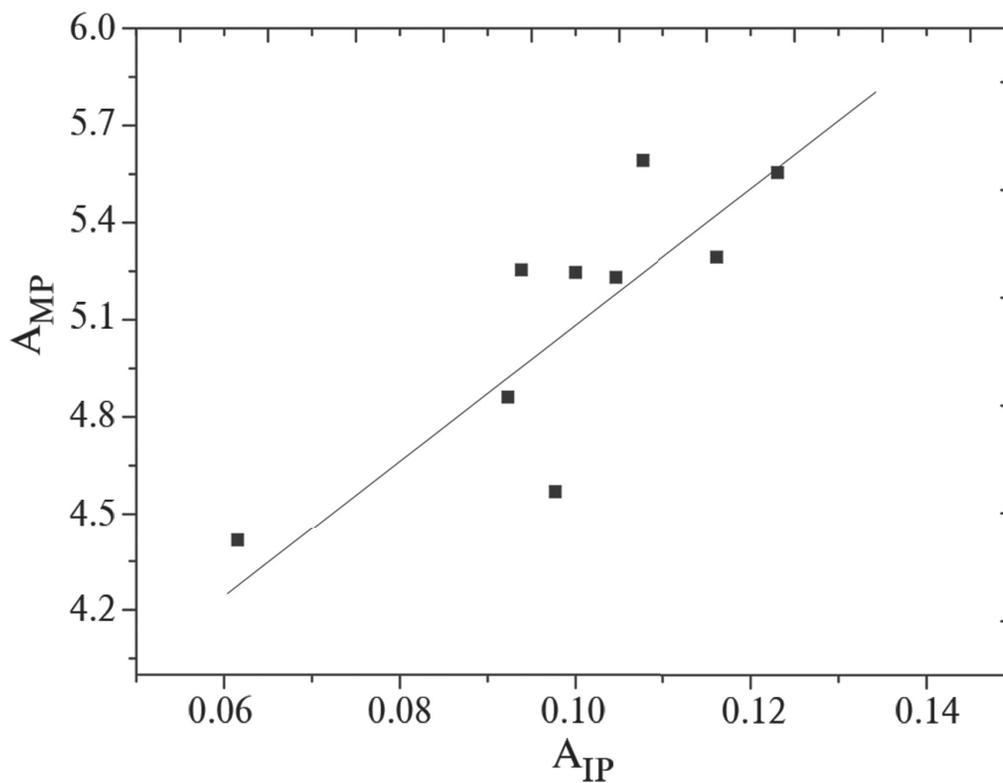


Рис. 4. Зависимость между амплитудами MR и IP по 9 годам наблюдений. Амплитуды даны в относительных единицах. Прямая соответствует подгонке методом наименьших квадратов.

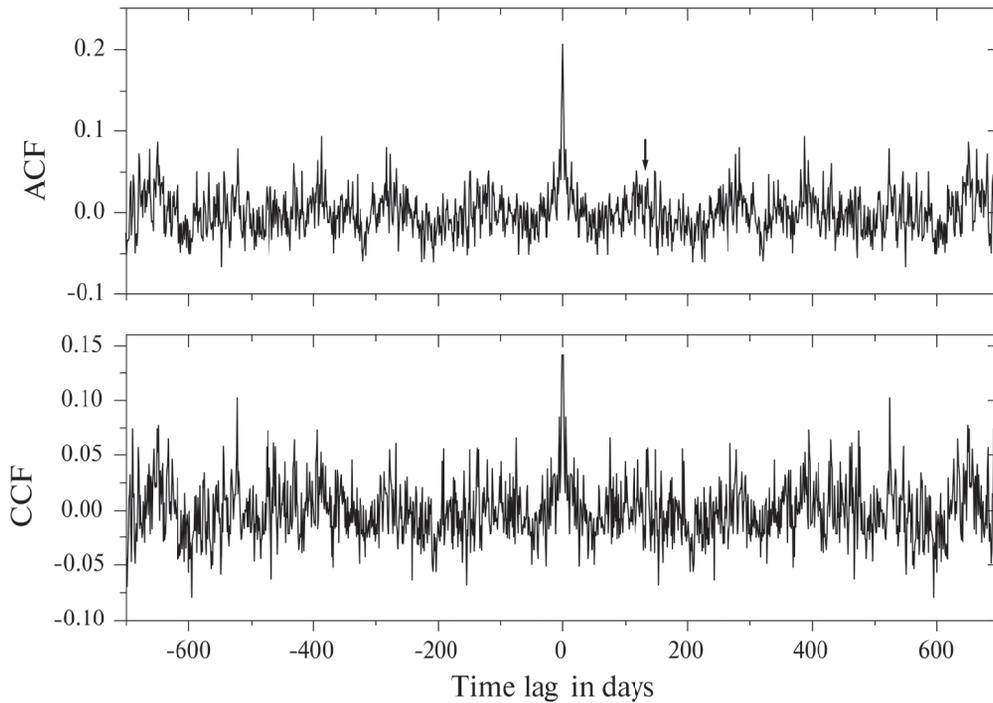


Рис. 5. Кросскорреляционная функция между амплитудами средних за сеанс профилей МР и ИР (нижняя панель), при нулевом сдвиге значение CCF (0.63 для $k = 0$) заменено на значение при $k = 1$; автокорреляционная функция от вариаций амплитуд МР (верхняя панель). Стрелкой отмечен сдвиг в 130 дней.

пульсара. При сдвиге на 1 день CCF ($k = 1$) равна 0.14, а ACF ($k = 1$) соответственно 0.21. Даже при сдвиге в 2 дня наблюдается значимая корреляция: CCF ($k = 2$) равна 0.09, а ACF ($k = 2$) равна 0.11. Характерное время декорреляции при сдвиге, на котором ACF падает в 2 раза, составляет $T_{\text{ref}} = 2$ дня. Кроме этого масштаба в 1–2 дня существует, по-видимому, медленная модуляция с масштабом порядка 130 дней, отмеченная стрелкой на рис. 5. Корреляция этих вариаций обусловлена рефракцией на более крупных масштабах.

3.3. Влияние межзвездной плазмы

При распространении излучения через неоднородности межзвездной плазмы эффекты мерцаний наиболее выражены на низких частотах. На метровых волнах мерцания являются насыщенными и реализуются как дифракционные, так и рефракционные мерцания. Характерные временные масштабы дифракционных мерцаний, $t_{\text{dif}} = s_{\text{dif}} / V_{\text{ef}}$, а рефракционных мерцаний $T_{\text{ref}} = s_{\text{ref}} / V_{\text{ef}}$. На частоте 110 МГц для дифракционных мерцаний это секунды и минуты, а для рефракционных мерцаний это могут быть дни, месяцы и годы. Здесь V_{ef} — скорость движения дифракционной картины относительно на-

блюдателя. Эта скорость складывается из трех компонентов:

$$V_{\text{ef}} = \frac{rV_{\text{psr}}}{(R-r)} + V_{\text{obs}} - \frac{RV_{\text{scr}}}{(R-r)}, \quad (4)$$

где V_{psr} , V_{obs} и V_{scr} — это скорости пульсара, Земли и экрана соответственно, R — расстояние от наблюдателя до пульсара, r — расстояние от наблюдателя до экрана. Расстояние до пульсара $R = 262 \pm 5$ пк, поперечная лучу зрения скорость $V_{\text{psr}} = 36.6 \pm 0.7$ км/с [18]. Скорость Земли порядка 30 км/с, V_{scr} около 10 км/с и ею можно пренебречь. На частоте 110 МГц мы имеем насыщенные мерцания, индекс модуляции вариаций интенсивности от сеанса к сеансу на долготе МР по нашим наблюдениям равен 0.985.

Дифракционные мерцания вызывают модуляцию интенсивности сигнала как по времени, так и по частоте. Временной масштаб модуляции по времени $t_{\text{dif}} > 200$ с [14] и мы его измерить не можем. В работе [21] было получено значение $t_{\text{dif}} = 28.8$ мин на частоте 154 МГц. Принимая частотную зависимость $t_{\text{dif}} \sim f^{2/(n-2)}$ и значение показателя спектра неоднородностей $n = 3$ [14], получим в пересчете на частоту

110 МГц значение $t_{\text{dif}} = 14.7$ мин, т. е. существенно больше времени нашего сеанса.

Для определения частотного масштаба мерцаний на долготгах максимумов МР и ИР мы анализировали накопленные за сеанс спектры (зависимости амплитуды от частоты) в 32-х каналах. Поскольку временной масштаб дифракционных мерцаний существенно больше времени одного сеанса, то мерцания по времени не окажет влияния на спектр. Такие спектры для трех сеансов наблюдений приведены на рис. 6. Видно, что спектры хорошо коррелируют, как по форме, так и по масштабу для МР и ИР. Характерный частотный масштаб мерцаний f_{dif} определяется обычно по сдвигу, при котором происходит падение амплитуды корреляционной функции в 2 раза. Частотный масштаб сильно меняется от сеанса к сеансу в широких пределах: так для MJD 56933 $f_{\text{dif}} = 230$ кГц, а для MJD 58880 $f_{\text{dif}} = 800$ кГц. Частотные масштабы одинаковы для МР и ИР.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На сильные вариации интенсивности излучения PSR B0950+08 в широком диапазоне временных масштабов указывалось во многих работах [8–10, 21, 22]. Мы наблюдаем сильные вариации амплитуды МР от сеанса к сеансу (временной интервал сутки и больше), индекс модуляции равен $m = 0.985$. В работе [21] с наблюдениями на частоте 154 МГц указали на сильную переменность плотности потока с индексом модуляции $m = 1.3$. Как мы показали, при усреднении за большой промежуток времени вариации амплитуд компонентов пульсара от года к году становятся небольшими, около 8% (табл. 1). Наблюдается существенная корреляция между усредненными за временной интервал 3.2 мин вариациями амплитуды МР и ИР и от года к году. В работе [1] из анализа поведения интенсивности излучения от импульса к импульсу (на временном интервале в 200 импульсов) на частоте 430 МГц была обнаружена корреляция между энергиями ИР и МР с коэффициентом 0.13–0.33 для разных выборок. Мы не обнаружили такую корреляцию при анализе амплитуд импульсов внутри одного сеанса.

Частотный дифракционный масштаб B0950+08 в наших наблюдениях сильно меняется от сеанса к сеансу ($t_{\text{dif}} > 3.2$ мин). На большие вариации дифракционных параметров близких пульсаров указывалось в работе [22] по долговременным наблюдениям на 327 МГц. B0950+08 не входил в этот список, однако вариации f_{dif} в 4–5 раз — обычное явление. Наблюдения близкого пульсара ($R = 270$ пк) B1133+16 на частоте 110 МГц показали также силь-

ные вариации дифракционных параметров [23]. Белл и др. [21] на частоте 154 МГц измерили $f_{\text{dif}} = 4.1$ МГц для B0950+08. Используя зависимость $f_{\text{dif}} \sim f^{-4.4}$ для Колмогоровского спектра, получим $f_{\text{dif}} = 930$ кГц, близкое к нашему значению. Измерение f_{dif} в работе [14] на частоте 112 МГц также хорошо согласуется с нашими данными. Мы впервые измерили частотный дифракционный масштаб на долготге интеримпульса и показали, что форма спектра и масштаб по частоте одинаковы для МР и ИР. Этот факт также может служить доводом в пользу излучения МР и ИР с одного полюса и, следовательно, малого угла между магнитным полем и осью вращения.

Высокая корреляция между амплитудами МР и ИР от сеанса к сеансу при нулевом сдвиге по времени обусловлена тремя причинами: мерцаниями, поляризацией и ионосферой. Разделить их сложно. Временной масштаб вариаций в 1–2 дня обусловлен в основном рефракционными мерцаниями, поскольку как поляризация, так и дифракционные мерцания не коррелируют ото дня ко дню. В работе [24] наблюдали рефракционные мерцания близких пульсаров на частоте 75 МГц, в том числе и PSR B0950+08. Авторы дают для него $T_{\text{ref}} = 3.2 \pm 1.4$ дня. Принимая зависимость $T_{\text{ref}} \sim f^{-2.2}$ и экстраполируя на частоту 110 МГц, получим $T_{\text{ref}} = 1.4$ дня или в пределах ошибок от 0.8 до 2 дней, что близко к полученному нами значению 1–2 дня. Для модели рассеяния на протяженной среде и Колмогоровского спектра неоднородностей без внутреннего масштаба используем для времени рефракции и индекса модуляции m_{ref} [25]:

$$T_{\text{ref}} = \frac{0.5}{V_{\text{ef}}} \times \left(\frac{cR}{\pi f_{\text{dif}}} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$$m_{\text{ref}} = 1.21 \times \left(\frac{f_{\text{dif}}}{2f} \right)^{0.17}. \quad (6)$$

Здесь $V = V_{\text{ef}}$ и для $r = R/2$ получаем $V_{\text{ef}} = V_{\text{psr}} + V_{\text{obs}}$ (ур-е (4)). Принимая среднее значение для $V_{\text{ef}} = 40$ км/с (V_{obs} существенно меняется со временем), $f_{\text{dif}} = 230$ кГц и 800 кГц, получим $T_{\text{ref}} = 4.7$ и 2.5 дня соответственно. Поскольку частотный дифракционный масштаб сильно меняется со временем, и мы не знаем его среднего значения на всем временном интервале наших наблюдений, то можно сказать, что предсказываемое моделью T_{ref} хорошо согласуется с полученным нами значением $T_{\text{ref}} = 1–2$ дня. Ожидаемые значения $m_{\text{ref}} = 0.42$ и 0.52 для $f_{\text{dif}} = 230$ кГц и 800 кГц соответственно.

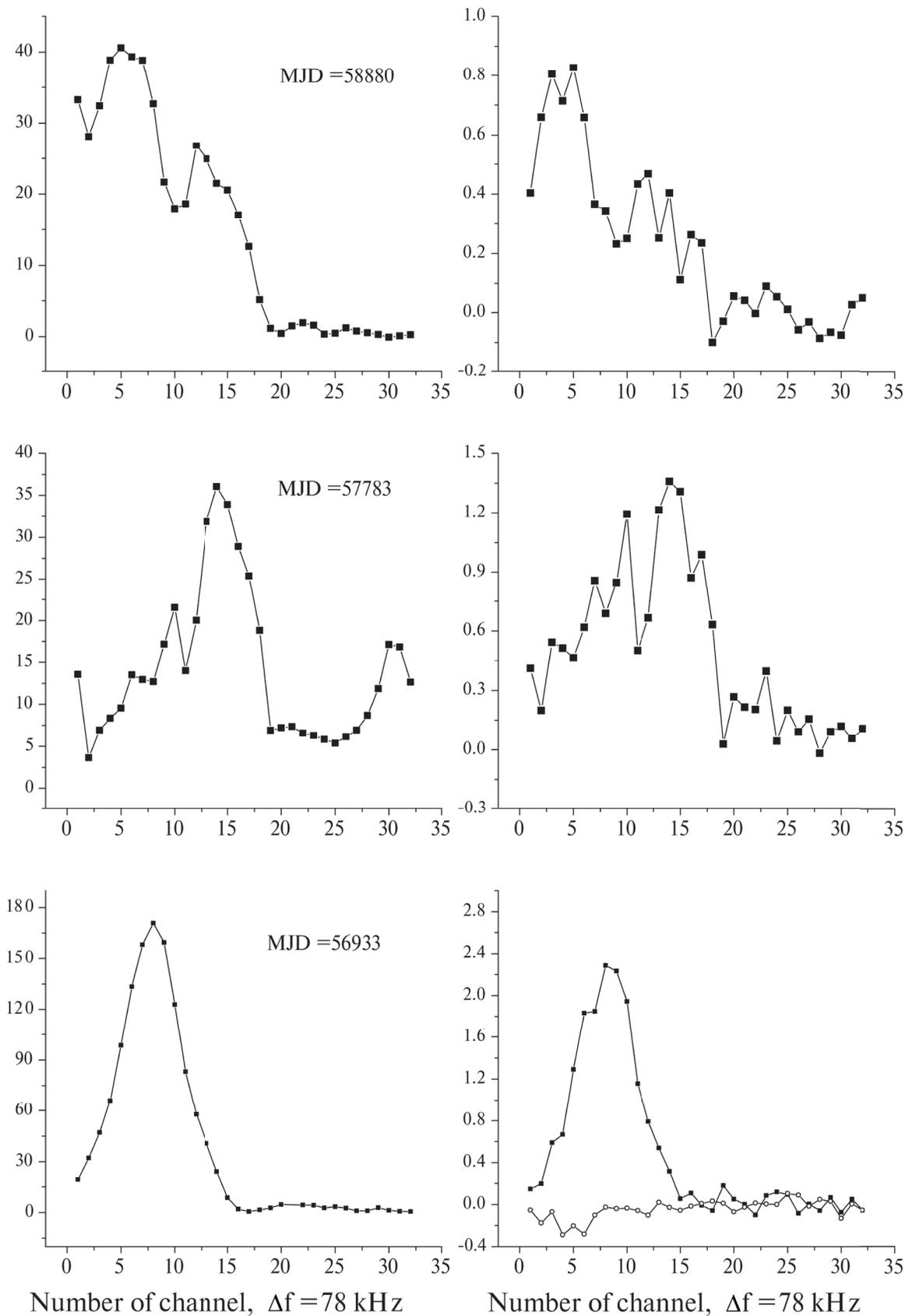


Рис. 6. Средние спектры за 3 сеанса наблюдений на долготах МР (слева) и ИР (справа). Амплитуды даны в относительных единицах. Для МJD 56933 на спектре ИР дополнительно приведен спектр шума (нижняя панель, справа).

Наш индекс модуляции $m = 1$ существенно больше предсказываемого моделью. Возможно, это связано с наличием еще одного рефракционного масштаба, который мы также связываем с рефракционными мерцаниями на крупных масштабах неоднородностей. Сам масштаб можно определить на сдвиге, равном $1/4$ расстояния между минимумами CCF (df) в центральной части на рис. 5. Он порядка 30 дней и пространственный масштаб диска рассеяния $s = T_{\text{ref}} \times V_{\text{ef}} = 10^{13}$ см.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа 9-летних ежедневных наблюдений получены следующие результаты.

Определены средние и относительные значения амплитуд компонентов среднего профиля PSR B0950+08 на частоте 110.3 МГц при усреднении профилей по годам: $A_{\text{MP}} = 23.7 \pm 1.9$ Ян, $A_{\text{IP}} = 0.46 \pm 0.08$ Ян, $A_{\text{M}} = 0.24 \pm 0.06$ Ян, $A_{\text{IP}} / A_{\text{MP}} = 2.0 \pm 0.28$ %, $A_{\text{M}} / A_{\text{MP}} = 1.04 \pm 0.28$ %; амплитуда IP может превышать амплитуду MP в отдельных импульсах, но это довольно редкое событие.

Наблюдаются сильные вариации амплитуды среднего профиля от сеанса к сеансу на масштабах от одних суток. Среднее значение амплитуды этих вариаций $A = 25$ Ян, индекс модуляции равен 1. Пиковые амплитуды достигают 240 Ян, при этом $S/N = 750$.

Обнаружена высокая корреляция (коэффициент корреляции равен 0.63) между вариациями амплитуды MP и IP как при усреднении профилей за 3.2 мин, так и при усреднении по годам. Эта корреляция обусловлена рефракционными мерцаниями. Корреляции вариаций амплитуды MP и IP по отдельным импульсам внутри сеанса наблюдений не обнаружено.

Впервые измерен частотный масштаб дифракционных мерцаний IP и показано, что форма спектра и масштаб одинаковы для MP и IP. Наблюдаются сильные вариации f_{dif} от сеанса к сеансу (звездные сутки между сеансами) в диапазоне 200–800 кГц.

Определен масштаб рефракционных мерцаний $T_{\text{ref}} = 1-2$ дня, обнаружены вариации амплитуды сигнала с периодом порядка 130 дней. Короткий масштаб согласуется с предсказанием для модели протяженной рассеивающей среды с Колмогоровским спектром неоднородностей. Второй масштаб, по-видимому, связан с рефракционными мерцаниями на крупных неоднородностях порядка 10^{13} см.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование проведено за счет гранта Российского Научного Фонда (РНФ) № 22-12-00236².

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Л. Б. Потаповой за помощь при оформлении статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *T. H. Hankins and J. M. Cordes*, 249, 241 (1981).
2. *T. E. Perry and A. G. Lyne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 212, 489 (1985).
3. *T. V. Smirnova and T. V. Shabanova*, Soviet Astron. 32(1), 61 (1988).
4. *A. G. Lyne and R. N. Manchester*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 234, 477 (1988).
5. *S. A. Suleimanova, Y. V. Volodin, and V. M. Malofeev*, Soviet Astron. 27(3), 322 (1983).
6. *D. C. Backer and J. M. Rankin*, Astrophys. J. Suppl. 42, 143 (1980).
7. *T. V. Smirnova*, Astron. Rep. 50(11), 915 (2006).
8. *T. V. Smirnova*, Astron. Rep. 56(6), 430 (2012).
9. *A. K. Singal and H. O. Vats*, Astron. J. 144(5), id. 155 (2012).
10. *M. Kuiack, R. A. M. J. Wijers, A. Rowlinson, A. Shulevski, F. Huijzinga, G. Molenaar, and P. Prasad*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 497(1), 846 (2020).
11. *J. W. Armstrong, B. J. Rickett, and S. R. Spangler*, 443, 209 (1995).
12. *V. I. Shishov and T. V. Smirnova*, Astron. Rep. 46(9), 731 (2002).
13. *T. V. Smirnova, V. I. Shishov, M. V. Popov, C. R. Gwinn, et al.*, 786(2), id. 115 (2014).
14. *T. V. Smirnova and V. I. Shishov*, Astron. Rep. 52(9), 736 (2008).
15. *S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, V. V. Oreshko, and S. V. Logvinenko*, Astron. Rep. 60(2), 220 (2016).
16. *S. A. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, and G. E. Tyul'basheva*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 517(1), 1112 (2022).
17. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, Astron. J. 129(4), 1993 (2005).
18. *S. E. Thorsett, W. F. Brisken, and W. M. Goss*, 573(2), L111 (2002).

² <https://rscf.ru/project/22-12-00236/>

19. *V. M. Malofeev, O. I. Malov, and N. V. Shchegoleva*, *Astron. Rep.* 44(7), 436 (2000).
20. *T. V. Shabanova and Yu. P. Shitov*, *Astron. and Astrophys.* 418, 203 (2004).
21. *M. E. Bell, T. Murphy, S. Johnston, D. L. Kaplan, et al.* *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 461(1), 908 (2016).
22. *N. D. R. Bhat, A. P. Rao, and Y. Gupta*, *Astrophys. J. Suppl.* 121(2), 483 (1999).
23. *М. В. Попов, Т. В. Смирнова*, *Астрон. журн.* 101, в печати (2024).
24. *Y. Gupta, B. J. Rickett, and W. A. Coles*, 403, 183 (1993).
25. *B. J. Rickett, W. A. Coles, and G. Bourgois*, *Astron. and Astrophys.* 134, 390 (1984).

VARIATIONS IN THE RADIATION INTENSITY OF THE PULSAR B0950+08: 9 YEARS OF MONITORING AT A FREQUENCY OF 110 MHz

T. V. Smirnova¹, M. O. Toropov², S. A. Tyul'bashev¹

¹*Lebedev Physical Institute, Astro space center, Pushchino radio astronomy observatory,
Pushchino, Moscow reg., Russia*

²*LLC TEK Inform, Moscow, Russia*

*E-mail: tania@prao.ru

The analysis of variations in the radiation intensity of the pulsar B0950+08 from 2014 to 2022 with scales from minutes to years was carried out. The observations were obtained in a round-the-clock daily survey conducted on the Large Phased Array (LPA) radio telescope. The high variability of radiation is shown not only from pulse to pulse, but also at scales greater than 3 min. The average value of the estimated amplitude of these variations in 3.2 minutes is 25 Jy, the modulation index is 1. The average relative amplitude of the interpulse (IP) is 2.00 ± 0.28 % of the main pulse. In individual pulses, the amplitude of the interpulse may exceed the amplitude of the main pulse (MP), but this is a rare event. Radiation is observed in almost the entire period of the pulsar. For the first time, the relative amplitude of radiation between the main pulse and the interpulse (radiation bridge) was measured. When averaging about 10 hours, it varies from 0.8% to 1.31% with an average value of 1.04 ± 0.28 %. A high correlation was found between MP and IP amplitude variations both when averaging profiles over 3.2 minutes and when averaging over years. This correlation is due to refractive interstellar scintillation. The frequency scale of IP diffraction interstellar scintillation was measured for the first time and it was shown that the spectral forms for IP and MP are well correlated and have the same frequency scale. There are strong variations in the frequency scale of scintillation f_{dif} from session to session (time interval from one day) on scales of 200–800 kHz. The refractive scale of scintillation for 1–2 days has been determined. A modulation of radiation with a characteristic scale of about 130 days was detected, which, apparently, is also associated with refractive scintillation.

Keywords: interstellar scintillation, variability, pulsars, B0950+08

МЕЖЗВЕЗДНЫЕ МЕРЦАНИЯ ИСТОЧНИКОВ V0821+394 И V1812+412 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ БСА ФИАН

© 2024 г. С. А. Тюльбашев^{1,*}, И. В. Чашей¹, И. А. Гришанова²,
Г. Э. Тюльбашева³, И. А. Субаев¹

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева, Астрокосмический центр,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Пушино, Московская обл., Россия

²Пушчинский филиал Российского биотехнологического университета, РОСБИОТЕХ,
Московская обл., Пушино, Россия

³Институт математических проблем биологии Российской академии наук (РАН),
филиал ИПМ им. М. В. Келдыша РАН, Московская обл., Пушино, Россия

*E-mail: serg@prao.ru

Поступила в редакцию 17.05.2024 г.

После доработки 29.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Проведен поиск долговременной переменности компактных компонентов радиоисточников V0821+394 и V1812+412 на интервале длительностью 10 лет. Для наблюдений использовался радиотелескоп БСА ФИАН с рабочей частотой 111 МГц. Характерные времена переменности для обоих источников по нашим оценкам составляют 1.5–2.5 года. Показано, что наблюдаемая переменность не связана с собственными вариациями потока излучения, а обусловлена рефракционными мерцаниями на неоднородностях межзвездной среды. Из полученных верхних оценок видимых угловых размеров источников следует, что основной вклад в рассеяние радиоизлучения вносит турбулентная плазма, сосредоточенная в достаточно тонких экранах, расстояние до которых не превосходит 300–400 пк.

Ключевые слова: компактные радиоисточники, межзвездные мерцания, межзвездное рассеяние

DOI: 10.31857/S0004629924080078 EDN: ISZRDR

1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые о низкочастотной переменности, наблюдаемой в компактных радиоисточниках, сообщил Ханстед в 1972 г. [1]. В наблюдениях, проходивших на частоте 408 МГц (длина волны 74 см), он обнаружил переменность, природа которой была неясна. В работе Ханстеда было отмечено, что поведение источников (изменчивость плотности потока) на низких частотах отличается от их поведения на высоких частотах.

Следом за Ханстедом ряд авторов [2–5] также провели поиск низкочастотной (80–408 МГц) переменности. В работе [2] было показано, что сильная переменность на частоте ~ 372 МГц в полной по выборке (~ 1500 источников) наблюдается очень редко — один источник из трехсот (0.33%), а переменность в целом показывают 1.5% источников в выборке. Похожий результат получен в работе [5] по наблюдениям на 151 МГц. В этой работе был проведен поиск переменности у источников, имеющих размеры порядка угловой минуты, и переменность обнаружена у 1.1% источников. Для выборки

заведомо компактных источников, отобранных на частоте 408 МГц [3], доля источников с переменностью возросла до 25%.

Наблюдаемая низкочастотная переменность поставила вопрос о ее природе. Если причины переменности внутренние, в источниках должен находиться компактный компонент (активное ядро галактики, АЯГ), плотность потока которого меняется на временных масштабах месяцы или годы. То есть этот компонент должен быть виден не только на низких (метровый диапазон), но и на высоких (дециметровый и сантиметровый диапазон) частотах. Стандартная модель адиабатически расширяющегося источника [6–9] показывает, что чем ниже частота наблюдений, тем меньше должна быть доля переменного потока. При этом предполагается коррелированность переменного потока, наблюдаемого на высокой и низкой частотах. Однако сравнение коррелированной переменности источников часто показывает, что связи переменности на высоких и низких частотах не наблюдается.

Наблюдаемая низкочастотная переменность АЯГ может быть связана с рефракционными мерцаниями на межзвездной среде [10, 11]. В этом случае корреляции низкочастотной и высокочастотной переменности не будет, но для появления межзвездных мерцаний источники должны иметь компоненты малых угловых размеров. Очень вероятно и смесь внутренней (собственной) и внешней (из-за межзвездной среды) причин переменности. Таким образом, выявление природы переменности, наблюдаемой на низких (< 400 МГц) частотах — это работа, требующая долговременных рядов наблюдений, точных измерений плотности потока и анализа наблюдений, проведенных на разных частотах.

В 2019 г. была сделана попытка поиска переменности на частоте 111 МГц (длина волны 2.7 м) для трех источников с плоскими спектрами [12], ранее наблюдавшихся методом межпланетных мерцаний в выборке из 48 источников [13]. Кривые блеска (зависимость плотности потока от времени), полученные на интервале 5 лет, показали вероятную переменность для всех источников. Однако, характерные масштабы переменности ($\sim 2 - 3$ года), сопоставимые с длительностью ряда наблюдений, не позволили провести анализ данных. В настоящей работе проведен анализ кривых блеска, полученных на интервале 10 лет.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Наблюдения проводились на радиотелескопе Большая синфазная антенна (БСА) Физического института им. П. Н. Лебедева (ФИАН). БСА ФИАН является меридианным инструментом, имеющим две независимые диаграммы направленности. Радиотелескоп БСА-1 предназначен для наблюдений отдельных радиоисточников с высоким частотно-временным разрешением. Диаграмма БСА-3 имеет 128 неуправляемых (стационарных) луча, имеющих фиксированные направления в плоскости меридиана и покрывающих склонения от -9° до $+55^\circ$. Центральная частота наблюдений 111 МГц, принимаемая полоса частот 2.5 МГц, время опроса точки 0.1 с. Мониторинговые наблюдения небесной сферы на БСА-3 с середины 2012 г. проводятся в ежедневном и круглосуточном режиме на 6-канальном приемнике с шириной канала 415 кГц. Размер диаграммы направленности антенны составляет примерно $0.5^\circ \times 1^\circ$. Время прохождения источника по половинной мощности занимает около 3.5 мин за день (за одну наблюдательную сессию). Мгновенное покрытие неба — 50 кв. град. (в 128 лучах), покрытие неба за сутки наблюдений составляет 17 000 кв. град.

Для контроля качества наблюдений 6 раз в сутки производится отключение антенны, а в антенно-фидерную систему подается калибровочный сигнал (калибровочная ступенька) известной температуры с помощью шумового генератора. Калибровочные ступеньки позволяют выравнивать сигналы в частотных каналах как на интервалах 4 часа (между двумя ступеньками), так и между ступеньками за весь срок наблюдений, если взять одну из ступенек за опорную. Так как температура ступеньки не изменяется со временем, можно выравнивать сигналы на интервалах годы.

Данные для поиска переменности от внегалактических радиоисточников брались из наблюдений на БСА-3. Подробно методика обработки наблюдений изложена в работе [12]. Здесь мы приводим основные шаги:

- вырезаем источник из мониторинговых данных и удаляем помехи. Если качество записи остается низким после удаления помех, исключаем запись из дальнейшей обработки;
- используем калибровочную ступеньку для выравнивания усиления;
- оцениваем интенсивность калибровочного и исследуемого источников в единицах температур;
- в полученной кривой блеска удаляем короткие по длительности помехи с помощью трехточечного медианного фильтра;
- усредняем интенсивности на полугодовом интервале (до этого шага исследуемые и калибровочные источники обрабатываются одинаково);
- предполагая, что плотность потока калибровочных источников не изменяется, а видимые отклонения на их кривых блеска связаны с физическим состоянием антенны, делим относительные интенсивности исследуемых источников на относительные интенсивности калибровочных источников и получаем окончательную кривую блеска;
- используя известные значения плотности потока калибровочных источников переводим интенсивности на кривых блеска с условных единиц интенсивности в янские.

Используя схему работы, описанную выше, мы получили кривые блеска на интервале 10 лет для источников V0821+394 (J0824+3916; 4C+39.23) и V1812+412 (J1814+4113; 4C+41.37). Эти источники имеют плоские спектры на высоких частотах и ранее исследовались на БСА методом межпланетных мерцаний в выборке источников с плоскими спектрами

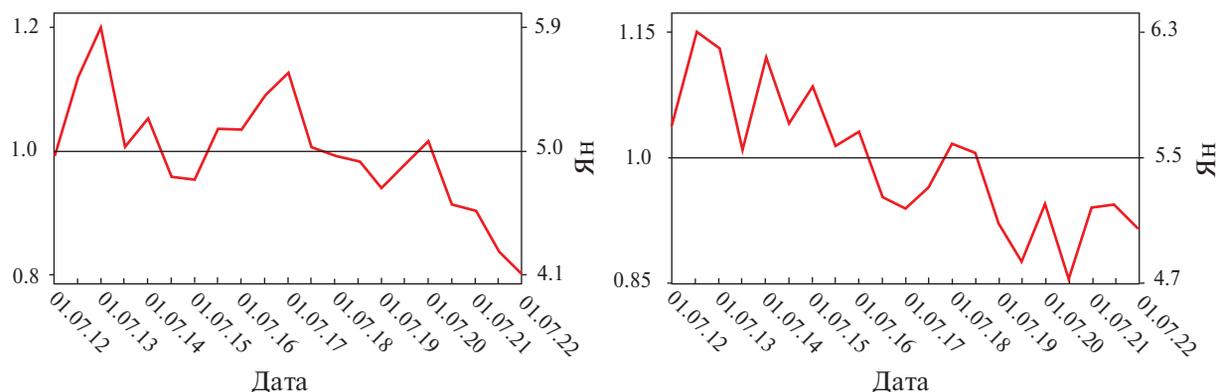


Рис. 1. Кривые блеска источников V0821+394 (слева) и V1812+412 (справа). Левая вертикальная ось на левой и правой панелях показывает интенсивность в долях от единицы (за единицу взято среднее значение интенсивности по всей кривой блеска), правая вертикальная ось показывает интегральную плотность потока источника в янских. На нижней горизонтальной оси размечено время в формате день, месяц, год. Шаг по времени между метками на горизонтальной оси составляет полгода.

(см. [13] и ссылки в ней). Все источники также характеризуются тем, что помимо компактного компонента на БСА определяется и их интегральная плотность потока, что позволяет определять долю энергии в компактном компоненте при известных угловых размерах. Полученные кривые блеска, отражающие интегральную плотность источников на полугодичных интервалах, приведены на рис. 1.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Временные масштабы переменности

На кривых блеска источников V0821+394 и V1812+412 видны перепады интенсивности $\sim 15-20\%$ от среднего значения. Согласно работе [12], ожидаемая точность оценок плотности потока при усреднении оценок интенсивностей за полгода достигает одного процента, поэтому все наблюдаемые перепады интенсивности должны определяться либо внутренней (собственной) переменностью, либо внешней (межзвездные мерцания) переменностью. Из рис. 1 видно, что характерные масштабы переменности интенсивности составляют 1.5–2.5 года. Интегральные плотности потоков $S_{int} = 5$ Ян и 5.5 Ян, минимальные и максимальные значения плотности потоков на кривой блеска составляют 4.1–5.9 и 4.7–6.3 Ян для V0821+394 и V1812+412 соответственно.

3.2. Температура и угловые размеры источников в случае собственной переменности

Если наблюдаемая переменность связана с изменениями в самом источнике, можно оценить его

температуру и угловые размеры. Угловые размеры определяются из линейных размеров источников (верхняя оценка размера связана с характерным масштабом переменности) и расстояния до источника (см., напр., базу данных NED¹). Плотности потоков компактных компонентов определены в работе [12]. Согласно формуле, приведенной в работе [14], яркостная температура определяется как

$$T_b = 5.44 \times 10^9 \times \left[\frac{S_c(1+z)}{\theta^2} \right] \text{К}, \quad (1)$$

где S_c — это плотность потока компактного радиоисточника в Янских, θ — размер источника в угловых миллисекундах (milliarc second, mas). Исходя из плотности потока компактного компонента $S_c = 0.5-1.0$ Ян [12], верхних оценок угловых размеров компонентов $\theta = 0.02$ и 0.015 mas (вычислены с помощью NED), красных смещений $z = 1.215$ и 1.564 для V0821+394 и V1812+412 соответственно, получим $T_b > 10^{13}$ К. Эта температура на порядок больше комптоновского предела 10^{12} К, поэтому собственная переменность источников кажется маловероятной.

3.3. Параметры источников в предположении рефракционных мерцаний

Излучение от компонентов внегалактического радиоисточника проходит через межзвездную среду в гало и в плоскости Галактики и рассеивается по пути. Таким образом, межзвездная среда определяет нам минимальные видимые угловые размеры источ-

¹ <https://ned.ipac.caltech.edu/>

ников. Согласно [11] можно определить эти минимальные размеры (угол рассеяния), как

$$\Theta \approx 8\lambda^2 (\operatorname{cosec} b)^{0.5} \text{ mas}, \quad (2)$$

где λ и b — это длина волны в метрах и галактическая широта, на которой виден источник. В нашем случае $\lambda = 2.7$ м, а галактические широты для В0821+394 и В1812+412 равны, соответственно, 34.714° и 23.841° . Оценки угла рассеяния составляют 77 mas и 92 mas (верхние оценки наблюдаемых размеров источников). Минимальное рассеяние для внегалактических радиоисточников должно наблюдаться в направлениях с минимумом поглощения в межзвездной среде. Так, минимальный угол рассеяния на частоте 111 МГц, согласно формуле (2), должен быть около 58 mas. Согласно измерениям угловых размеров пульсаров и квазаров, проведенных на частоте 102.5 МГц [15], минимальные зарегистрированные угловые размеры составили 60 mas. Таким образом, значения углов рассеяния, получаемых по формуле (2), и экспериментальные результаты, полученные для этих же частот на радиотелескопе БСА ФИАН, сходятся. Видимые угловые размеры обоих источников из-за неизбежного рассеяния в межзвездной среде, будут в сотни раз больше, чем оцененные из характерных масштабов переменности. Именно межзвездное рассеяние и ограничит предельное угловое разрешение внегалактических радиоисточников в метровом диапазоне длин волн.

Оценим, при каких угловых размерах режим межзвездных мерцаний будет слабым, а мерцания будут не насыщенными. Согласно работе [16, ф-ла (2.3)]:

$$\theta_{\text{weak}} \approx 8 \times 10^{-6} (L_{\text{kpc}} f_{\text{GHz}})^{-1/2} \text{ arcsec}, \quad (3)$$

где θ_{weak} — это угловой размер источника, разграничивающий режимы слабых и насыщенных мерцаний, L_{kpc} и f_{GHz} — расстояние до экрана (для оценок бралось значение 5 кпк) и частота наблюдений (0.111 ГГц). Угловой размер $\theta_{\text{weak}} \approx 0.01$ mas, что во много раз меньше диска рассеяния. Следовательно, если наблюдаемая переменность связана с межзвездными мерцаниями в режиме насыщения, то это будут рефракционные мерцания.

Можно оценить также долю энергии, излучаемую компактным компонентом. Она определяется видимым индексом мерцаний источников,

$$m = \frac{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle}{\langle I \rangle}, \quad (4)$$

где I — интенсивность в условных единицах. Индексы мерцаний $m = 0.26$ (В0821+394) и $m = 0.29$ (В1812+412) примерно равны. Так как источники компактные, теоретическое значение индекса мерцаний m_0 , отнесенное к компактному компоненту, будет равно $m_0 = 1$, и в этом случае видимое значение m непосредственно определяет долю энергии мерцающего компонента. Следовательно, энергия в компактном (мерцающем на межзвездной плазме) компоненте будет равна $S_c = 1.3$ Ян и 1.6 Ян для В0821+394 и В1812+412.

Исходя из того, что наблюдаемая переменность связана с рефракционными мерцаниями, можно оценить видимые угловые размеры источников [17]:

$$\frac{L_0}{v} = 1.7\tau \frac{\sin b}{\theta_m}, \quad (5)$$

где L_0 — это половина толщины просвечиваемого слоя в парсеках в сторону Галактического полюса, v — скорость в км/с, τ — характерное время переменности в днях, θ_m — измеряемый угловой размер в единицах mas. Пусть $L_0 = 5000$ пк (то есть рассматриваем случай толстой статистически однородной среды, когда излучение проходит сквозь гало и часть галактической плоскости), $v = 50$ км/с, $\tau = 730$ дней (2 года = $365 \times 2 = 730$). Тогда получаем оценку углового размера $\theta_m \approx 6$ mas для обоих источников. Так как угол рассеяния, связанный с межзвездной средой и оцененный по формуле (2) на порядок больше (см. выше), наблюдаемая переменность не может быть связана с толстой средой.

Естественное объяснение различий в оценках угла рассеяния состоит в том, что основная модуляция излучения происходит в тонком экране, расположенном достаточно близко к Солнцу. Существование таких экранов в межзвездной среде было показано, например, в работах [18, 19] на основе анализа данных измерений пульсаров. В рассмотренных в настоящей работе случаях, если расстояние до экрана 500 пк, рассеяние на турбулентности в экране будет приводить к видимым угловым размерам, равным примерно 60 mas. Если исходить из оценок углов рассеяния, то есть минимально возможных видимых угловых размеров, равных 77 mas и 92 mas (для В0821+394 и В1812+412 соответственно), расстояние до экранов будет 390 пк и 325 пк. Оцененное расстояние до экранов — это верхний предел, тогда как реальные экраны могут быть расположены еще ближе.

Рассеяние в межзвездной среде определяет нам видимые угловые размеры источников и в то же время ограничивает видимые температуры. Учитыв-

вая рассеяние, можно оценить действительную температуру источников, и даже выявить их структуру при наличии многочастотных РСДБ наблюдений (см., напр., [20]). Однако, для получения оценок температур по наблюдениям на БСА требуются оценки угловых размеров источников из РСДБ наблюдений, проведенных на частоте 111 МГц.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оба источника имеют многочисленные РСДБ наблюдения. Источник V0821+394 входит в выборку источников, наблюдаемых в проекте MOJAVE² [21]. В опубликованной кривой блеска видно, что на частоте 15 ГГц плотность потока колеблется вблизи $S_c = 1$ Ян, что очень близко к приведенному в параграфе выше среднему на интервале 10 лет значению $S_c = 1.3$ Ян. Согласно анализу, проведенному в работе [12], основная плотность потока определяется компонентом, имеющим угловой размер 1–2 mas, при общем размере источника 5 mas на частоте 15 ГГц [21]. То есть, спектр компактного компонента V0821+394 остается плоским в широком диапазоне длин волн. Согласно РСДБ наблюдениям V1812+412 на 5 ГГц [22], основная энергия исходит из компонента размером 0.3×0.4 mas при общей длине источника 10 mas.

Размеры компактных компонентов источников V0821+394 и V1812+412 таковы, что рассеяние этих компонентов на межзвездной среде должно наблюдаться как для случая толстой среды, так и для случая тонкого экрана. Детали, определяющие основную плотность потока источников, разрешены в РСДБ наблюдениях. Поэтому наблюдаемые вариации интенсивности не могут быть связаны с собственной переменностью. Напомним, что для случая собственной переменности детали должны быть меньше 0.02 mas.

Таким образом, рефракционные межзвездные мерцания позволяют определить угловой размер источника, если в направлении источника есть тонкий экран и расстояние до экрана известно, либо дать оценку расстояния до экрана, если наблюдаемую переменность можно связать с межзвездными мерцаниями, а видимые угловые размеры источника известны. Случайно совпало, что разрешение методов межзвездных мерцаний (в настоящей работе) и межпланетных мерцаний [15] при наблюдениях на БСА ФИАН близки. Толстый экран можно, по-видимому, исключить из рассмотрения для всех или

почти всех направлений на небе. Межзвездные мерцания, вероятно, связаны с турбулентностью, сосредоточенной в достаточно тонких экранах. Тонкие экраны могут располагаться в разных направлениях на разных расстояниях, и эти расстояния можно оценить, взяв видимые угловые размеры источников, определенные по межпланетным мерцаниям или с помощью РСДБ методов.

Помимо нескольких «волн переменности» на рис. 1 для обоих источников виден тренд уменьшения плотности потока со временем. Минимальное характерное время переменности по этому тренду составляет 10 лет. Если наблюдаемое падение плотности потока связано с рефракционными мерцаниями, то это может говорить еще об одном тонком экране, располагающемся на расстоянии, не превышающем 100 пк.

В заключение отметим главные результаты:

- наблюдения на интервале 10 лет позволили надежно определить долговременную переменность V0821+394 и V1812+412;
- сделанные выше оценки углов рассеяния показывают, что наблюдаемая переменность с характерными временами 1.5–2.5 года связана с межзвездными рефракционными мерцаниями на тонких экранах, расстояние до которых не превышает 400 пк.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность антенной группе БСА за постоянную поддержку работы радиотелескопа в режиме мониторинга и Л. Б. Потоповой за помощь при оформлении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. W. Hunstead, *Astrophys. Letters* 12, 193 (1972).
2. W. D. Cotton, *Astrophys. J. Suppl.* 32, 467 (1976).
3. C. Fanti, R. Fanti, A. Ficarra, F. Mantovani, L. Padrielli, and K. W. Weiler, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 45, 61 (1981).
4. O. B. Slee, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 235, 1313 (1988).
5. M. M. McGilchrist and J. M. Riley, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 246, 123 (1990).
6. I. S. Shklovsky, *Nature* 206, 176 (1965).
7. H. van der Laan, *Nature* 211, 1131 (1966).
8. A. P. Marscher and W. K. Gear, 298, 114 (1985).
9. K. J. Mitchell, B. Dennison, J. J. Condon, D. R. Altschuler, H. E. Payne, S. L. O'Dell, and J. J. Broderick, *Astrophys. J. Suppl.* 93, 441 (1994).

²<https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/sample.html>

10. *N. Ya. Shapirovskaya*, *Soviet Astron.* 22, 544 (1978).
11. *B. J. Rickett*, 307, 564 (1986).
12. *S. A. Tyul'bashev*, *P. Yu. Golysheva*, *V. S. Tyul'bashev*, and *I. A. Subaev*, *Astron. Rep.* 63(11), 920 (2019).
13. *S. A. Tyul'Bashev* and *P. Augusto*, *Astron. and Astrophys.* 439(3), 963 (2005).
14. *Y. Y. Kovalev*, *K. I. Kellermann*, *M. L. Lister*, *D. C. Homan*, *et al.*, *Astran. J.* 130(6), 2473 (2005).
15. *V. S. Artyukh* and *T. V. Smirnova*, *Soviet Astron. Letters* 15(5), 344 (1989).
16. *B. J. Rickett*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 28, 561 (1990).
17. *F. Mantovani*, *R. Fanti*, *L. Gregorini*, *L. Padrielli*, and *S. Spangler*, *Astron. and Astrophys.* 233, 535 (1990).
18. *T. V. Smirnova*, *V. I. Shishov*, *M. V. Popov*, *C. R. Gwinn*, *et al.*, 786(2), id. 115 (2014).
19. *V. I. Shishov*, *T. V. Smirnova*, *C. R. Gwinn*, *A. S. Andrianov*, *M. V. Popov*, *A. G. Rudnitskiy*, and *V. A. Soglasnov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 468(3), 3709 (2017).
20. *S. V. Pilipenko*, *Y. Y. Kovalev*, *A. S. Andrianov*, *U. Bach*, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 474(3), 3523 (2018).
21. *M. L. Lister*, *M. F. Aller*, *H. D. Aller*, *D. C. Homan*, *et al.*, *Astron. J.* 146(5), id. 120 (2013).
22. *D. R. Henstock*, *I. W. A. Browne*, *P. N. Wilkinson*, *G. B. Taylor*, *R. C. Vermeulen*, *T. J. Pearson*, and *A. C. S. Readhead*, *Astrophys. J. Suppl.* 100, 1 (1995).

INTERSTELLAR SCINTILLATION OF SOURCES B0821+394 AND B1812+412 ACCORDING TO OBSERVATIONS ON THE LPA LPI RADIO TELESCOPE

S. A. Tyul'bashev^{1,*}, **I. V. Chashei¹**,
I. A. Grishanova², **G. E. Tyul'basheva³**,
I. A. Subaev¹

¹*Lebedev Physical Institute, Astrospace center, Pushchino radio astronomy observatory,
Pushchino, Moscow region, Russia*

²*Pushchino brunch of Russian Biotechnological University (Rosbiotech), Pushchino, Moscow region, Russia*

³*Institute of Mathematical Problems of Biology RAS (IMPB RAS) brunch of Keldysh
Institute of Applied Mathematics of Russian Academy of Sciences, Pushchino, Moscow region, Russia*

*E-mail: serg@prao.ru

The search for long-term variability of compact components of radio sources B0821+394 and B1812+412 over an interval of 10 years was carried out. The LPA LPI radio telescope with an operating frequency of 111 MHz was used for observations. According to our estimates, the characteristic time of variability for both sources is 1.5–2.5 years. It is shown that the observed variability is not related to intrinsic variations in the radiation flux, but is due to refractive scintillation on inhomogeneities of the interstellar medium. From the obtained upper estimates of the apparent angular dimensions of the sources, it follows that the main contribution to the scattering of radio emission is made by turbulent plasma concentrated in sufficiently thin screens, the distance to which does not exceed 300–400 pc.

Keywords: compact radio sources; interstellar scintillation; interstellar scattering

НЕТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ ОКИСИ АЗОТА ПРИ ВЫСЫПАНИИ АВРОРАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЕРХНИЕ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТ ЗЕМНОГО ТИПА

© 2024 г. В. И. Шематович^{1,*}, Д. В. Бисикало^{2,1}, Г. Н. Цуриков¹, А. Г. Жилкин¹

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Национальный центр физики и математики, Саров, Россия

*E-mail: shematov@inasan.ru

Поступила в редакцию 22.03.2024 г.

После доработки 04.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Окись азота является потенциальным биомаркером в N_2 - O_2 атмосферах экзопланет земного типа, который можно обнаружить с помощью космических миссий, в том числе с помощью планируемой к запуску российской обсерватории Спектр-УФ. Из наблюдений термосферы Земли в полярных областях известно, что важными источниками формирования данной молекулы являются высокоэнергетические высыпания электронов в атмосферу планеты, а также сопровождающие их нетепловые процессы. В работе исследуются нетепловые процессы образования окиси азота в полярных регионах верхней атмосферы Земли, а также атмосферах экзопланет, находящихся в зоне потенциальной обитаемости у активных звезд. Для этого разработаны численная кинетическая модель Монте-Карло взаимодействия высокоэнергичных электронов с атмосферным газом; кинетическая модель Монте-Карло взаимодействия надтепловых атомов $N(^4S)$, образующихся в результате диссоциации молекул N_2 электронным ударом, с окружающим газом; а также модель химии нечетного азота с молекулярной и турбулентной диффузией. По результатам расчетов подтверждено, что процесс диссоциации N_2 электронным ударом при взаимодействии звездного ветра с атмосферой планеты является важным источником надтепловых атомов N , которые способствуют значительному увеличению нетеплового образования NO в N_2 - O_2 атмосферах планет земного типа (как локально, в случае наличия собственного магнитного поля у планеты, так и по всей поверхности планеты, в случае его отсутствия). Повышение концентрации NO во время вспышек увеличивает наши шансы обнаружить биомаркер NO в атмосферах экзопланет, находящихся в зоне потенциальной обитаемости у активных звезд.

Ключевые слова: экзопланеты земного типа, авроральные явления, кинетическое моделирование, атмосферные биомаркеры

DOI: 10.31857/S0004629924080086 EDN: ISYBFC

1. ВВЕДЕНИЕ

Молекулы N_2 и O_2 являются основными компонентами атмосферы Земли. Их наличие в атмосфере может свидетельствовать о существовании тектонической и биологической активностей на планете и не имеет аналогов во всей Солнечной системе. В последнее время широко обсуждаются различные источники образования N_2 - O_2 доминантных атмосфер, их устойчивость к ультрафиолетовому и рентгеновскому потокам излучения родительской звезды, а также различные этапы их эволюции (см., например, работы [1–4]). В частности, в работах [1, 2] показано, что наличие N_2 - O_2 атмосферы на Земле может являться прямым индикатором аэробных форм жизни. Дело в том, что поддержание парциального давления

N_2 и O_2 на современном уровне было бы невозможно без существенного поступления данных молекул в атмосферу в результате процессов с участием бактерий. Например, в качестве таких процессов обычно рассматривают процессы нитрификации, денитрификации и анаэробного окисления азота. В первом случае бактерии (например, *Nitrosomonas*), используя аммоний, NH_4^+ , и аммиак, NH_3 , как источник энергии, окисляют NH_4^+ , NH_3 до нитрита NO_2^- . В то же время другие бактерии (например, *Nitrobacter*) преобразуют образованный ранее нитрит, NO_2^- , в нитрат NO_3^- . Процесс денитрификации, в свою очередь, заключается в том, что бактерии (*Paracoccus denitrificans*) преобразуют нитрат NO_3^- в молекулярный азот, N_2 , который уже непосредственно поступает в атмосферу. Еще один биологический процесс

поставки N_2 в атмосферу — «анаммокс» — анаэробное окисление аммония NH_4^+ нитритом NO_2^- , которое приводит к образованию $N_2 + H_2O$ [1].

Таким образом, обнаружение N_2 - O_2 атмосферы на экзопланете, находящейся в зоне потенциальной обитаемости у своей родительской звезды, может являться важным признаком наличия на ней биологической активности [1, 2].

Поиск N_2 - O_2 доминантных атмосфер экзопланет, в свою очередь, является сложной наблюдательной задачей. Отдельное обнаружение молекул N_2 и O_2 может являться ложным признаком биологической активности на планете, так как данные молекулы могут эффективно образовываться абиотическим путем: N_2 — при фото-диссоциации NH_3 , который может испаряться с приповерхностного H_2O - NH_3 океана (как, например, в атмосфере Титана) [5]; O_2 — при фото-диссоциации H_2O во время образования первичной плотной паровой атмосферы планеты [6]. При этом существует всего несколько молекул, образующихся в N_2 - O_2 атмосфере и являющихся потенциальными биомаркерами, которые можно зарегистрировать с помощью инструментов на существующих и планируемых космических миссиях. К ним относятся молекулы N_2O , NO_2 , NO и N_2 - O_2 димеры. Так, в [7, 8] были даны теоретические оценки для регистрации N_2 - O_2 димера и молекулы N_2O , соответственно, с помощью космического телескопа им. Джеймса Уэбба. В частности, в работе [8] было показано, что регистрация N_2O возможна на экзопланете TRAPPIST-1e только при достаточно высоком темпе поступления данной молекулы в атмосферу в результате неполного процесса денитрификации.

Ранее, в [9, 10] были приведены оценки возможности обнаружения радикала NO в атмосферах экзопланет земного типа с помощью планируемой к запуску обсерватории Спектр-УФ. В этих работах показано, что регистрация пропускания света в спектральных линиях NO в ближнем УФ диапазоне возможна в атмосферах типичных экзопланет земного типа (супер-земель и суб-нептунов), находящихся в зоне потенциальной обитаемости у активных родительских звезд. Одним из важнейших условий надежной регистрации данного сигнала является высокое содержание концентрации окиси азота в верхней атмосфере экзопланеты. Из спутниковых наблюдений атмосферы Земли известно [11, 12] несколько важных источников образования NO в верхних атмосферах планет земного типа:

1. Излучение звезды в мягком рентгеновском диапазоне, поглощаемое атмосферным газом и сопровождающееся образованием высокоэнергетических

фотоэлектронов, которые, в свою очередь, влияют на последующее образование NO в экваториальных областях [13].

2. Высыпание высокоэнергичных электронов (с энергиями 1–10 кэВ) в полярных областях, которое приводит к диссоциации N_2 электронным ударом. Дальнейшая реакция продуктов этой диссоциации — тепловых атомов азота в основном и метастабильном состояниях $N(^4S, ^2D)$ — с молекулами O_2 приводит к образованию окиси азота [14]. Наблюдения атмосферы Земли показывают, что максимум концентрации NO в этом случае достигается на высотах 106–110 км [11, 12]. При этом во время сильной геомагнитной активности возможен перенос данной молекулы даже на средние широты [12, 15–16].

Отметим, что:

- при диссоциации N_2 электронным ударом также образуются надтепловые атомы азота $N_n(^4S)$, являющиеся важным дополнительным источником NO в верхних слоях атмосферы [17–21];
- высыпание электронов может также приводить к увеличению Джоулева нагрева в верхней атмосфере, влияющего на образование окиси азота [22, 23]: за счет дополнительного нагрева повышается скорость чувствительной к температуре реакции $N(^4S) + O_2 \rightarrow NO + O$. Джоулев нагрев также способствует формированию вертикального потока, переносящего NO в более высокие слои атмосферы [23].

Таким образом, процессы, связанные с взаимодействием звездного ветра с атмосферой планеты земного типа, сопровождающиеся высыпанием электронов, могут способствовать увеличению концентрации NO в верхней атмосфере. Это, в свою очередь, может увеличить вероятность обнаружения данной молекулы, в особенности на экзопланетах в зоне потенциальной обитаемости у более активных, чем Солнце, звезд. Для проверки данной гипотезы, первоначально, нами была модифицирована кинетическая модель Монте-Карло (КММК) высыпания высокоэнергичных авроральных электронов в полярную атмосферу Земли [24]. Вообще, хорошо известно, что модели расчета процессов высыпания авроральных электронов методом Монте-Карло [25–27] являются эффективным подходом к изучению авроральных событий. Эти модели основаны на стохастическом отслеживании многочисленных модельных частиц, которые представляют собой высыпающиеся электроны высокой энергии. В нашем недавнем исследовании [24] такая стохастическая модель была использована для исследования диссо-

циации атмосферного N_2 при их соударении с электронами высокой энергии, приводящими к образованию надтепловых атомов азота. Используя результаты данной модели — функции распределения образовавшихся надтепловых атомов азота по кинетической энергии, мы также построили модель КММК, описывающую кинетику и перенос данных надтепловых атомов N в полярных областях атмосферы Земли [28]. Данная модель была основана на предыдущих наших работах [29, 30].

Основной целью данной работы является оценка влияния высыпаний энергичных электронов и нетепловых процессов, индуцированных этими высыпаниями, в образование окиси азота в атмосфере Земли и планет земного типа у активных родительских звезд. Для этого используются упомянутые модели КММК взаимодействия высокоэнергичных электронов [24] и надтепловых атомов $N(^4S)$ [28] с окружающим атмосферным газом. А также разработана модель химии нечетного азота с молекулярной и турбулентной диффузией, позволяющая моделировать высотные профили NO в верхних атмосферах планет земного типа.

Статья организована следующим образом. В Разделе 2 приводится описание разработанных моделей в соответствии с порядком рассмотрения физических процессов, возникающих при высыпании высокоэнергичных электронов в полярных областях верхней атмосферы планеты. Так, в Разделе 2.1 описана кинетическая модель Монте-Карло, позволяющая моделировать столкновения высыпающихся электронов с окружающим атмосферным газом. Данная модель необходима для последующего расчета основных процессов химии нечетного азота: ионизации, диссоциации, диссоциативной ионизации молекул N_2 электронным ударом. Кинетика и перенос надтепловых атомов $N_h(^4S)$ в атмосфере, которые также образуются при диссоциации N_2 электронным ударом, описываются с помощью аналогичной модели КММК. Подробности данной модели изложены в Разделе 2.2. Наконец, в Разделе 2.3 описана модель химии нечетного азота в верхней атмосфере планеты, включающая молекулярную и турбулентную диффузию. Данная модель использует результаты расчетов по упомянутым ранее моделям. С ее помощью можно рассчитать высотные профили таких атмосферных составляющих, как NO , $N(^4S, ^2D)$, и определить изменение этих профилей для различных потоков энергии высыпающихся электронов.

В Разделе 3, в свою очередь, показаны основные результаты, полученные с помощью разработанных моделей. Последовательность изложения материала здесь также соответствует порядку рассмотрения

физических процессов при высыпании электронов в атмосферу планеты. Разделы 3.1–3.3 и частично Раздел 3.4 посвящены моделированию этих процессов в атмосфере Земли и сравнению результатов этого моделирования с результатами других авторов и реальными наблюдениями. Так, в Разделе 3.1 описаны условия в атмосфере Земли, для которых проводятся расчеты. В том числе, приведены высотные распределения нейтралов, ионов и электронов в атмосфере Земли, а также распределения температур этих компонентов. В Разделе 3.2 представлены результаты расчетов: (а) кинетики и переноса высыпающихся высокоэнергичных электронов в верхней атмосфере Земли (энергетические спектры потоков энергии электронов); (б) скоростей ионизации, диссоциации, диссоциативной ионизации молекул N_2 электронным ударом; (в) скорости образования надтепловых атомов азота $N_h(^4S)$ и их энергетических спектров.

В Разделе 3.3, в свою очередь, показаны результаты моделирования кинетики и переноса надтепловых атомов азота $N_h(^4S)$ в полярных областях верхней атмосферы Земли. Также приводятся частоты реакции $N_h(^4S) + O_2 \rightarrow NO + O$ — нетеплового канала образования окиси азота. Наконец, в Разделе 3.4 представлены результаты расчетов высотных профилей молекулы NO для теплового и нетеплового каналов образования данной молекулы. В первом случае (тепловой канал образования NO) полученные результаты сравниваются с результатами других моделей и наблюдениями для атмосферы Земли. Во втором случае (нетепловой канал образования NO) результаты получены из предположений, что экзопланета земного типа находится в зоне потенциальной обитаемости у более активной звезды, чем Солнце. Тем самым предполагается, что потоки высыпающихся электронов в атмосфере являются более частыми и сильными, чем для Земли. Исходя из тех же предположений, в Разделе 3.5 проведены расчеты теплового и нетеплового образования NO для разных потоков энергии высыпающихся электронов — от 1 до 100 эрг $cm^{-2} s^{-1}$.

Основные выводы работы представлены в Разделе 4.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

2.1. Кинетическая модель Монте-Карло высыпания электронов

Для того, чтобы оценить вклад нетепловых процессов в химию нечетного азота, необходимо первоначально рассчитать сами источники данных процессов, то есть построить модель высыпания

высокоэнергичных электронов в верхнюю N_2 - O_2 атмосферу планеты. Основными выходами данной модели являются энергетические спектры высыпавшихся электронов в разных слоях атмосферы, а также высотные профили потоков энергии данных электронов. Рассмотрим процесс высыпания на примере атмосферы Земли: энергичные электроны магнитосферного происхождения переносятся в полярные области термосферы и теряют свою кинетическую энергию, E , в упругих, неупругих и ионизационных столкновениях с окружающим атмосферным газом в переходной области между термосферой и экзосферой:

$$e(E) + X \rightarrow \begin{cases} e(E') + X \\ e(E') + X^* \\ e(E') + X^+ + e(E_s) \end{cases} \quad (1)$$

где E и $E' < E$ — кинетические энергии первичного электрона до и после столкновения; $X=O_2, O, N_2$; X^* и X^+ атмосферные частицы в основном, возбужденном и ионизованном состояниях; E_s — энергия вторичного электрона, образующегося в ходе столкновения и последующей ионизации. Высыпавшиеся электроны вызывают образование эмиссионных спектральных линий за счет возбуждения частиц электронным ударом, ионизации и за счет диссоциативного возбуждения частиц. Полный перечень данных процессов представлен в [24]. Сечения для электронного удара с молекулами N_2, O_2, O были взяты из работ [31–34]. Для парциальных сечений ионизации были использованы аппроксимационные формулы из [35] и [36].

Кинетика и перенос электронов в рассматриваемой переходной области описывается кинетическим уравнением Больцмана [24]:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f_e + \mathbf{s} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_e &= Q_{e, \text{aur}}(\mathbf{v}) + \\ + Q_{e, \text{sec}}(\mathbf{v}) + \sum_{m=O, O_2, N_2} J(f_e, f_m) \end{aligned} \quad (2)$$

где $f_e(r, \mathbf{v})$, и $f_m(r, \mathbf{v})$ являются функциями распределения по скоростям \mathbf{v} для электронов и компонентов окружающего атмосферного газа в точке пространства r , соответственно. Перенос электронов в гравитационном и/или магнитном полях планеты \mathbf{s} описывается в левой части уравнения. Это силовое поле может быть выражено, как $\mathbf{s} = \mathbf{g} + e / m_e [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$,

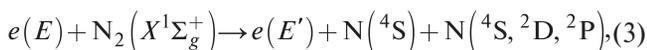
где \mathbf{g} — ускорение силы тяжести, e и m_e — заряд электрона и его масса, \mathbf{B} — индукция магнитного поля. В правой части кинетического уравнения член $Q_{e, \text{aur}}$ задает энергетический спектр высыпавшегося на верхней границе (700 км для атмосферы Земли) потока авроральных электронов из магнитосферы, член $Q_{e, \text{sec}}$ описывает скорость образования вторичных электронов в процессах ионизации. Интегралы столкновений J для упругих и неупругих взаимодействий электронов с окружающими атмосферными частицами записываются в стандартном виде [37]. При этом предполагается, что атмосферный газ характеризуется локально равновесным распределением Максвелла по скоростям.

Для того, чтобы численно решить уравнение Больцмана, в данной работе используется метод Монте-Карло, который заключается в создании набора траекторий, соответствующих состояниям модельных частиц. То есть, в численном моделировании рассчитывается эволюция модельных частиц, обусловленная столкновительными процессами и процессами переноса, от начального до некоторого установившегося состояния. Влияние столкновительных процессов на эволюцию частицы определяется соответствующими сечениями. Данный метод является эффективным инструментом для исследования кинетики и переноса частиц в стохастическом приближении (см., например, [24–27, 30]).

В свою очередь, алгоритм задания набора траекторий для состояний частиц подробно описан в [24–27, 30, 37]. В данном алгоритме последовательность переходов между состояниями модельных частиц атмосферного газа и интервалов между данными переходами должна быть представлена в виде соответствующих распределений вероятностей. Для реализации данного алгоритма используется однородная Марковская цепь, в которой переход между состояниями в момент времени t обусловлен столкновениями высыпавшихся электронов с атмосферными атомами и молекулами. Представленный алгоритм является аналоговым алгоритмом Монте-Карло для решения кинетического уравнения Больцмана для надтепловых частиц — высокоэнергичных электронов. Так как метод Монте-Карло является линейным методом решения, физические и химические параметры надтепловых частиц в атмосферном газе вычисляются путем усреднения реализаций траекторий случайного процесса, состояния которых характеризуют перенос и столкновения данных частиц с окружающим атмосферным газом.

2.2. Модель Монте-Карло для кинетики и переноса надтепловых атомов азота в атмосфере планеты

Как отмечалось ранее, высыпания высокоэнергичных электронов в полярных областях атмосферы Земли могут служить важным источником атомарного азота N в разных возбужденных электронных состояниях за счет диссоциации молекулярного азота N₂ электронным ударом [11–12, 15–16]:



где N(^4S, ^2D, ^2P) — атомарный азот в основном и метастабильных электронных состояниях. Из лабораторных исследований [38, 39] также известно, что диссоциация N₂ электронным ударом сопровождается образованием атомов N с избытком кинетической энергии.

При этом одним из основных результатов описанной в предыдущем разделе модели КММК является распределение высыпающихся в атмосферу электронов по кинетической энергии. Данное распределение, в свою очередь, может быть использовано для оценки функции источника атомарного азота в основном и метастабильных возбужденных состояниях, образующихся в реакции (3) [28]:

$$Q_{N_h}(h, E) = q_{N_h}(h) \times f_{N_h}(h, E), \quad (4)$$

где $q_{N_h}(h)$ — скорость образования надтепловых атомов N(^4S) в реакции (3) на высоте h , а $f_{N_h}(h, E)$ — нормализованная на единицу функция распределения образовавшихся атомов N(^4S) по кинетической энергии на высоте h . Для вычисления функции источника необходимы следующие молекулярные данные [38]: дифференциальные и суммарные поперечные сечения, зависящие от энергии столкновения, для реакции (3); непосредственно функция распределения энергии атомов N(^4S), $f_{N_h}(h, E)$; а также коэффициенты ветвления, описывающие вероятности образования атомов N в основном и возбужденных электронных состояниях.

Описание взаимодействия надтепловых атомов с окружающим газом аналогично описанию взаимодействия высыпающихся электронов с атмосферой планеты: надтепловые атомы азота, образующиеся в реакции (3), теряют свою избыточную кинетическую энергию при столкновениях с другими атмосферными частицами и переносятся в переходной области между термосферой и экзосферой [18, 28]. Стационарные распределения данных надтепловых атомов является результатом решения

кинетического уравнения Больцмана с исходной функцией источника (4):

$$v \frac{\partial}{\partial r} f_{N_h} + s \frac{\partial}{\partial v} f_{N_h} = Q_{N_h}(v) + \sum_{m=O_2, N_2, O} J(f_{N_h}, f_m), \quad (5)$$

где $f_{N_h}(r, v)$ и $f_m(r, v)$ — функции распределения надтепловых атомов N и компонентов окружающего газа по скоростям v в точке пространства r , соответственно. Аналогично (2), левая часть описывает перенос надтепловых атомов азота в исследуемой области атмосферы под воздействием планетарного гравитационного поля s . В правой части находятся интегралы столкновений J_{mt} для упругого и неупругого рассеяния надтепловых атомов азота при столкновениях с окружающим атмосферным газом, которые записываются в стандартной форме [18, 28]. Также предполагается, что атмосферный газ характеризуется локальной функцией распределения Максвелла по скоростям.

Необходимо отметить, что под надтепловыми частицами обычно подразумевают частицы с кинетической энергией, на порядок превышающей среднюю тепловую энергию окружающего атмосферного газа. При рассмотрении верхних слоев полярной атмосферы Земли известно, что температура в этой области изменяется в пределах 300–1600 K [MSISE90, 40] в зависимости от уровня солнечной активности. В этом случае под надтепловыми можно считать атомы с кинетической энергией выше ~0.1 эВ. В данной работе, помимо распределения концентрации надтеплого азота в атмосфере, нас также интересует нетепловое образование NO. Как указывалось ранее и будет рассмотрено в следующем разделе, важной реакцией образования NO является реакция:



Энергетический барьер данной реакции соответствует 0.3 эВ [41]. В связи с этим мы также установили нижнюю границу энергии надтепловых атомов на уровне 0.3 эВ, соответствующую данному энергетическому барьеру.

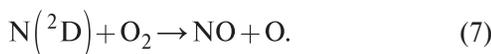
Так же, как и в работах [24, 28], в описанных выше моделях КММК рассматривалась область атмосферы планеты земного типа (в данном случае — Земли) между высотами 80 и 700 км. Нижняя граница находится в относительно плотной нижней термосфере ($z_0=80$ км), где надтепловые частицы быстро и локально теряют свою избыточную кинетическую энергию при столкновениях с тепловыми молекулами азота и кислорода. Верхняя граница расположена над экзобазой (~500–600 км), где

течение газа становится бесстолкновительным ($z_1=700$ км). Исследуемая область разделена на ячейки с сеткой высот, размер которых принимался ниже локального значения средней длины свободного пробега. В каждой ячейке атмосферный газ представлен модельными частицами с заданными концентрациями и температурами. Модельные частицы рождаются в каждой ячейке в соответствии с функцией источника (4) надтепловых атомов азота, образующихся при диссоциации N_2 электронным ударом (3).

Численная реализация рассмотренной задачи, в свою очередь, полностью совпадает с решением задачи, рассмотренной в предыдущем разделе. Подробное описание стохастических процедур моделирования локальной статистики столкновений и переноса надтепловых частиц в верхних слоях атмосферы планеты можно найти в [28]. Поскольку модель КММК моделирует реальный атмосферный газ на молекулярном уровне, в ходе реализаций данной модели накапливается подробная статистика о функциях распределения горячих атомов азота по скорости (кинетической энергии) в полярной атмосфере Земли.

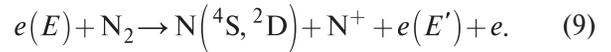
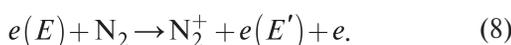
2.3. Модель химии нечетного азота с молекулярной и турбулентной диффузией

Процессы образования и потери NO в атмосфере Земли описываются жесткой системой химических реакций [11, 12], включающей атомарный азот в основном $N(^4S)$ и метастабильном $N(^2D)$ ($\Delta E = 2.38$ эВ) состояниях и называемой химией нечетного азота. Как уже не раз отмечалось, окись азота образуется в верхней полярной атмосфере Земли в химических реакциях продуктов диссоциации N_2 электронным ударом (3) — атомов $N(^4S)$ и $N(^2D)$ — с молекулярным кислородом O_2 . Это реакции (6) и:



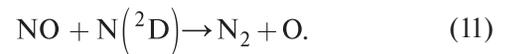
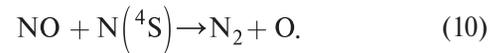
На высотах в атмосфере Земли, ниже 130 км, реакция (7) в основном производит NO в течение дня, и гораздо менее эффективна ночью. Реакция (6), в свою очередь является основным источником NO днем на высотах > 130 км и ночью на высотах < 130 км [11, 42].

Помимо диссоциации N_2 электронным ударом, взаимодействие данной молекулы с электронами приводит к прямой и диссоциативной ионизациям:



Скорости данных процессов рассчитываются с использованием описанной ранее модели КММК [24].

Потеря молекулы NO в ночное время происходит в результате столкновений с атомарным азотом в основном и метастабильном электронном состоянии $N(^4S, ^2D)$:

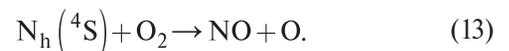


В дневное время NO в основном разрушается потоком фотонов Солнца в жестком ультрафиолетовом диапазоне, поглощение которых приводит к диссоциации NO согласно [14]:



Таким образом, молекула NO гораздо менее распространена в дневной термосфере по сравнению с полярной ночной атмосферой.

Полный перечень рассматриваемых в данной работе реакций химии нечетного азота с соответствующими коэффициентами скорости реакции представлен в табл. 1. Как отмечалось, данная система является жесткой. Это означает, что добавление дополнительных химических реакций в рассматриваемую систему может довольно сильно изменить ее решение. Одной из таких реакций является реакция нетеплового образования NO в верхней атмосфере планеты в результате взаимодействия надтепловых атомов $N_h(^4S)$ с O_2 :



Частота данной нетепловой реакции рассчитывается с использованием стационарных ФРЭ надтепловых атомов $N(^4S)$, которые в свою очередь являются результатом расчетов по описанной в предыдущем разделе модели КММК [28]. Скорость же данной реакции определяется умножением частоты реакции на локальную концентрацию молекулы O_2 . Ранее эффективность реакции (13) была показана для экваториальных областей атмосферы Земли [18]. По оценкам, сделанным в работе [28], вклад данной дополнительной реакции в образование NO также может приводить к значительным изменениям химии нечетного азота для полярных областей земной

Таблица 1. Реакции химии нечетного азота для полярных областей атмосферы Земли с соответствующими коэффициентами скорости реакции, скоростями реакции или частотами реакции. Для некоторых реакций также приведено значение квантового выхода

№	Реакция	Коэффициент скорости [$\text{см}^3 \text{с}^{-1}$] / частота реакции [с^{-1}] / скорость реакции [$\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$] / квантовый выход реакции	Источник
P1	$\text{N}(^4\text{S}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$	$1.5 \times 10^{-14} T_n e^{-\frac{3270}{T_n}}$	[3]
P2	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$	$9.7 \times 10^{-12} e^{-\frac{185}{T_n}}$	[3]
P3	$\text{NO} + \text{N}(^4\text{S}) \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}$	$4 \times 10^{-11} \left(\frac{T_n}{300}\right)^{-0.2} e^{-\frac{20}{T_n}}$	[3]
P4	$\text{NO} + \text{O}_2^+ \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$	4×10^{-10}	[3]
P6	$\text{NO}^+ + e^- \rightarrow \text{N}(^4\text{S}, ^2\text{D}) + \text{O}$	$8.4 \times 10^{-8} \left(\frac{(T_i + T_e)/2}{300}\right)^{-0.85} f(\text{N}(^2\text{D})) = 0.85$	[3, 43]
P7	$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{N}(^2\text{D}) + \text{NO}^+$	$1.33 \times 10^{-10} \left(\frac{(T_i + T_e)/2}{300}\right)^{-0.44}$	[3]
P8	$\text{N}_2 + e^- \rightarrow \text{N}(^2\text{D}) + \text{N}(^4\text{S})$	Скорость реакции [$\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$], $f(\text{N}(^2\text{D})) = 0.5$	[24]
P9	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{O} \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + \text{O}$	6.9×10^{-13}	[3]
P11	$\text{N}_2 + e^- \rightarrow \text{N}^+ + \text{N}(^4\text{S}, ^2\text{D}) + e^-$	Скорость реакции [$\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$], $f(\text{N}(^2\text{D})) = 0.5$	[24]
P12	$\text{N}_2 + e^- \rightarrow \text{N}_2^+ + 2e^-$	Скорость реакции [$\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$]	[24]
P13	$\text{N}_2^+ + e^- \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + \text{N}(^2\text{D})$	$1.98 \times 10^{-7} \left(\frac{(T_i + T_e)/2}{300}\right)^{-0.39} f(\text{N}(^2\text{D})) = 0.5$	[3, 20]
P14	$\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2$	$5.1 \times 10^{-11} \left(\frac{(T_n + T_i)/2}{300}\right)^{-1.16}$	[3]
P15	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}$	7×10^{-11}	[3]
P16	$\text{N}(^2\text{D}) + e^- \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + e^-$	$3.86 \times 10^{-10} \left(\frac{(T_n + T_e)/2}{300}\right)^{0.81}$	[3]
P17	$\text{N}(^2\text{D}) \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + h\nu$	$1.06 \times 10^{-5} [1/\text{с}]$	[3]
P18	$\text{O}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + \text{NO}^+$	$1.2 \times 10^{-12} \left(\frac{(T_n + T_i)/2}{300}\right)^{-0.45}$	[3]
P19	$\text{N}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + \text{O}_2^+$	$2.02 \times 10^{-10} \left(\frac{(T_n + T_i)/2}{300}\right)^{0.45}$	[3]
P20	$\text{N}_h(^4\text{S}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$	Частота реакции [1/с]	[28]

атмосферы (см, в частности, рис. 4 в статье [28]). Важной задачей настоящей работы является более детальная проверка влияния данной реакции на нетепловой механизм образования NO в полярных областях атмосферы Земли и для атмосфер экзопланет, находящихся в зоне потенциальной обитаемости у звезд, более активных, чем Солнце. Для этого была разработана модель химии нечетного азота с молекулярной и турбулентной диффузией.

В данной модели решается система уравнений химической кинетики P1–P20 с учетом вертикального потока, обусловленного диффузией. Таким образом, изменение концентрации n молекул со временем описывается уравнением:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = P - L - \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (14)$$

где P и L — производство и потеря молекулы, $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$, Φ — вертикальный поток, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, создаваемый молекулярной и турбулентной диффузией. Под действием турбулентной диффузии профили концентрации газов соответствуют шкале высот всего газа. Под действием молекулярной диффузии профили концентраций отдельных газов соответствуют собственным шкалам высот. Выражение для вертикального потока можно записать следующим образом [3]:

$$\Phi = -\frac{\partial n}{\partial x} (D + K_E) + n \left(K_E + \frac{m}{m_{\text{gas}}} D \right) \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial x} - n D \left(1 + \alpha_t - \frac{m}{m_{\text{gas}}} \right) \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (15)$$

где n — концентрация молекулы, см^{-3} ; N — концентрация газа в атмосфере, см^{-3} ; m и m_{gas} — молекулярная масса молекулы и атмосферного газа, выраженная в массе протона; T — температура газа, К; D и K_E — коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии, $\text{см}^2/\text{с}$; α_t — коэффициент тепловой диффузии.

Численное решение задачи (14) осуществляется методом разделения по физическим процессам. Таким образом, на каждом временном шаге сначала решается система уравнений химической кинетики, затем — уравнение диффузии. Для численного решения первого уравнения, как и в работе [44], используется пакет CVODE [45], предназначенный для решения жестких систем дифференциальных уравнений. Так как система уравнений в табл. 1 является жесткой, то для ее численного решения необходимо вычислить матрицу Якоби:

$$J = \frac{\partial}{\partial n} (K - Ln). \quad (16)$$

Аналитический вид данной матрицы генерируется автоматически с помощью программы PYODESYS¹, реализованной на языке программирования Python. С помощью программы PYCVODES², в свою очередь, производится запуск указанного пакета CVODE.

Концентрации нейтральных компонентов N_2 , O_2 , O и профиль температуры считаются стационарными и берутся из модели MSISE90 [40]. Концентрации ионов NO^+ , O_2^+ , O^+ и N^+ , а также концентрация электронов, в свою очередь, берутся из модели IRI2016 [46]. Для запуска данной модели используется программа PyIRI2016³, реализованная на языке программирования Python.

В модели нечетного азота уравнение диффузии решается для NO, $\text{N}(^4\text{S})$, аналогично моделям [47, 48], а также для $\text{N}(^2\text{D})$. Коэффициент тепловой диффузии для данных молекул $\alpha_t = 0$ [3, 49]. Коэффициент молекулярной диффузии определяется выражением $D = \frac{\alpha 10^{17} T^s}{N}$, где $\alpha = 1$, $s = 0.75$ [3, 49]. Коэффициент турбулентной диффузии, $K_E = A N^B$, где $A = 10^8$, $B = -0.1$ согласно [3, 49, 50]. Численное решение данного уравнения производится методом Кранка-Николсона. Подробное описание данного метода для решения задач диффузии в атмосфере Земли представлено в [3] (Приложения С, Е).

На нижней границе расчетной области задаются объемные концентрации рассматриваемых атмосферных компонентов. Предполагается, что концентрация NO на данной границе соответствует минимальному значению [47]. На верхней границе вертикальный диффузионный поток задается равным нулю. Решение производится до установившегося режима в соответствии с критерием установления $\|u^n - u^n\|_{l_2} \leq \epsilon_1 \|u^n\|_{l_\infty} + \epsilon_2$, где $\epsilon_1 = 10^{-7}$, $\epsilon_2 = 10^{-9}$. Шаг по времени определяется диффузионным числом, $N_D = \frac{\Delta t D}{\Delta x^2} < 1$, в соответствии с критерием положительности решения для метода Кранка-Николсона.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Образование NO в полярной атмосфере Земли

Основной задачей данной работы является определение влияния электронных высыпаний и

¹ <https://github.com/bjodah/pyodesys>

² <https://github.com/bjodah/pycvodes>

³ <https://github.com/rilma/pyIRI2016>

нетепловых процессов, вызываемых этими явлениями, на образование окиси азота в атмосферах планет земного типа. Важным с точки зрения прикладного применения разработанных моделей и их проверки является проведение расчетов для полярных областей атмосферы Земли. Для этого мы рассмотрели несколько случаев электронного высыпания в атмосферу Земли в полярном регионе для широты 65°N и долготы 0° на дату 21 сентября 1999 г., аналогично расчетам в работе [47]. Первый случай представляет условия, когда характеристическая энергия высыпающихся электронов $E_0=1$ кэВ. Для примера, при данных условиях слабое полярное сияние становится видимым невооруженным глазом. Другой рассмотренный случай характеризуется более жестким энергетическим спектром высыпающихся полярных электронов с характеристической энергией $E_0=4$ кэВ и связан с более возмущенными условиями солнечной активности, а также соответствует уже хорошо видимому полярному сиянию. Как было упомянуто ранее (см., Введение), из наблюдений известно, что эффективным источником образования молекулы NO в полярных областях атмосферы Земли является высыпание электронов с энергиями 1–10 кэВ [12, 15–16]. Таким образом, в данной работе рассмотрены два практически предельных случая для характеристических энергий высыпающихся электронов в верхней полярной атмосфере Земли. Первый случай, $E_0=1$ кэВ, соответствует более низкой характеристической энергии электронов, второй, $E_0=4$ кэВ, — более высокой. Напомним, что характеристическая энергия электронов (для Максвелловской функции распределения по энергиям) равна $E_0 = E_m/2$, где E_m — средняя кинетическая энергия электронов. Для удобства анализа результатов мы исключили результаты с промежуточными значениями E_0 . Результаты расчетов химии нечетного азота для таких промежуточных значений E_0 можно найти, например, в [47] или [28].

Для указанных расчетных даты и времени уже были ранее проведены вычисления концентрации NO в термосфере Земли [47]. Результаты данных вычислений хорошо согласуются как с усредненными по годовым наблюдениям на спутнике SNOE (Student Nitric Oxide Explorer) концентрациями NO [11], так и с концентрациями данной молекулы, измеренными на указанную дату с помощью этого же спутника ([12], рис. 10). Поэтому рассматриваемые случаи хорошо подходят и для проверки наших моделей.

Чтобы различить эффекты, связанные только с высыпанием электронов, предполагалось, что ней-

тральная атмосфера остается неизменной в рассматриваемых двух случаях. В качестве функции распределения авроральных электронов по кинетической энергии использовалась максвелловская функция с характеристической энергией E_0 , равной половине от средней кинетической энергии электронов. При этом для высыпания авроральных электронов на верхней границе полярной атмосферы (700 км) предполагалось изотропное распределение по pitch-углу относительно линии геомагнитного поля [51]. Также для рассмотренных случаев высыпания нисходящий поток энергии электронов Q_0 на верхней границе был принят равным $1.0 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Конвергенция магнитных линий в полярных областях Земли была учтена, как и в модели [24, 27], путем сохранения 2-го адиабатического инварианта.

Высотные распределения основных нейтральных компонентов — O_2 , N_2 , O и N, а также их температура были рассчитаны при помощи эмпирической модели MSISE90 [40] и показаны на рис. 1, где также представлены распределения концентраций атмосферных ионов NO^+ , O_2^+ , O^+ , N^+ , электронов и их температуры. Модельная атмосфера была рассчитана для указанных ранее даты и координат. При этом солнечные и геомагнитные условия соответствовали значениям солнечной и геомагнитной активности, равным $F_{10.7}=160$ и $A_p=6$.

3.2. Энергетические спектры высыпающихся электронов

Напомним, что исследование кинетики и переноса высокоэнергичных электронов в переходной области атмосферы основано на решении кинетического уравнения Больцмана (2) с помощью разработанной модели КММК, описанной в Разделе 2.1. Данная модель переноса высокоэнергичных электронов позволяет рассчитать функции распределения электронов по энергии в исследуемой области атмосферы. Структура данной функции распределения определяется столкновительными процессами [24, Приложение А], переносом электронов и заданной величиной высыпающегося потока электронов. На рис. 2а и 2б показаны рассчитанные с помощью данной модели стационарные энергетические спектры для нисходящих и восходящих потоков энергии авроральных электронов на высотах 700 км (где среда практически бесстолкновительная), 150 км и 106 км (где, согласно наблюдениям [11, 12], достигается максимальное значение концентрации NO). Рис. 2а и 2б

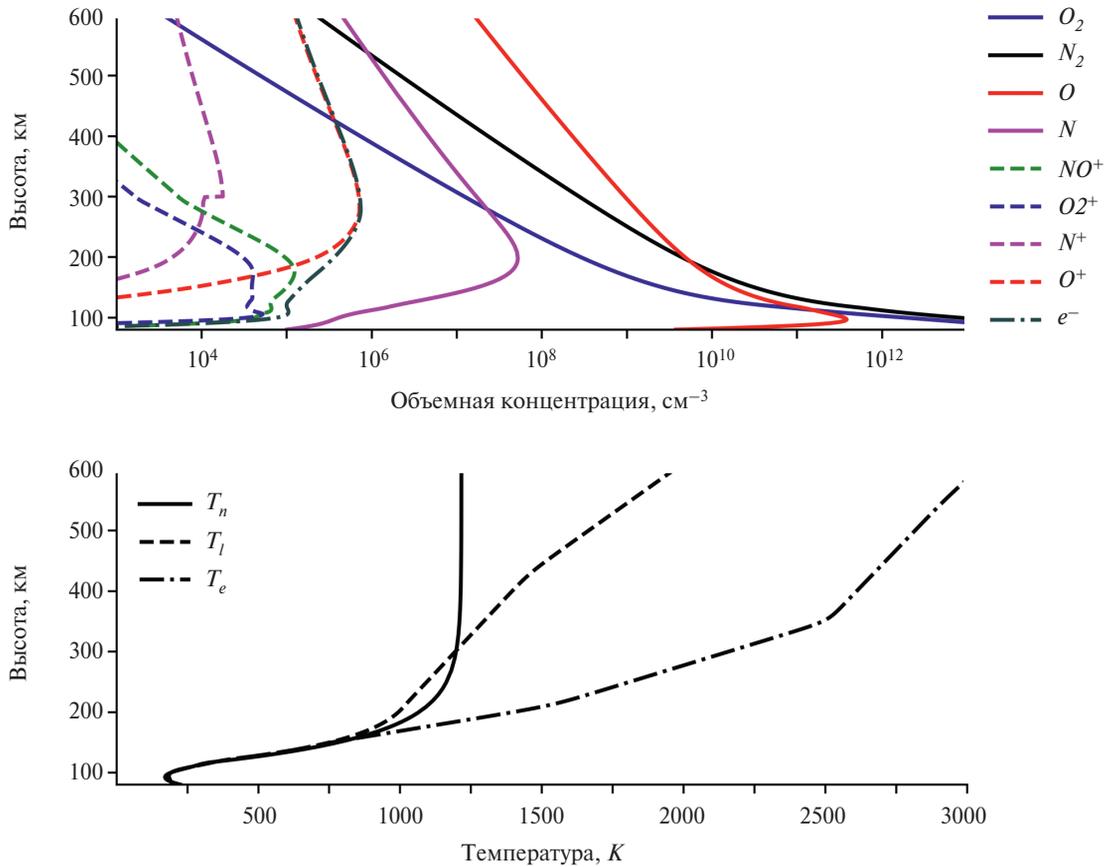


Рис. 1. (Верхняя панель): Высотные профили распределения числовых концентраций: нейтральных компонентов атмосферы Земли O_2 , N_2 , O и N (сплошные линии), рассчитанных с помощью модели MSISE90 [40]; концентраций ионов O^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ (пунктирные линии) и электронов (штрихпунктирные линии), рассчитанных с помощью модели IRI2016 [46]. (Нижняя панель): Высотные распределения температур нейтралов (сплошная линия), ионов (пунктирная линия) и электронов (штрихпунктирная линия), взяты из моделей MSISE90 [40] и IRI2016 [46], соответственно. Расчеты проведены для 21 сентября 1999 г., широты $65^\circ N$ и долготы 0° .

показывают энергетические спектры электронов для высыпаний с характеристическими энергиями 4 кэВ и 1 кэВ, соответственно. При анализе данных спектров стоит учитывать, что они представляют собой произведение энергии электронов, эрг, на энергетический спектр числового потока данных частиц, $см^{-2} с^{-1} эВ^{-1} Стр^{-1}$. При этом из наблюдений (см., например, рис. 3 в работе [52]) как раз определяются именно энергетические спектры потоков энергии электронов. Следует отметить, что аналогичные расчеты спектров высыпавшихся авроральных электронов являются обычной практикой в исследованиях аэронауки полярной атмосферы и примеры таких расчетов представлены, например, в статьях [25, 47].

Из анализа рис. 2а и 2б следует, что на малых высотах в энергетическом спектре как нисходящих, так и восходящих потоков электронов, в области

низких энергий $<30-40$ эВ образуется тепловое ядро, которое может быть приближено к максвелловской функции распределения. Действительно, по мере проникновения электронов в глубь атмосферы происходит существенная потеря их энергии в результате столкновительных процессов с окружающим атмосферным газом, сопровождающихся диссоциацией, диссоциативной ионизацией и прямой ионизацией атмосферных компонентов. То есть с уменьшением высоты числовой поток электронов возрастает на более низких энергиях. Но в то же время в расчетных спектрах хорошо наблюдается наличие высокоэнергичных высыпавшихся электронов как на больших, так и на малых высотах. Это означает, что даже в плотной термосфере для корректного рассмотрения происходящих процессов необходимо использовать не-ЛТР методы и кинетические уравнения [24].

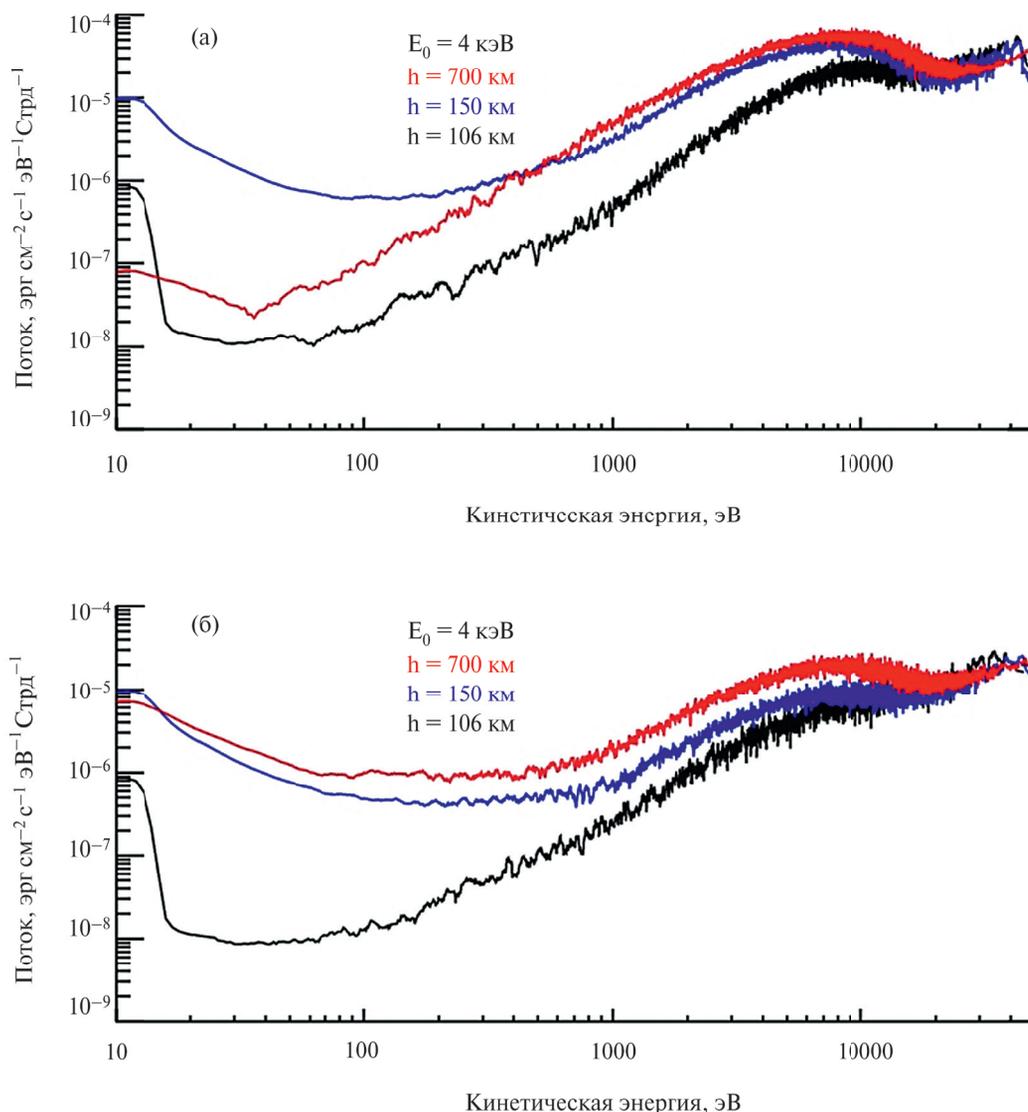


Рис. 2. а. Энергетические спектры нисходящего (верхняя панель, а) и восходящего (нижняя панель, б) потоков энергии авроральных электронов, высыпавшихся с характеристической энергией $E_0=4$ кэВ.

Восходящий поток электронов на рис. 2а и 2б, в свою очередь, обусловлен переносом уже термализованных электронов из плотной атмосферы Земли.

На рис. 3 представлены распределения по высоте восходящего (красные линии) и нисходящего (синие линии) интегральных потоков энергии высыпавшихся электронов, $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$ для $E_0=4$ и 1 кэВ, соответственно. При этом вертикальной пунктирной линией на данном рисунке обозначена величина потока высыпавшихся электронов, $Q_0=1 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$, который поступает в атмосферу на верхней границе, на высоте 700 км. На основе разницы между восходящим и нисходящим потоками электронов можно определить, что в обоих представленных случаях электроны довольно глу-

боко проникают в атмосферу, при этом основная область потери энергии электронов находится ниже 300 км. Так, на высоте 150 км значение потока обратного рассеяния термализованных электронов меньше потока высыпавшихся электронов: в 7 раз — при $E_0=4$ кэВ и в 16 раз при $E_0=1$ кэВ. В свою очередь, электроны с характеристической энергией 4 кэВ очевидно проникают в атмосферу глубже, чем те же с характеристической энергией 1 кэВ. Этот вывод также следует из более детального анализа энергетических спектров нисходящих потоков на рис. 2а и 2б для тех же случаев.

Как отмечалось ранее, рассчитанные энергетические спектры высыпавшихся электронов могут быть использованы для определения скоростей про-

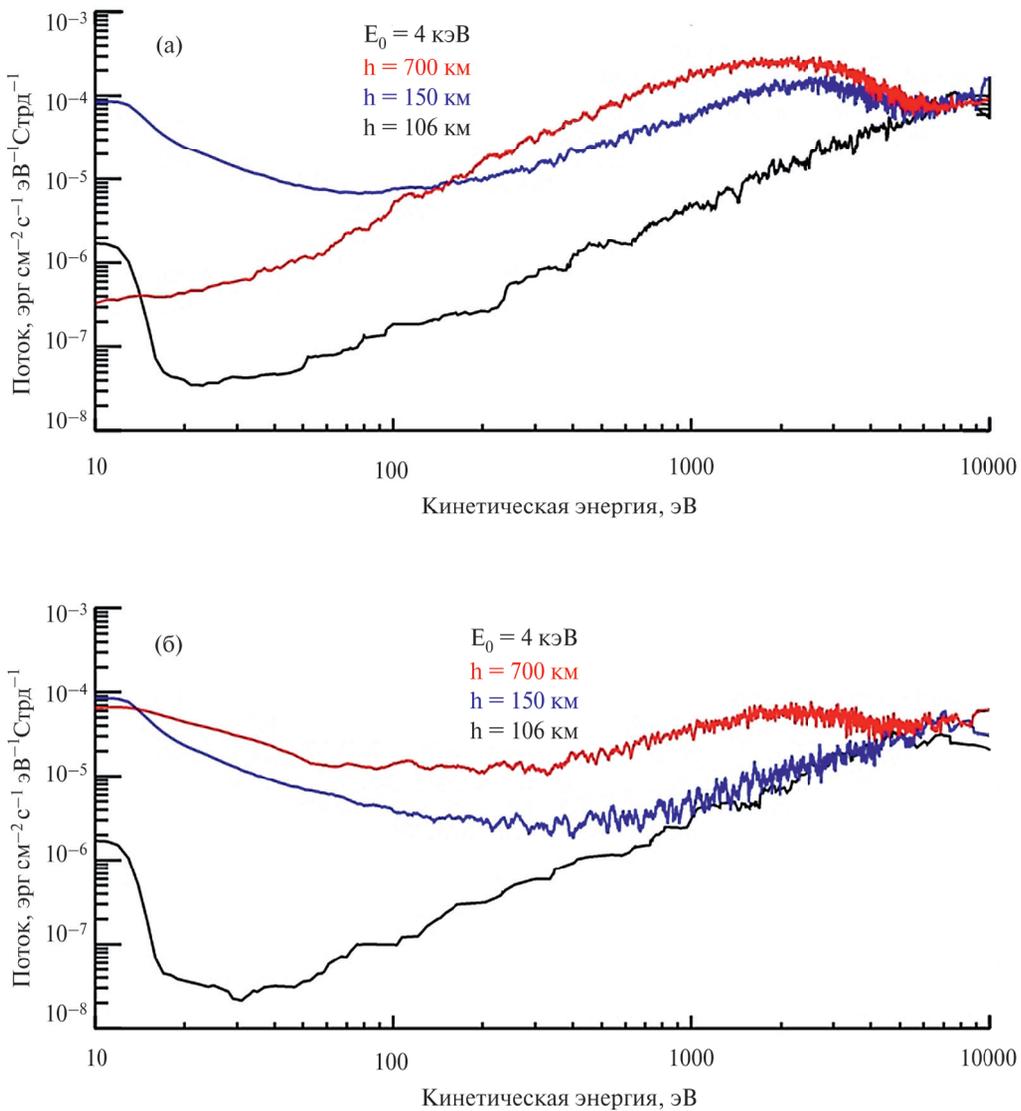


Рис. 2, 6. Энергетические спектры нисходящего (верхняя панель, а) и восходящего (нижняя панель, б) потоков энергии авроральных электронов, высыпающихся с характеристической энергией $E_0=1$ кэВ.

цессов диссоциации (3), прямой (8) и диссоциативной (9) ионизации молекулярного азота электронным ударом [24]. На рис. 4 представлены высотные распределения скоростей данных процессов для случаев, когда характеристическая энергия высыпающихся электронов равна 4 и 1 кэВ, соответственно. Из анализа данного рисунка следует, что с увеличением характеристической энергии высыпающихся электронов увеличивается пиковое значение скоростей рассматриваемых реакций и при этом снижаются высоты, на которых достигаются эти пиковые значения. Кроме того, данные высоты соответствуют и наибольшей потере энергии высыпающихся электронов (см., рис. 3). Для случая с $E_0=4$ кэВ высота максимума достигает 102.5 км, для

случая с $E_0=1$ кэВ максимум находится в районе 120.5 км для процессов (8) и (9) и на уровне 130 км для реакции (3). Расположение пиков скоростей прямой ионизации N_2 , в свою очередь, хорошо совпадают с работой [47] (см. рис. 4 в [47]). Сами значения скоростей прямой ионизации N_2 при этом отличаются от [47] примерно в 2 раза при характеристической энергии $E_0=4$ кэВ и в 10 раз при $E_0=1$ кэВ.

Скорости представленных на рис. 4 процессов определяются их сечениями: наиболее эффективным является процесс прямой ионизации N_2 электронным ударом (8) (красные линии), меньшей эффективностью обладают процессы диссоциации (9) (черные линии) и диссоциативной ионизации (3)

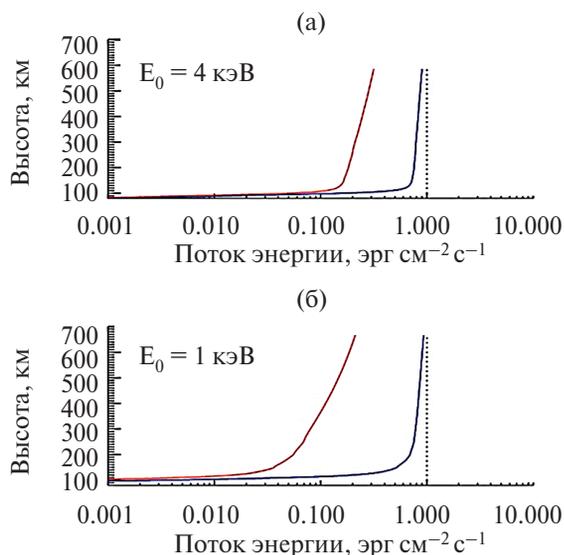


Рис. 3. Высотные профили нисходящего (синяя линия) и восходящего (красная линия) потока энергии авроральных электронов, высыпающих с характеристической энергией $E_0 = 4$ кэВ (верхняя панель) и 1 кэВ (нижняя панель). Вертикальная пунктирная линия показывает поток энергии авроральных электронов на верхней границе $Q_0 = 1$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

(малиновые линии) данной молекулы. В последних двух процессах при этом образуются тепловые и надтепловые атомы азота $\text{N}(^4\text{S})$. Для того, чтобы рассчитать скорости образования данных атомов, также необходимо использовать коэффициенты ветвления, описывающие вероятности образования N в основном и возбужденных электронных состояниях. Используя данные коэффициенты из расчетов [31, 32] и экспериментальных измерений [38], были рассчитаны скорости образования надтепловых атомов $\text{N}(^4\text{S})$, $q_{\text{Nh}}(h)$. Распределение данных скоростей по высоте для двух случаев высыпания электронов представлено на рис. 5. Синие линии соответствуют случаю высыпания с характеристической энергией 1 кэВ, красные линии — случаю с $E_0 = 4$ кэВ. На нижней панели рисунка приведены расчетные распределения по энергии образующихся надтепловых атомов азота для функции источника $Q_{\text{Nh}}(h, E)$, на высоте 130 км, где наблюдается максимум скорости диссоциации N_2 , а также максимальное поглощение энергии высыпающих электронов (рис. 3 и 4).

При этом энергетический спектр образовавшихся атомов азота, находящихся в основном состоянии, показан только для энергий, лежащих выше порога реакции (6), равного 0.3 эВ [41]. Как уже отмечалось, данная область энергий, >0.3 эВ, соответствует области надтепловых энергий для образующихся в

процессах диссоциации и диссоциативной ионизации атомов. В то же время, из сравнения представленной функции распределения энергии с максвелловской функцией распределения для атмосферного азота (см., например, рис. 2 в [28]) видно, что расчетные распределения по энергии в функции источника имеют строго неравновесный характер. Наличие нетепловых хвостов в расчетных распределениях по энергии у надтепловых атомов N чрезвычайно важно для расчетов их возможного вклада в химию нечетного азота посредством дополнительной реакции (13), которая, как отмечалось выше, имеет энергетический барьер 0.3 эВ. При этом чтобы вычислить вклад надтепловых атомов N в химию нечетного азота необходимо решить кинетическое уравнение Больцмана с учетом процессов образования, столкновительной релаксации и переноса надтепловых атомов N в полярных областях атмосферы [17, 37].

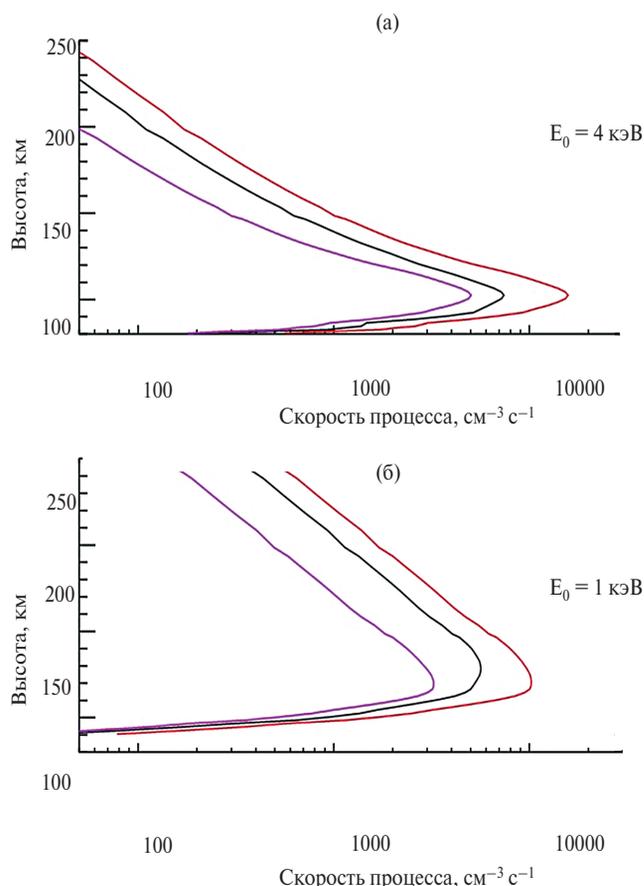


Рис. 4. Высотные профили скоростей диссоциации (черная линия), ионизации (красная линия) и диссоциативной ионизации (малиновая линия) молекулярного азота потоком авроральных электронов, высыпающих с характеристической энергией $E_0 = 4$ кэВ (верхняя панель) и 1 кэВ (нижняя панель).

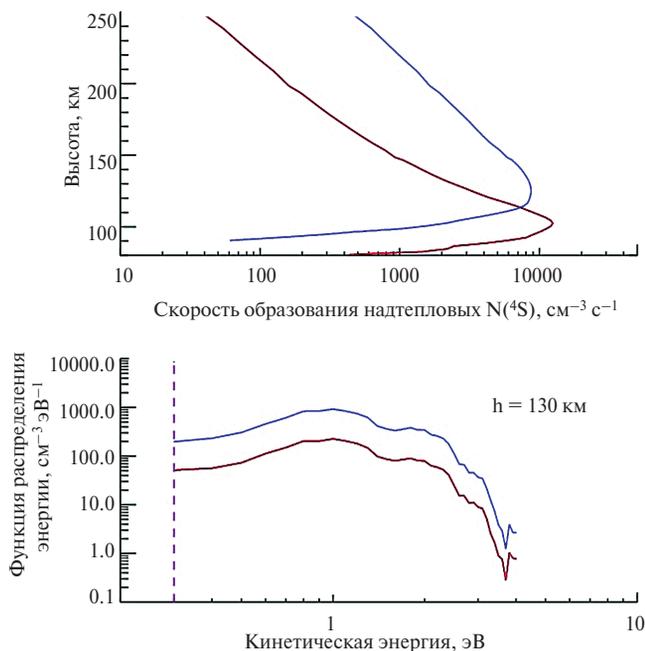


Рис. 5. Высотные профили скорости образования атомарного азота в основном состоянии 4S (верхняя панель) и их энергетические спектры на высоте 130 км (нижняя панель) при высыпании авроральных электронов с характеристической энергией $E_0=4$ кэВ (красные линии) и 1 кэВ (синие линии). Вертикальная линия показывает энергетический барьер для реакции атомарного азота в основном состоянии 4S с молекулярным кислородом.

Из сравнения рис. 5 с рис. 3 и 4 видно, что высоты, на которых достигается максимум производства надтепловых атомов N совпадают с высотами, на которых наблюдается наибольшая скорость диссоциации и наибольшее поглощение энергии электронов. Таким образом, из анализа рис. 2–5 можно сделать общий вывод о том, что процессы взаимодействия высыпающихся электронов с молекулярным азотом являются эффективным процессом потери энергии этих электронов.

3.3. Распределение атомов $N({}^4S)$ в верхних слоях полярной атмосферы

Для того, чтобы описать взаимодействие надтепловых атомов азота, образовавшихся при высыпании высокоэнергичных электронов, с окружающим атмосферным газом, было решено уравнение Больцмана (5) для кинетики и переноса рассматриваемых атомов в атмосфере Земли с помощью разработанной кинетической модели Монте-Карло (см. Раздел 2.1). Основным результатом расчетов по данной модели является стационарная функция распределения надтепловых атомов азота по кинетиче-

ской энергии. То есть та функция распределения, которая соответствует выходу на установившийся режим в результате столкновений и переноса надтепловых атомов азота в полярных областях верхней атмосферы Земли. Рассчитанные на высоте 130 км функции распределения по энергии для двух случаев высыпания электронов ($E_0=4$ кэВ и 1 кэВ) представлены на верхних панелях рис. 6а и 6б. Как и энергетические спектры образовавшихся надтепловых атомов $N({}^4S)$ (рис. 5), представленные стационарные функции распределения этих атомов также имеют существенно неравновесный характер.

Определив стационарные функции распределения энергии надтепловых атомов азота на каждой высоте (рис. 6), можно впоследствии рассчитать высотные распределения объемной концентрации надтепловых атомов $N({}^4S)$ и другие их свойства: объемную скорость и среднюю кинетическую энергию. Эти параметры представлены на рис. 7 также для двух случаев высыпания авроральных электронов в атмосфере Земли: с характеристической энергией $E_0=4$ кэВ (красные линии) и 1 кэВ (синие линии).

Из сравнения рис. 7 с рис. 3–5 также следует, что высоты, на которых достигается максимум концентрации надтепловых атомов $N({}^4S)$ соответствуют наибольшему поглощению энергии высыпающихся электронов и наибольшим скоростям диссоциации молекулярного азота N_2 электронным ударом. Кроме того, из совместного анализа рис. 1 и 7 (верхняя панель) следует, что объемная концентрация надтепловых атомов $N({}^4S)$ со средней кинетической энергией >0.3 эВ на более чем 1 порядок величины меньше концентрации тепловых атомов азота в основном состоянии. При этом средняя кинетическая энергия надтепловых атомов N (рис. 7, нижняя панель) превышает тепловую энергию окружающего газа (рис. 1, нижняя панель) примерно в 10 раз. Отсюда следует, что процесс взаимодействия надтепловых атомов N с молекулами O_2 в реакции (13) может дать большой вклад в решение жесткой системы реакций химии нечетного азота (P1–P19 в табл. 1) и соответственно может являться важным дополнительным источником образования молекулы NO в полярных областях верхней атмосферы Земли.

Для проверки последней гипотезы и учета реакции (13) в химии нечетного азота на основе рассчитанных стационарных функций распределения энергии (рис. 6) мы рассчитали нетепловую дифференциальную частоту образования окиси азота [28]:

$$r_{Nh}(h, E) = v(E)\sigma(E)f_{Nh}(h, E), \quad (17)$$

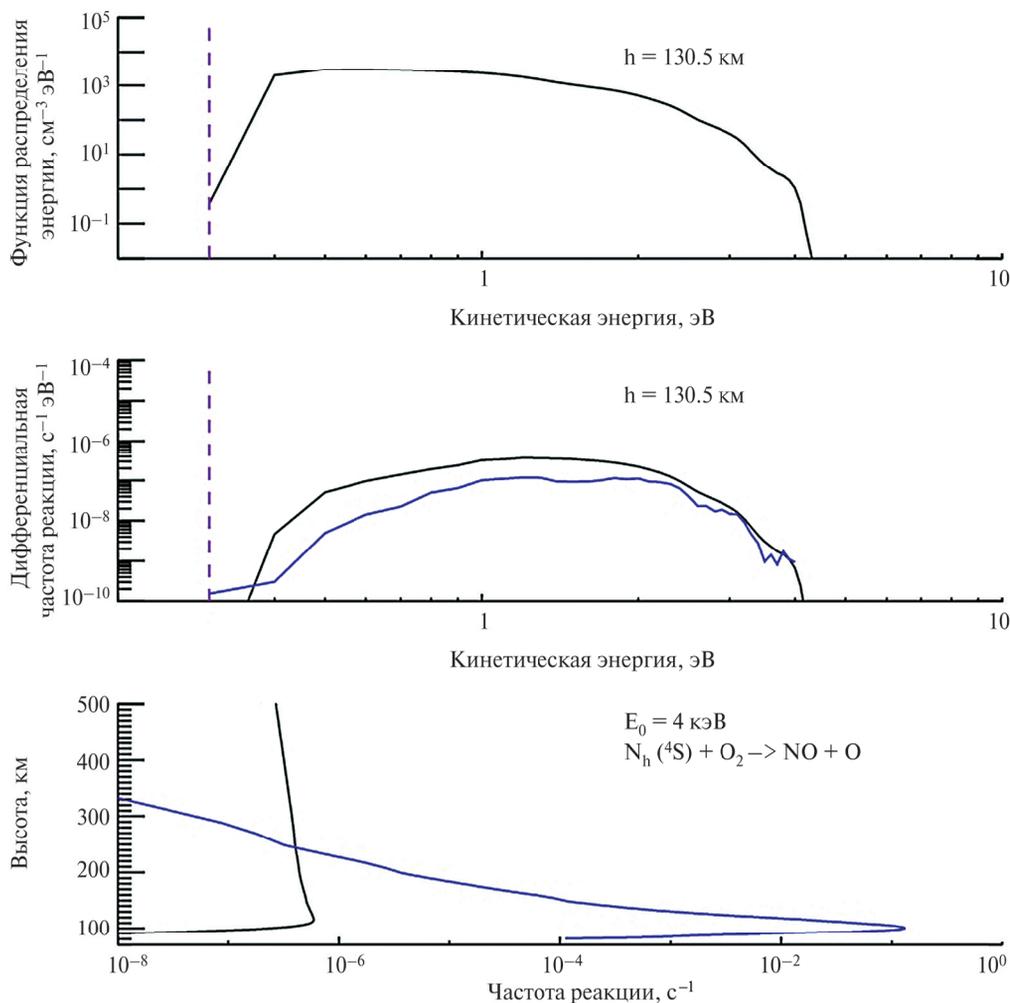


Рис. 6, а. (Верхняя панель): Стационарная функция распределения надтепловых атомов азота, рассчитанная для высоты 130.5 км и характеристической энергии высыпающих электронов $E_0=4$ кэВ, (Средняя панель): Энергетические спектры дифференциальной частоты реакции (6) на высоте 130.5 км, рассчитанные с использованием стационарной функции распределения (черная кривая) и функции источника (4) (синяя кривая) надтепловых атомов $N(^4S)$. Вертикальная линия показывает энергетический барьер для реакции (6). (Нижняя панель): Высотные профили частоты реакции (6), рассчитанные с использованием стационарной функции распределения (черная кривая) и функции источника (4) (синяя кривая) надтепловых атомов $N(^4S)$.

где $v(E)$ — относительная скорость атомов $N_h(^4S)$ и O_2 в реакции (13), σ — сечение реакции (13), взятое из теоретических расчетов [41] и [53]. Рассчитанные значения дифференциальной частоты образования NO для высоты 130 км представлены на средней панели рис. 6а и 6б. Синими кривыми на данных рисунках обозначены дифференциальные частоты, соответствующие функциям распределения энергии для образовавшихся надтепловых атомов $N(^4S)$ (рис. 5). Черные кривые, в свою очередь, соответствуют стационарным функциям распределения энергии данных атомов (то есть верхней панели на рис. 6). Кроме того, на нижней панели рис. 6а и 6б показаны высотные распределения

интегральных нетепловых частот образования NO, $r_{Nh}(h, E) = \int r_{Nh}(h, E) dE$, которые непосредственно используются в модели химии нечетного азота.

Сравнение высотных профилей стационарных нетепловых частот образования NO (черные кривые) с тепловыми частотами реакций (6, 7) (см., например, [28], рис. 4) показывает различие в пределах 1 и 2 порядков величины для случаев высыпания электронов с энергиями $E_0=1$ и 4 кэВ, соответственно. Однако, несмотря на относительно небольшие значения частот реакции (13), вклад данного процесса в образование NO может быть значителен (см. [28], рис. 5).

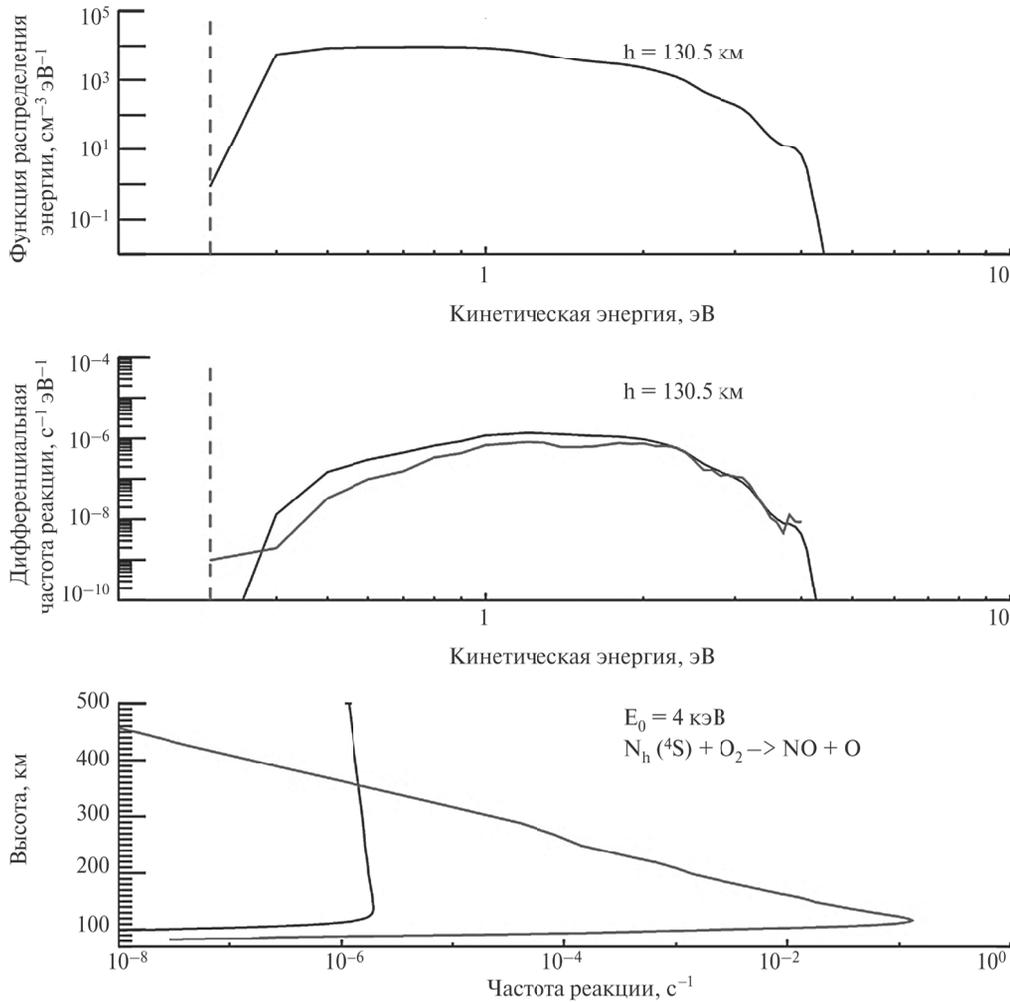


Рис. 6, б. То же, что и на рис. 6а, но для случая выпадения авроральных электронов с характеристической энергией $E_0=1 \text{ кэВ}$.

3.4. Тепловое и нетепловое образование NO в результате электронного выпадения в полярных областях атмосферы

Как отмечалось ранее, одной из основных задач данной работы является исследование влияния выпадения электронов нетепловых процессов, вызванных данными явлениями, на образование окиси азота в полярных областях атмосфер планет земного типа. При этом в предыдущих разделах на примере атмосферы Земли уже были определены и рассчитаны основные источники атомов азота в основном и метастабильном состоянии, которые являются важными составляющими химии нечетного азота. Это скорости реакций диссоциации (3), прямой (8) и диссоциативной (9) ионизации молекулярного азота электронным ударом (рис. 4). Кроме того, были рассчитаны и частоты нетеплового образова-

ния NO в процессе взаимодействия надтепловых атомов азота $\text{N}_h(⁴\text{S})$ с молекулярным кислородом (13) (рис. 6а и 6б). Таким образом, были получены все необходимые данные для решения системы химических реакций, описывающей химию нечетного азота в полярных областях атмосферы (реакции P1–P19 в табл. 1). Соответственно, с помощью разработанной модели химии нечетного азота, учитывающей молекулярную и турбулентную диффузию (см. Раздел 2.3), были проведены расчеты теплового образования окиси азота для рассматриваемых случаев электронного выпадения в атмосфере Земли (широта 65°N , долгота 0° , дата 21 сентября 1999 г.). Результаты данных расчетов — высотные профили объемных концентраций окиси азота — представлены на рис. 8а и 8б (сплошные линии). Данные профили соответствуют выпадению электронов с потоком энергии на верхней границе атмосферы,

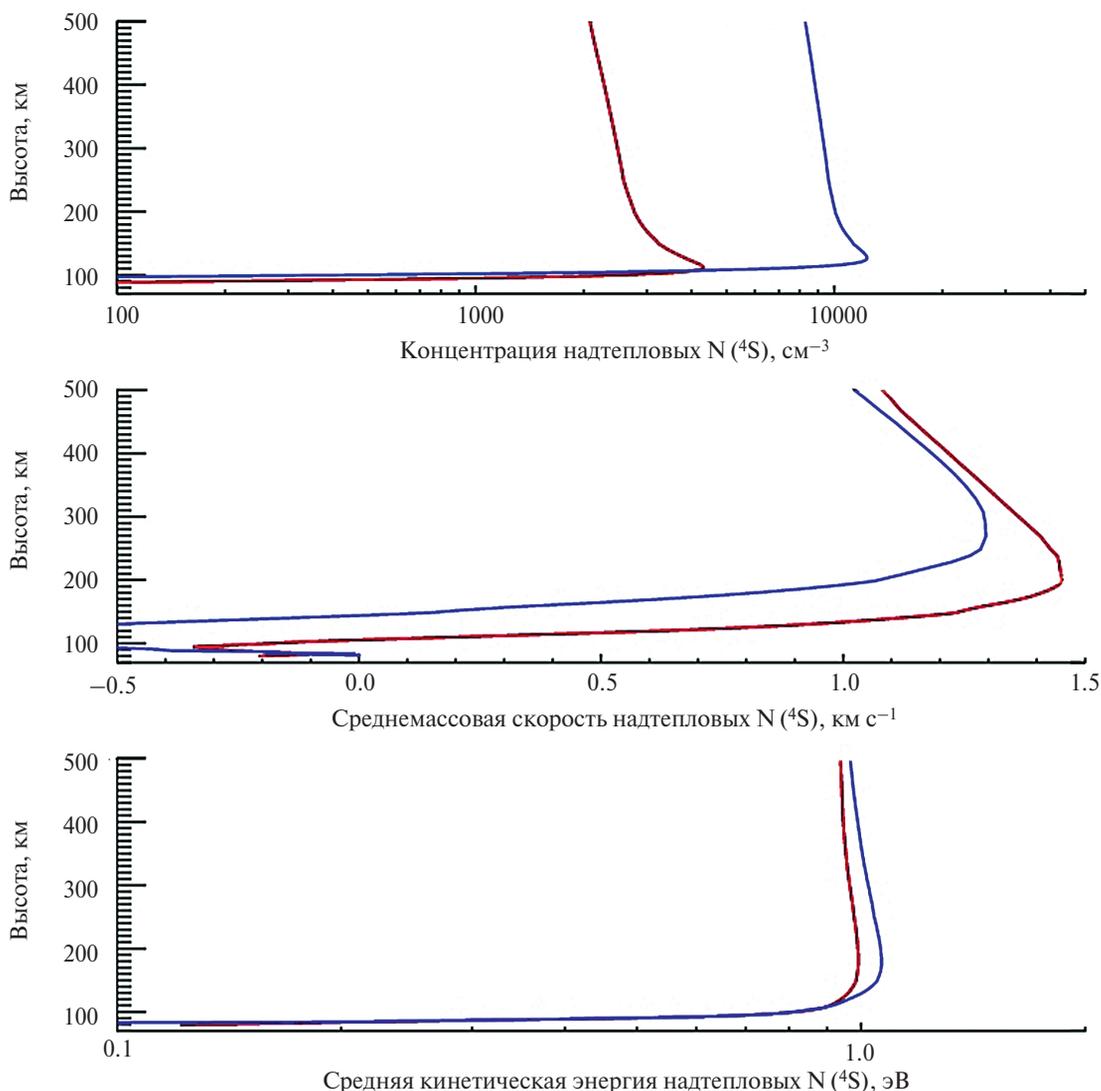


Рис. 7. Высотные профили физических свойств надтепловых атомов азота $N(^4S)$: (верхняя панель) объемной концентрации, (средняя панель) среднемассовой скорости и (нижняя панель) средней кинетической энергии. Синие линии соответствуют характеристической энергии высыпавшихся электронов $E_0=1$ кэВ, красные линии — $E_0=4$ кэВ.

равным $1.0 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, и характеристическими энергиями $E_0=1$ и 4 кэВ , соответственно. Пунктирной линией на данных рисунках показаны результаты расчетов [47] для того же события, которые, в свою очередь, соответствуют результатам наблюдений молекулы NO на спутнике SNOE [47, 11, 13]. Из сравнения представленных высотных профилей молекулы NO в полярной термосфере Земли следует хорошее согласие разработанной модели с моделью [47] и, следовательно, с результатами наблюдений. При этом имеются и различия в пиковых значениях объемных концентраций NO между двумя моделями:

- при $E_0=1$ кэВ максимум концентрации NO по результатам проведенных расчетов составляет

$2.4 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ на 112.5 км и $1 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ на 119.5 км — в работе [47];

- при $E_0=4$ кэВ максимум концентрации NO составляет $2.8 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ на 98.5 км и $1.8 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ на 106.5 км — в работе [47].

Данные отличия, в свою очередь, обусловлены:

- разными значениями скоростей прямой ионизации N_2 электронным ударом (см., Раздел 3.2); отсутствием реакции диссоциативной ионизации N_2 в модели [47] (см. также [48]);
- разными значениями сечений реакции диссоциации N_2 электронным ударом. В данной работе использовались значения из работ [31, 32].

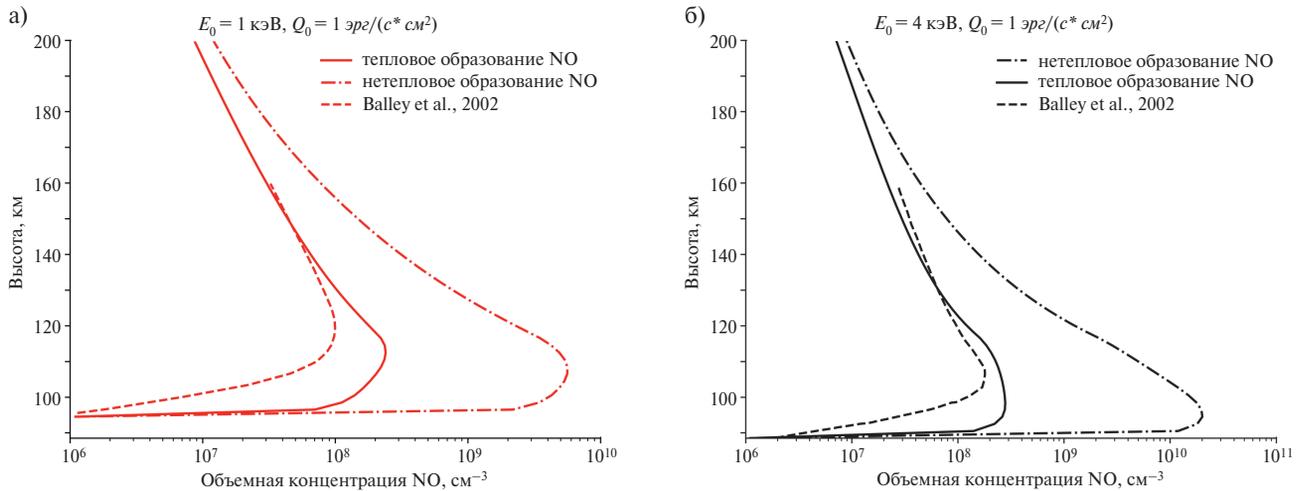


Рис. 8. а) Высотные распределения объемной концентрации NO, образованной в тепловом (сплошная кривая) и нетепловом (штрихпунктирная кривая) каналах. Пунктирной линией показан высотный профиль концентрации NO из работы [47]. Высотные профили соответствуют электронным высыпаниям с характеристической энергией $E_0=1$ кэВ. б) Высотные распределения объемной концентрации NO, образованной в тепловом (сплошная кривая) и нетепловом (штрихпунктирная кривая) каналах. Пунктирной линией показан высотный профиль концентрации NO из работы [47]. Высотные профили соответствуют электронным высыпаниям с характеристической энергией $E_0=4$ кэВ.

В работах [47] и [48], в свою очередь, сечения данной реакции были взяты из более ранних работ [54] и [55];

- Еще одно отличие рассматриваемых моделей, которое связано с положением максимумов концентрации NO, заключается в отличии используемых коэффициентов молекулярной и турбулентной диффузии. Так, в работах [47] и [48] используются значения коэффициентов молекулярной диффузии, рассчитанные согласно [56], а коэффициенты турбулентной диффузии принимаются равными 1×10^6 $\text{cm}^2/\text{с}$ в интервале высот 100–200 км. В данной работе, как отмечалось ранее, используются коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии согласно [3, 49, 50]. Таким образом, в интервале высот 100–200 км, значения коэффициента турбулентной диффузии между моделями различается в 3–10 раз, а значения коэффициента молекулярной диффузии отличаются в среднем в 1.5 раза.

Анализ результатов проведенных вычислений для полярных областей верхней атмосферы Земли показывает, что электронные высыпания в данных областях практически полностью определяют механизм теплового образования NO. Так, с ростом характеристической энергии высыпающих электронов, высота максимума объемной концентрации NO снижается, что во многом обусловлено более

глубоким проникновением электронов в атмосферу (см., рис. 3), и большими скоростями диссоциации (3), прямой (8) и диссоциативной (9) ионизации N_2 на более низких высотах (рис. 4). Как указывалось ранее, доминирующей реакцией теплового образования NO является реакция (6) [11, 42]. Стоит отметить, что несоответствие высот максимумов скоростей указанных реакций (рис. 4) высотам пиков концентрации NO связано с вертикальным потоком, создаваемым молекулярной и турбулентной диффузией. Абсолютные значения объемной концентрации NO, в свою очередь, меняются всего в 1.2 раза при увеличении характеристической энергии высыпающих электронов с 1 до 4 кэВ.

Для того, чтобы исследовать влияние надтепловых атомов азота $\text{N}(^4\text{S})$ на нетепловое образование NO посредством реакции (13), данная реакция была добавлена в разработанную модель. То есть производилось решение системы уравнений химической кинетики P1–P20 из табл. 1 также с учетом молекулярной и турбулентной диффузии. Важно отметить, что решение данной системы уравнений до установившегося режима является некорректным в применении для полярных областей атмосферы Земли. Дело в том, что образование надтепловых атомов $\text{N}(^4\text{S})$, как и высыпания высокоэнергичных электронов с высоким потоком энергии >1.0 $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$, — это спорадические процессы в атмосфере Земли. Для определения вклада

данных процессов в химию нечетного азота требуется проведение зависящих от времени нестационарных расчетов, как, например, в [47, Раздел 5], [16]. Поэтому, при проведении расчетов по разработанной модели до выхода на стационарный режим мы предполагаем, что объектом нашего исследования является планета земного типа с условиями и составом в атмосфере, аналогичным атмосфере Земли (как и в работах [9, 10]), подверженная более возмущенным условиям звездной активности или находящаяся на более близком расстоянии к родительской звезде, чем Земля к Солнцу (в пределах зоны потенциальной обитаемости [57, 58]). Еще одним важным предположением является то, что нейтральная атмосфера рассматриваемой планеты остается постоянной при возмущенных условиях звездной активности. Данное предположение при этом зачастую используется при исследовании влияния высыпания электронов на химию нечетного азота в атмосфере Земли (см., например, [14, 47, 48, 28]).

Результаты расчетов нетеплового образования окиси азота представлены на рис. 8а и 8б штрихпунктирными линиями. В обоих случаях высыпания электронов ($E_0=1$ и 4 кэВ) наблюдается сильное увеличение объемной концентрации NO в максимуме. Так, при $E_0=1$ кэВ наибольшая концентрация окиси азота NO, образованной в нетепловом канале, в 20 раз превышает концентрацию NO, образованной в тепловом канале. Для случая $E_0=4$ кэВ различие составляет 70 раз. При этом высоты максимумов концентраций NO составляют: 108.5 км при $E_0=1$ кэВ и 94.5 км при $E_0=4$ кэВ, что в свою очередь соответствует пиковым значениям концентрации надтепловых атомов азота $N(^4S)$ (рис. 7) и частотам реакции (13). Таким образом, несмотря на небольшие значения объемных концентраций надтепловых атомов азота $N(^4S)$ (рис. 7), образованных в результате высыпаний высокоэнергичных электронов, и небольшие значения частот реакции с участием надтепловых атомов (13) (рис. 6), их вклад в образование NO может быть значителен для N_2 - O_2 доминантных атмосфер планет земного типа. Поэтому при построении аэрономических моделей для таких атмосфер на экзопланетах земного типа (см., например, [3] и [4]), находящихся в зоне потенциальной обитаемости у активных звезд солнечного типа необходимо также учитывать и нетепловые процессы образования NO. Дело в том, что данная молекула, как и молекулы озона и углекислого газа, оказывает большое влияние на охлаждение N_2 - O_2 атмосферы за счет колебательно-поступательного энергообмена [59]. Следовательно, рассматриваемое нетепловое образование NO при

высыпании высокоэнергичных электронов в N_2 - O_2 атмосфере, может довольно сильно повлиять на энергетику и структуру данной атмосферы, а также на ее устойчивость. Выдвинутая гипотеза, однако, не является предметом данной работы и будет проверена нами в дальнейшем.

3.5. Образование NO в атмосферах планет земного типа при различной активности родительской звезды

Для того, чтобы исследовать возможное образование NO в тепловом и нетепловом каналах в атмосферах экзопланет земного типа, находящихся в пределах зоны потенциальной обитаемости у родительских звезд, более активных, чем Солнце, была проведена серия расчетов с помощью разработанных моделей для различных потоков энергии высыпавшихся электронов, $Q_0=1, 10$ и 100 эрг $см^{-2} с^{-1}$. Из наблюдений и теоретических моделей для атмосферы Земли известно [60–62], что значения потока энергии электронов в атмосфере может варьироваться от 1 эрг $см^{-2} с^{-1}$ и до 1000 эрг $см^{-2} с^{-1}$ (теоретически), что соответствует ИВС (International Brightness Coefficient) классам полярных сияний 1 и 4, соответственно, или значениям эмиссии в линии $O I \lambda 5577 \text{ \AA}$, равным 1 и 1000 килоРэлей ($1 \text{ Рэлей} = 10^6 \text{ фотон } см^{-2} с^{-1}$), соответственно [63]. При этом частота полярных сияний типа ИВС IV для современного Солнца очень мала [62]. Кроме того, как отмечалось ранее, сильные высыпания электронов с $Q_0 > 1$ эрг $см^{-2} с^{-1}$ в атмосфере Земли носят спорадический характер и характеризуются небольшой продолжительностью.

В свою очередь, из наблюдений звезд солнечного типа по данным миссий Kepler и K2 следует, что большинство этих звезд могут являться гораздо более активными, чем Солнце [64]. Более того, теоретические модели и данные наблюдений показывают [65, 66], что молодые звезды солнечного типа, находящиеся на главной последовательности, обладают наибольшей активностью, которая с течением времени снижается в результате уменьшения скорости вращения звезды, ослабления эффекта динамо и снижения нагрева хромосферы. При этом снижение активности происходит как в ультрафиолетовой, жесткой ультрафиолетовой [65, 67–69], так и в мягкой рентгеновской [67, 70] областях спектра. Кроме того, эволюция с возрастом происходит и для потока звездного ветра. Так, например, по результатам наблюдений поглощения в линии $HI \text{ Ly}\alpha$ на границе астросфер 14 звезд главной последовательности с помощью телескопа им. Хаббла была выявлена степенная зависимость потери массы звезды от вре-

мени, $\dot{M} \sim t^{-2.33}$, для звезд солнечного типа, где t — возраст звезды в млрд. лет [71, 72]. Согласно данной зависимости, потеря массы для Солнца была бы на 2 порядка выше при возрасте Солнца 1 млрд. лет. Более того, другие исследования (см., например, обзор [73]) также предсказывают гораздо большие потоки звездного ветра для молодых звезд солнечного типа за счет корональных выбросов массы. Последние явления, в свою очередь, характеризуются высокими потоками высокоэнергичных частиц и могут изменять структуру магнитосфер близких экзопланет [73–75].

Таким образом, расчеты с использованием разработанной модели для высоких потоков энергии высыпающихся электронов, вплоть до $100 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, являются приемлемыми для атмосфер экзопланет земного типа, находящихся в пределах зоны потенциальной обитаемости у активных родительских звезд, так как данные планеты могут быть подвержены намного более частым и сильным возмущениям со стороны звездного ветра. Соответственно, в атмосферах данных экзопланет могут происходить длительные высыпания высокоэнергичных электронов, характеризующиеся более высокими значениями характеристической энергии E_0 и потока энергии Q_0 .

На рис. 9а показаны результаты проведенных расчетов — зависимости максимумов объемной концентрации NO в атмосферах планет земного типа от потоков энергии высыпающихся электронов также для двух случаев высыпания: при $E_0 = 1$ (красные кружки) и 4 кэВ (черные крестики), соответственно. Левая и правая панели данного рисунка соответствуют тепловому и нетепловому каналам образования NO, соответственно.

Анализ полученных результатов показывает, что увеличение в пике концентрации NO с ростом потоков высокоэнергичных электронов происходит нелинейным образом при рассмотрении теплового механизма образования данной молекулы (рис. 9, левая панель). При этом концентрация данной молекулы не превышает значения в $3.4 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ ($E_0=1$ кэВ) и $9.6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ ($E_0=4$ кэВ) даже при самом сильном высыпании, $Q_0=100 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. То есть концентрация NO выходит на некоторый уровень насыщения с увеличением возмущений со стороны родительской звезды. Все это подтверждает выводы [14, 47, 48], сделанные по результатам их расчетов для атмосферы Земли. Относительные значения концентрации NO при этом возрастают в 14 раз ($E_0=1$ кэВ) и 35 раз ($E_0=4$ кэВ) при изменении потоков Q_0 с 1 до $100 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Это, в свою очередь,

подтверждает нашу гипотезу [24, 28] о том, что для активных родительских звезд образование NO в атмосферах экзопланет земного типа может быть более эффективно, чем в атмосфере Земли.

Еще одним аргументом в пользу данной гипотезы служат результаты, полученные при рассмотрении механизма нетеплового образования окиси азота (рис. 9, правая панель). В данном случае (в отличие от результатов для теплового канала образования NO) за счет роста скорости производства надтепловых атомов азота $N(^4S)$ и, следовательно, роста частоты реакции (13) взаимодействия данных атомов с молекулами O_2 — увеличение концентрации NO с ростом Q_0 происходит практически линейным образом. Таким образом, максимум концентрации данной молекулы в атмосфере может существенно возрасти: до $4.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($E_0=1$ кэВ) и $1.9 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($E_0=4$ кэВ) при значении потока $Q_0=100 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Что примерно на 2 порядка величины больше, чем при рассмотрении теплового механизма производства данной молекулы.

Стоит отметить, что согласно результатам проведенных расчетов, вместе с пиковыми значениями NO (при рассмотрении теплового канала образования данной молекулы) изменяются и высоты расположения данных пиков — за счет молекулярной и турбулентной диффузии. Для учета этого фактора на рис. 9б показана зависимость вертикальных лучевых концентраций NO от потока высыпающихся электронов Q_0 . Полученный результат при этом подтверждает сделанные ранее выводы. Так, при рассмотрении теплового канала образования NO лучевая концентрация данной молекулы изменяется в пределах одного-двух порядков величины при увеличении потока Q_0 в 100 раз. Это изменение, в свою очередь, имеет нелинейный характер. При нетепловом образовании NO наблюдается линейное увеличение лучевой концентрации молекулы с ростом потока высыпающихся электронов. Различие между лучевыми концентрациями NO при рассмотрении теплового и нетеплового каналов образования данной молекулы составляет 2 порядка величины для случая, когда значение потока Q_0 соответствует $100 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

4. ВЫВОДЫ

Цель данного исследования — оценить вклад высыпаний высокоэнергичных электронов и нетепловых процессов, индуцированных этими высыпаниями, в образование окиси азота в N_2 - O_2 атмосфере Земли и планет земного типа, находящихся в пределах зоны потенциальной обитаемости у актив-

ных родительских звезд. Для этого были использованы кинетические модели Монте-Карло взаимодействия высыпающихся электронов [24] и надтепловых атомов азота [28], образующихся в результате высыпаний, с окружающим атмосферным газом. А также разработана модель химии нечетного азота с молекулярной и турбулентной диффузией для полярных областей верхних N₂-O₂ атмосфер планет земного типа.

1. Аprobация разработанных моделей для верхней атмосферы Земли показала, что высыпания высокоэнергичных электронов в полярных областях являются доминирующим источником образования окиси азота. Энергия высыпающихся электронов теряется в столкновениях с атмосферным газом, и в процессе диссоциации молекулярного азота образуются атомы азота в метастабильном и основном электронных состояниях с тепловыми и надтепло-

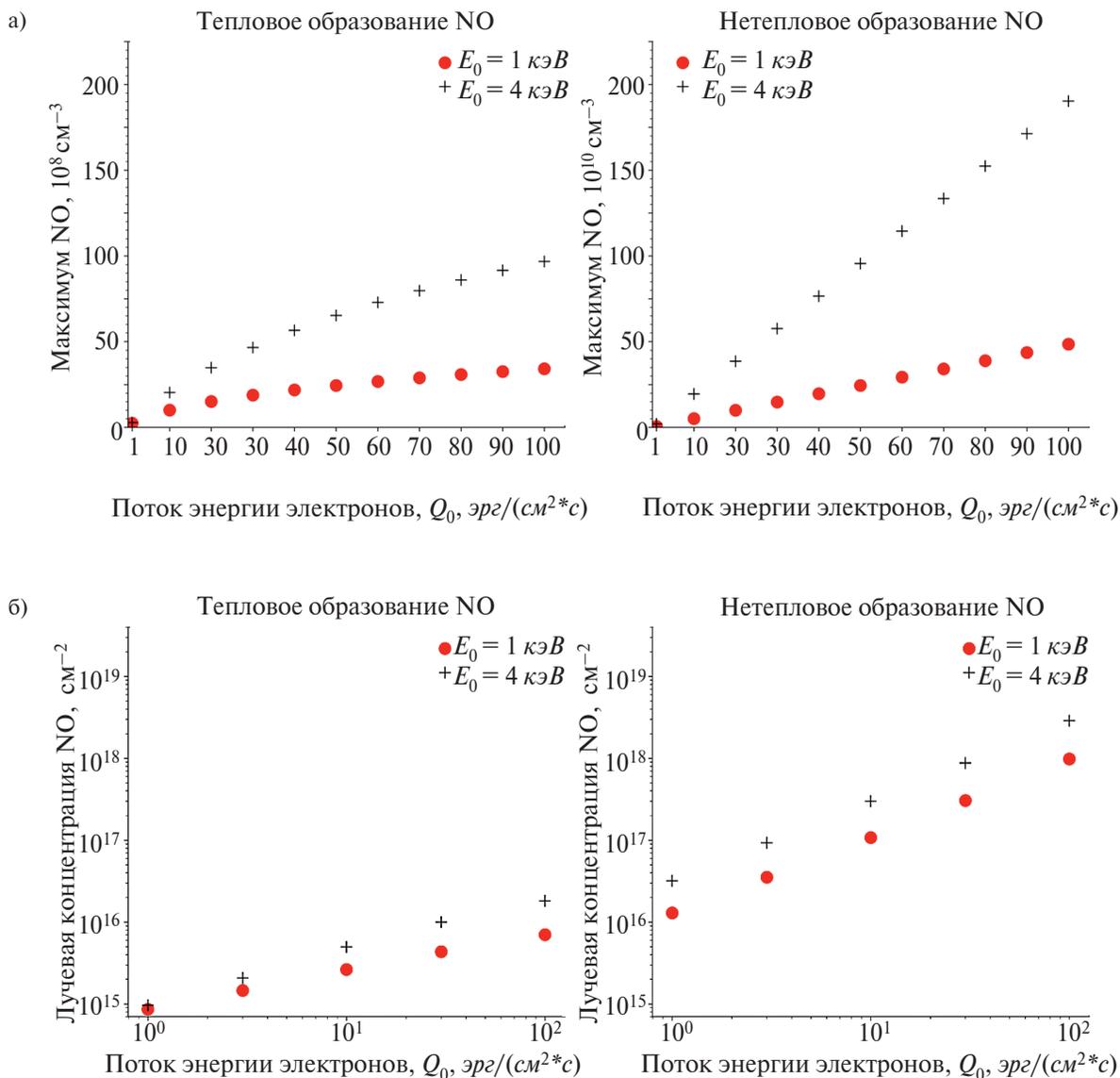


Рис. 9. а) Зависимость максимума концентрации окиси азота, образованной в тепловом (левая панель) и нетепловом (правая панель) канале, от потока энергии высыпающихся электронов в атмосферах планет земного типа, находящихся в пределах зоны потенциальной обитаемости у активных родительских звезд. Красные кружки соответствуют высыпаниям электронов с характеристической энергией $E_0=1 \text{ кэВ}$; черные крестики — для случая с $E_0=4 \text{ кэВ}$. б) Зависимость вертикальной лучевой концентрации окиси азота, образованной тепловым (левая панель) и нетепловым (правая панель) путем, от потока энергии высыпающихся электронов в атмосферах планет земного типа, находящихся в пределах зоны потенциальной обитаемости у активных родительских звезд. Красные кружки соответствуют высыпаниям электронов с характеристической энергией $E_0=1 \text{ кэВ}$; черные крестики — для случая с $E_0=4 \text{ кэВ}$.

выми энергиями, взаимодействие которых с молекулярным кислородом и является основным источником образования окиси азота в атмосфере. В зависимости от энергии высыпавшихся электронов изменяется концентрация NO в атмосфере, а также высоты, на которых достигаются максимальные значения данной концентрации. Результаты расчетов объемных концентраций NO с использованием разработанных моделей для различных случаев высыпаний авроральных электронов согласуются с другими моделями [47] и наблюдениями [11, 12].

2. Исследования влияния активности родительских звезд на N_2 - O_2 атмосферы планет земного типа показали, что увеличение потоков энергии высыпавшихся электронов, которое является следствием возмущений в звездном ветре, может существенно увеличить эффективность теплового канала образования окиси азота в рассматриваемых атмосферах. Так, пиковые значения объемной концентрации NO могут достигать $3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $1 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при непрерывном потоке энергии высыпавшихся электронов $Q_0 = 100 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и характеристической энергии высыпавшихся электронов $E_0 = 1$ и 4 кэВ , соответственно. Для сравнения, концентрации данной молекулы в атмосфере Земли для потоков энергии электронов в $1 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ достигают значений $2.4 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $2.8 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ для тех же характеристических энергий. При этом дальнейшее увеличение потоков энергии электронов выше $100 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ не приводит к сильным изменениям в концентрации NO, что также соответствует расчетам [14, 47, 48] для атмосферы Земли.

3. По результатам расчетов были подтверждены выводы работы [28] о том, что диссоциация молекулярного азота электронным ударом при высыпании авроральных электронов с высокими энергиями является основным источником надтепловых атомов азота $N(^4S)$ в полярных областях атмосфер планет земного типа. Несмотря на небольшое содержание надтепловых атомов в атмосфере, их вклад в жесткую систему химических реакций, описывающих химию нечетного азота, как и вклад в нетепловое образование NO (посредством взаимодействия с O_2), значителен. В случае непрерывного высыпания электронов в атмосфере модельной планеты земного типа даже с небольшими значениями потока энергии $Q_0 = 1 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ концентрация окиси азота, образованная в нетепловом канале, может в 20 и 70 раз превышать концентрацию данной молекулы, образованной в тепловом

канале, при характеристических энергиях электронов $E_0 = 1$ и 4 кэВ , соответственно. Более того, за счет эффективного образования надтепловых атомов азота при больших потоках энергии высыпавшихся электронов нетепловое образование NO происходит также эффективно. В результате чего увеличение концентрации данной молекулы с ростом Q_0 может иметь практически линейный характер. И при $Q_0 = 100 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, согласно результатам расчетов, максимум данной концентрации может достигать значений $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при характеристических энергиях электронов 1 и 4 кэВ, соответственно. Это на два порядка величины превышает пиковое значение NO, образованное в тепловом канале. Полученные выводы справедливы и для вертикальных лучевых концентраций NO.

4. Полученные результаты, в свою очередь, крайне важны для определения стратегии поиска атмосферного биомаркера NO с помощью планируемой к запуску обсерватории Спектр-УФ в атмосферах экзопланет земного типа, находящихся в пределах ЗПО у активных звезд. Дело в том, что для надежного обнаружения этой молекулы в атмосферах экзопланет необходимо, чтобы ее содержание по всей высоте атмосферы было достаточно высоким [9, 10]. Оценки показывают, что лучше всего для поиска данной молекулы подходят экзопланеты в ЗПО у активных родительских звезд, так как атмосферы данных планет достаточно нагреты и, следовательно, расширены, что увеличивает шансы для обнаружения сигнала пропускания света в спектральных полосах NO (γ -полосы) в ближнем ультрафиолетовом диапазоне (205–248 нм) [10]. Полученное в расчетах значительное образование окиси азота при возмущениях в звездном ветре и последующих высыпаниях высокоэнергичных электронов в атмосферах экзопланет, в свою очередь, может улучшить условия для обнаружения данной молекулы с помощью космической обсерватории Спектр-УФ. Во всяком случае, учет данного фактора позволит расширить количество экзопланет — потенциальных объектов наблюдения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00364).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. Lammer, L. Sproß, J. L. Grenfell, et al.*, *Astrobiology* 19, № 7, 927–950 (2019).
2. *L. Sproß, M. Scherf, V. I. Shematovich, et al.*, *Astronomy Reports* 65, 275–296 (2021).
3. *C. P. Johnstone, M. Güdel, H. Lammer, K. G. Kislyakova*, *Astron. and Astrophys.* 617, № A107, 36 (2018).
4. *A. Nakayama, M. Ikoma, N. Terada*, *Astrophys. J.* 937, № 72, 18 (2022).
5. *A. Coustenis and F. Taylor* Titan: Exploring an Earthlike World (Second Edition: Series on Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics, 4, 412, 2008).
6. *S. D. Domagal-Goldman, A. Segura, M. W. Claire, et al.*, *Astrophys. J.* 792, № 90, 15 (2014).
7. *A. Misra, V. Meadows, M. W. Claire, D. Crisp*, *Astrobiology* 14, № 2, 67–86 (2014).
8. *E. W. Schwieterman, S. L. Olson, D. Pidhorodetska, C. T. Reinhard, et al.*, *Astrophys. J.* 937, № 109, 22 (2022).
9. *Г. Н. Цуриков, Д. В. Бусикало*, *Астрон. Журн.* 100, № 2, 144–165 (2023).
10. *Г. Н. Цуриков, Д. В. Бусикало*, *Астрон. Журн.* 100, № 11, 987–1004 (2023).
11. *C. A. Barth, D. N. Baker, K. D. Mankoff, S. M. Bailey*, *Geophys. Res. Lett.* 28, № A1, 1463–1466 (2001).
12. *C. A. Barth, K. D. Mankoff, S. M. Bailey, S. C. Solomon*, *J. Geophys. Res.* 108, 1027–1038 (2003).
13. *C. A. Barth, S. C. Bailey, S. C. Solomon*, *Geophys. Res. Lett.* 26, 1251–1254 (1999).
14. *J. C. Gérard, C. A. Barth*, *J. Geophys. Res.* 82, 674–680 (1977).
15. *H. Dothe, J. W. Duff, R. H. Sharma, N. B. Wheeler, et al.*, *J. Geophys. Res.* 107, № A1, 9 (2002).
16. *C. Sætre, C. A. Barth, J. Stadsnes*, *J. Geophys. Res.* 112, № A08306, 11 (2007).
17. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and J. C. Gérard*, *Geophys. Res. Lett.* 18, 1691–1693 (1991).
18. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and J. C. Gérard*, *Annales Geophysicae* 10, 792–801 (1992).
19. *J. C. Gérard, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo*, *Geophys. Res. Lett.* 18, 1695–1697 (1991).
20. *J.-C. Gérard, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo* The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory (Geophysical Monograph Series, 87, 235–242, 1995).
21. *J.-C. Gérard, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, and J. W. Duff*, *J. Geophys. Res.* 102, № A1, 285–292 (1997).
22. *D. E. Siskind, C. A. Barth, and R. G. Roble*, *J. Geophys. Res.* 94, № A12, 16885–16898 (1989).
23. *D. E. Siskind, C. A. Barth, D. S. Evans, and R. G. J. Roble*, *Geophys. Res.* 94, № A12, 16899–16911 (1989).
24. *D. Bisikalo, V. Shematovich, B. Hubert*, *Universe* 8, 437–451 (2022).
25. *S. C. Solomon*, *J. Geophys. Res.* 106, 107–116 (2001).
26. *S. C. Solomon*, *J. Geophys. Res. Space Physics* 122, 7834–7848 (2017).
27. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J.-C. Gérard, et al.*, *J. Geophys. Res.* 113, № E02011, 9 (2008).
28. *V. Shematovich, D. Bisikalo, G. Tsurikov*, *Atmosphere* 14, № 1092, 15 (2023).
29. *D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, A. G. Zhilkin*, *Physics Uspekhy* 64, 747–800 (2021).
30. *V. I. Shematovich*, *Russian Chemical Reviews* 88, 1013–1045 (2019).
31. *T. Tabata, T. Shirai, M. Sataka, H. Kubo*, *Atom. Data and Nucl. Data Tables* 92, № 3, 375–406 (2006).
32. *Y. J. Itikawa* *Phys. and Chem. Ref. Data* 35, 31–53 (2006).
33. *Y. J. Itikawa* *Phys. and Chem. Ref. Data* 38, 1–20 (2009).
34. *K. Anzai, H. Kato, M. Hoshino, et al.*, *European Physical Journal D* 66, № 36, 36 (2012).
35. *H. S. Porter, C. H. Jackman, A. E. S. Green*, *J. Chem. Phys.* 65, 154–167 (1976).
36. *C. H. Jackman, R. H. Garvey, A. E. S. Green*, *J. Geophys. Res.* 82, 5081–5090 (1977).
37. *M. Ya. Marov, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo*, *Space Science Reviews* 76, 1–202 (1996).
38. *P. C. Cosby*, *J. Chem. Phys.* 98, 9544–9553 (1993).
39. *C. W. Walter, P. C. Cosby, H. Helm*, *J. Chem. Phys.* 99, 3553–3561 (1993).
40. *A. E. Hedin*, *J. Geophys. Res.* 96, 1159–1172 (1991).
41. *R. A. Sultanov, N. J. Balakrishnan*, *Chem. Physics* 124, №124321, 7 (2006).
42. *D. Bermejo-Pantaleón, B. Funke, M. López-Puertas, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* 116, № A10, 24 (2011).
43. *L. Vejby-Christensen, D. Kella, H. B. Pedersen, and L. H. Anderson*, *Phys. Rev. A* 57, 3627 (1998).
44. *А. Г. Жилкин, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович, Д. В. Бусикало*, *Астрон. Журн.* 100, № 12, 1190–1209 (2023).
45. *S. D. Cohen, A. C. Hindmarsh, P. F. Dubois*, *Computers in physics* 10, № 2, 138–143 (1996).
46. *D. Bilitza, D. Altadill, V. Truhlik, V. Shubin, et al.*, *Space Weather* 15, 418–429 (2017).
47. *S. M. Bailey*, *J. Geophys. Res.* 107, № A8, 1205–1227 (2002).
48. *C. A. Barth*, *Planet. Space Sci.* 40, 315–336 (1992).

49. *P. M. Banks, G. Kockarts* Aeronomy (New York: Academic Press, 430, 1973).
50. *R. G. Roble* The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory (ed. by R. M. Johnson and T. L. Killeen, Geophysical Monograph, London, 1995).
51. *D. T. Decker, B. V. Kozelov, B. Basu, et al.*, J. Geophys. Res. 101, 26947–26960 (1996).
52. *R. J. Redmon, W. F. Denig, L. M. Kilcommons, K. J. Knipp*, J. Geophys. Res.: Space Physics 122, № 8, 9056–9067 (2017).
53. *N. Balakrishnan, A. Dalgarno*, Chemical Physics Letters 302, 485–488 (1999).
54. *E. C. Zipf, R. W. McLaughlin*, Planet. Space Sci. 26, 449 (1978).
55. *W. L. Borst, E. C. Zipf*, Phys. Rev. A 1, 834 (1970).
56. *F. D. Colegrove, W. B. Hanson, and F. S. Johnson*, J. Geophys. Res. 70, 4931 (1965).
57. *J. Kasting, D. Whitmire, and R. Reynolds*, Icarus 101, № 1, 108–128 (1993).
58. *R. K. Kopparapu, R. Ramirez, J. F. Kasting, V. Eymet, et al.*, Astrophys. J. 765, № 2, 16 (2013).
59. *Б. Ф. Гордиец, Ю. Н. Куликов, М. Н. Марков, М. Я. Маров*, Труды ФИАН 130, 28 (1982).
60. *A. Dalgarno*, Ann. Geophys. 20, 65–74 (1964).
61. *A. Dalgarno, I. D. Latimer, J. W. McConkey*, Planet. Space Sci. 13, № 1008–1009 (1965).
62. *J. A. Whalen, R. R. O’Neil, R. H. Picard* Handbook of Geophysics and the Space Environment (ed. A. S. Jursa, Air Force Geophysics Laboratory Hanscom AFB, MA, 12, 12-1–12-42, 1985).
63. *M. J. Seaton*, J. Atmos. Terr. Phys. 4, № 6, 285–294 (1954).
64. *И. С. Саванов*, Астрофизический бюллетень 76, № 2, 202–209 (2021).
65. *J. L. Linsky, M. Güdel* Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments (ed. H. Lammer, M. Khodachenko, Astrophysics and Space Science Library, Springer, 3–16, 2015).
66. *J. L. Linsky, R. Bushinsky, T. Ayres, J. Fontenla, K. France*, Astrophys. J. 745, № 25, 8 (2012).
67. *I. Ribas, E. F. Guinan, M. Güdel, M. Audard*, Astrophys. J. 622, № 1, 680–694 (2005).
68. *I. Ribas, G. F. Porto de Mello, L. D. Ferreira, E. Hébrard, et al.*, Astrophys. J. 714, № 1, 384–395 (2010).
69. *M. W. Claire, J. Sheets, M. Cohen, I. Ribas, et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser. 757, № 95, 12 (2012).
70. *M. Güdel, E. F. Guinan, S. L. Skinner*, Astrophys. J. 483, 947–960 (1997).
71. *B. E. Wood, H. R. Müller, G. P. Zank, J. L. Linsky, S. Redfield*, Astrophys. J. 628, L143–L146 (2005).
72. *B. E. Wood, J. L. Linsky, M. Güdel* Exoplanet Host Star Radiation and Plasma Environment (ed. H. Lammer, M. Khodachenko, Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments. Astrophysics and Space Science Library, Springer, 19–32, 2015).
73. *A. A. Vidotto*, Living Reviews in Solar Physics 18, № 3, 86 (2021).
74. *M. L. Khodachenko, I. Ribas, H. Lammer, J. M. Grieffmeier, et al.*, Astrobiology 7, № 1, 167–184 (2007).
75. *A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, C. Mostl*, Astrophys. J. 846, № 1, 31 (2017).

NON-THERMAL PROCESSES OF NITROGEN OXIDE FORMATION DURING PRECIPITATION OF AURORAL ELECTRONS INTO THE UPPER ATMOSPHERES OF TERRESTRIAL PLANETS

V. I. Shematovich^{1,*}, D. V. Bisikalo^{1,2}, G. N. Tsurikov¹, A. G. Zhilkin¹

¹*Institute of Astronomy of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*National Center of Physics and Mathematics, Sarov, Russia*

**E-mail: shematov@inasan.ru*

Nitric oxide is a potential biomarker in the N_2 - O_2 atmospheres of terrestrial exoplanets, which can be detected by space missions, including the planned launch of the Russian Spektr-UF observatory. From observations of the Earth's thermosphere in the polar regions, it is known that important sources of formation of this molecule are the precipitation of high-energy electrons into the planet's atmosphere, as well as the non-thermal processes accompanying them. In this paper the non-thermal processes of nitrogen oxide formation in the polar regions of the Earth's upper atmosphere are investigated, as well as the atmospheres of exoplanets located in the potential habitability zone of active stars. For this purpose, a numerical kinetic Monte Carlo model of the interaction of high-energy electrons with atmospheric gas has been developed; a kinetic Monte Carlo model of the interaction of suprathermal $N(^4S)$ atoms formed as a result of dissociation of N_2 molecules by electron impact with the surrounding gas; as well as a model of odd nitrogen chemistry with taking into account the molecular and turbulent diffusion. According to the results of calculations, it is confirmed that the process of dissociation of N_2 by an electron impact during the interaction of the stellar wind with the atmosphere of the planet is an important source of suprathermal N atoms, which contribute to a significant increase in the non-thermal formation of NO in the N_2 - O_2 atmospheres of terrestrial planets (both locally, in the case of a planet's own magnetic field, and throughout the planet's surface, in the case of its absence). Because the column concentration of NO during flares becomes larger, therefore the chances of detecting of nitric oxide biomarker in the atmospheres of the terrestrial-type exoplanets located in the potential habitability zone of active stars are also become larger.

Keywords: terrestrial planet, auroral events, kinetic modeling, atmospheric biomarkers