

Том 51, Номер 4

ISSN 0320-0108

Апрель 2025



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 51, номер 4, 2025

Поглощение в линии водорода 21 см при $z > 10$ как чувствительный инструмент построения космологической модели в малых масштабах <i>Ю. Н. Ерошенко, В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева, С. В. Пилипенко, М. В. Ткачев</i>	169
Особенности процесса ускорения частиц механизмом Ферми на криволинейных фронтах ударных волн <i>Ю. А. Кропотина, А. М. Быков</i>	178
Поляризация и модель пылевой оболочки углеродного post-AGB объекта IRAS 22272+5435 (V354 Lac) <i>Н. П. Иконникова, Б. С. Сафонов</i>	189
О связанном с Ганимедом квазипериодическом декаметровом радиоизлучении Юпитера <i>В. Е. Шапошников, В. В. Зайцев</i>	203
Геодезическая нутация небесных тел в системе спутников Юпитера <i>В. В. Пашкевич, А. Н. Вершков</i>	213
Вариации полной солнечной радиации по данным о концентрации ^{10}Be в антарктическом льду <i>М. Г. Огурцов</i>	224

ПОГЛОЩЕНИЕ В ЛИНИИ ВОДОРОДА 21 см ПРИ $z > 10$ КАК ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ИНСТРУМЕНТ ПОСТРОЕНИЯ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ В МАЛЫХ МАСШТАБАХ

© 2025 г. Ю. Н. Ерошенко^{1*}, В. Н. Лукаш², Е. В. Михеева², С. В. Пилипенко², М. В. Ткачев²

¹Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

²Астрокосмический центр ФИАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.06.2025 г.

После доработки 12.08.2025 г.; принята к публикации 19.08.2025 г.

Вычислена интенсивность поглощения реликтового излучения в линии 21 см нейтрального водорода при наличии в спектре космологических возмущений плотности дополнительной мощности в виде “бампа”. Основным эффектом, усиливающим поглощение, является более раннее рождение первых звезд, формирующих фон УФ-излучения. Это излучение понижает спиновую температуру нейтрального водорода и тем самым усиливает поглощение в линии 21 см. Сравнение различных космологических моделей (с бампом в спектре возмущений плотности и без него) показывает, что по положению частотного профиля поглощения можно определить вероятное положение бампа в спектре возмущений и, тем самым, реконструировать спектр космологических возмущений в масштабах $k > 1 \text{ Мпк}^{-1}$.

Ключевые слова: космология, радиоастрономия, линия 21 см, космологические возмущения.

DOI: 10.31857/S0320010825040016

ВВЕДЕНИЕ

Радиолиния нейтрального водорода 21 см возникает при переходах в атоме водорода между состояниями сверхтонкого расщепления с полным спином атома 0 и 1 (см. обзор Притчарда и Лоуба, 2012). Наблюдение этой линии предоставляет информацию о ряде важных астрофизических и космологических процессов при красных смещениях $z > 6$, повлиявших на ее формирование. В том числе об образовании первых звезд и галактик, а также черных дыр, рождающихся, например, в процессе прямого коллапса газовых облаков (Жанг и др., 2025). Исследование поглощения и излучения в линии нейтрального водорода 21 см может стать крайне полезным инструментом для восстановления спектра космологических возмущений плотности при $k > 1 \text{ Мпк}^{-1}$ после того, как эта линия будет достоверно обнаружена с помощью радиотелескопов при наблюдении Вселенной на $z > 10$.

Космологическая эпоха Темных веков длилась от рекомбинации до реионизации водорода во Вселенной, т.е. на красных смещениях $z \sim 6.4\text{--}1100$. Важная для переходов 21 см “спиновая температура”, определяющая относительную населенность верхнего и нижнего уровней атомов водорода, при $z > 30$ определялась столкновениями атомов друг с другом и с электронами. При меньших z столкновения становились неэффективными, и спиновая температура стремилась к температуре реликтового излучения, кото-

рая была выше кинетической температуры барионного газа из-за различия в законах охлаждения газов релятивистских и нерелятивистских частиц при расширении Вселенной. В результате этого, при $z \leq 30$, но до образования первых звезд, поглощение в линии 21 см отсутствовало. Наконец, когда внутри гало темной материи начали появляться звезды, их УФ-излучение вследствие эффекта Ваутхейзена–Филда (ВФ) (Ваутхаузен, 1952; Филд, 1958) понижало спиновую температуру, устанавливая связь спиновых и кинетических степеней свободы. Однако спиновая температура, вероятно, не успевала достичь кинетической температуры барионного газа, а сам газ несколько разогревался и ионизировался излучением ранних звезд и ударных волн. Тем не менее, понижения спиновой температуры оказывалось достаточным для появления глубокой ямы поглощения вблизи $z \sim 17\text{--}25$ (точное значение зависит от спектра космологических возмущений плотности). После разогрева и ионизации газа поглощение сменилось излучением в указанной линии.

К настоящему времени выполнены два эксперимента по наблюдению линии поглощения. За счет космологического расширения наблюдаемая длина волны смещается к $21 \times (1 + z)$ см. Наблюдение радиотелескопами EDGES (Монсалв и др., 2017, 2018, 2019; Бовман и др., 2018) показало наличие “ям поглощения”, положение которой при $z \sim 17$ в целом соответствует теоретическим ожиданиям в рамках стандартной ΛCDM модели, но глубина поглощения в несколько раз больше, чем следует из рас-

*Электронный адрес: eroshenko@inr.ac.ru

четов Бовмана и др. (2018). Если данные наблюдений EDGES верны, то для их объяснения необходимо привлечь новые физические эффекты, так как учтенные процессы, по-видимому, не способны объяснить столь сильное поглощение. Предлагалась, например, модель взаимодействия барионов с частицами темной материи, при котором происходит охлаждение барионного газа примерно в два раза (Баркана, 2018). Это могло понизить спиновую температуру и соответственно усилить поглощение. Отметим, однако, что во втором эксперименте SARAS 3 (Сингх и др., 2022; Бенвис и др., 2022) яму поглощения обнаружить не удалось, поэтому как реальная глубина ямы поглощения, так и само ее наличие пока остаются под вопросом.

Главным фактором, влияющим на спиновую температуру, является образование первых звезд. Первые звезды образуются внутри достаточно массивных гало темной материи, в которых вириальная температура достаточна для запуска процессов охлаждения газа на свободно-свободных переходах и его сжатия с последующей фрагментацией. Ход процесса образования гало темной материи существенно зависит от формы спектра космологических возмущений на соответствующих масштабах. Целью данной работы является исследование влияния спектра возмущений плотности на поглощение в линии 21 см, а в будущем при наличии надежных наблюдательных данных о поглощении может быть рассмотрена обратная задача — получение информации о спектре мощности из наблюдений формы ямы поглощения. Мы предполагаем, что спектр космологических возмущений плотности имеет стандартный вид, но с дополнительным узким максимумом (бампом) на некотором масштабе. Влияние подобного бампа на формирование ранних галактик было рассмотрено в работах (Падманабхан, Лоуб, 2023; Ткачев и др., 2024а), где показано, что при этом ранних галактик образуется больше, что может служить объяснением данных космического телескопа им. Дж. Уэбба.

Недавно в работе Наика и др. (2025) был рассчитан сигнал глобального поглощения в линии 21 см для спектра с избытком мощности. Расчет был выполнен с помощью пакета 21cmFAST (Месингер, Фурлането, 2011). Различие подходов, используемых в данной работе и в работе (Наик и др., 2025), заключается в следующем. Если в пакете 21cmFAST для выделения вириализованных гало применяется линейная теория роста возмущений плотности с экстраполяцией в некоторых случаях в слабо-нелинейную область, то мы применяем для этой цели результаты численного моделирования методом N-тел. Если выбор формы максимума в спектре мощности был мотивирован некоторыми моделями инфляции, то в нашем случае параметры максимума (бампа) выбирались для объяснения наблюдаемого телескопом им. Дж. Уэбба избытка галактик в ранней Вселенной. Парамет-

ры бампа в нашем случае существенно отличаются от используемых в (Наик и др., 2025). Мы не стремимся описать точно форму ямы поглощения со стороны малых красных смещений, так как происходящие вблизи эпохи реионизации процессы пока окончательно не прояснены, о чем говорит, например, кризис перепроизводства ионизирующих фотонов, обсуждавшийся в (Муоз и др., 2024). Мы обнаружили значительный сдвиг границы ямы поглощения на больших z при наличии бампа. Наши расчеты качественно согласуются с выводом работы Наика и др. (2025) о положении ямы поглощения на больших красных смещениях.

В ближайшем будущем ожидается ряд новых радиоастрономических наблюдений в метровом диапазоне на различных радиотелескопах. Если эти наблюдения позволят достаточно точно выявить яму поглощения и охарактеризовать ее границу, то это даст ценную информацию о форме спектра космологических возмущений (в нашей модели — о положении и высоте бампа). В этом случае поглощение в линии водорода 21 см при $z > 10$ станет точным инструментом для построения космологической модели в малых масштабах.

Формализм для расчета величины глобального поглощения в линии 21 см был представлен в (Притчард, Лоуб, 2012) и в указанной там литературе. Ниже в тексте статьи мы приводим основные формулы, чтобы показать зависимость результатов расчета от различных параметров. В данной работе для расчетов используются значения космологических параметров (Эйд и др., 2014): $\Omega_\Lambda = 0.69$, $\Omega_m = 0.31$, $\Omega_b = 0.048$, $h = 0.67$, $n_s = 0.96$.

ВЛИЯНИЕ БАМПА НА ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРВЫХ ЗВЕЗД

При расчете образования крупномасштабных структур мы предполагаем, что стандартный Λ CDM-спектр возмущений умножен на дополнительный множитель

$$1 + A \times \exp\left(-\frac{(\log k - \log k_0)^2}{\sigma_0^2}\right), \quad (1)$$

где $A = 20$, $k_0 = 4.69 \text{ Мпк}^{-1}$, $\sigma_0 = 0.1$ (следуя нашей более ранней работе Ткачева и др. (2024а), мы обозначаем эту модель *gauss_1*). Наличие бампа с такой формой ведет к более эффективному образованию галактик в ранней Вселенной и дает лучшее согласие с данными наблюдений телескопа им. Дж. Уэбба. Отсутствие бампа, т.е. стандартная Λ CDM модель, соответствует $A = 0$. Также была исследована космологическая модель со спектром, в которой бамп имел параметры $A = 30$, $k_0 = 2.01 \text{ Мпк}^{-1}$, $\sigma_0 = 0.1$ (следуя системе обозначений, введенной в (Ткачев и др., 2024б), в дальнейшем называем эту модель *gauss_k2_A30*).

Отметим, что на процесс гравитационного сгущения влияет не сам спектр мощности, а величина сред-

неквадратичного возмущения плотности в том или ином масштабе R . Дисперсия этой величины определяется выражением

$$\sigma_R^2 = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 P(k) W^2(kR) dk, \quad (2)$$

где $W(kR)$ — функция окна. Наличие бампа в области волновых чисел k_0 приводит к тому, что дисперсия (2) повышена в масштабах $R \ll 1/k_0$ достаточно универсальным образом, так как разные фурье-компоненты гауссова случайного поля независимы. Действительно, в этом случае можно приближенно получить

$$\sigma_R \simeq [\tilde{\sigma}_R^2 + B^2]^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$B = \left(\frac{A \sigma_0 P(k_0) k_0^3}{2\pi^{3/2}} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

а величина $\tilde{\sigma}_R$ соответствует случаю $A = 0$. Функциональный вид (3) объясняется тем, что возмущение плотности является суммой двух независимых переменных, имеющих Гауссово распределение.

Для эффекта образования первых звезд важны масштабы масс $\sim 10^8 M_\odot$, соответствующие в рассматриваемых нами случаях условию $R \ll 1/k_0$. Процесс образования звезд будет протекать сходным образом для бампов с различными параметрами, если для них величины (4) одинаковы. Например, для двух бампов с параметрами $A = 20$, $k_0 = 4.69 \text{ Мпк}^{-1}$, $\sigma_0 = 0.1$ и $A = 30$, $k_0 = 2.01 \text{ Мпк}^{-1}$, $\sigma_0 = 0.1$ получаются почти равные B , и поэтому формирование звезд и поглощение в линии 21 см в двух случаях будет одинаково. Этот вывод качественно справедлив и для другой формы бампа, если область бампа локализована на масштабах, много больше масштаба гало, в которых возможно охлаждение и формирование звезд.

Для исследования эволюции темной материи были выполнены три численных моделирования методом N-тел в кубе с объемом $(47 \text{ Мпк})^3$, по 1024^3 частиц в каждом. Одна симуляция соответствовала модели *gauss_1*, вторая — стандартной ΛCDM модели, а также была рассмотрена модель *gauss_k2_A30*, где бамп был выше и сдвинут в область больших длин волн. Размер куба и число частиц является результатом компромисса между высоким разрешением (частота Найквиста должна существенно превышать масштаб бампа k_0 , и гало должны содержать минимум несколько сотен частиц) и большим размером куба, с тем чтобы основная мода возмущений (с длиной волны равной стороне куба) не выходила на нелинейный режим при $z = 0$.

Начальные условия для симуляций были созданы на $z = 120$ при помощи общедоступного кода *ginnungagap*¹, спектр мощности материи определялся для каждой симуляции отдельно. Для стандартной

ΛCDM -модели он генерировался с помощью общедоступного кода CLASS (Блас и др., 2011), а для моделей с бампом — с применением функции (1). Для моделирования эволюции поля плотности был использован код GADGET-2² (Шпригел, 2005), который широко применяется для моделирования эволюции структуры Вселенной. Анализ гало проводился с помощью кода Rockstar³ (Бехрузи и др., 2013).

Как было показано, например, в работе (Фурлането, 2006), основной вклад в эффект ВФ вносят звезды популяции II, которые уже в некоторой степени обогатились металлами. Предшествующие им массивные звезды популяции III из-за их высокой температуры имеют спектры, смещенные в высокоэнергетическую область, и дают меньший вклад. В данной работе мы будем учитывать только звезды популяции II. Усредненная (по пространству) светимость ранних короткоживущих звезд пропорциональна темпу их образования. Последний, в свою очередь, пропорционален темпу образования вириализованных (коллапсирующих) объектов из темной материи, т.е. средней плотности звездного населения

$$\dot{\rho}_s = \bar{\rho}_b \times f_* \frac{df_{\text{coll}}(z)}{dt}, \quad (5)$$

где точка над переменной означает производную по времени, $\bar{\rho}_b$ — средняя плотность барионов во Вселенной, f_* — фракция барионов в вириализованных гало, переходящая в звезды, $f_{\text{coll}}(z)$ — доля коллапсирующей массы (в составе вириализованных гало) в зависимости от красного смещения. Эта величина может быть определена по результатам описанного ранее численного моделирования. При этом отбирались гало с вириальными температурами $> 10^4 \text{ К}$, в которых возможно эффективное охлаждение газа.

В современной Вселенной доля массы барионов, переходящих в звезды, составляет $f_* \sim 0.1$. Во многих работах это же значение используется при оценке поглощения в линии 21 см. Однако в пользу такой экстраполяции нет строгих аргументов. Как показывает исследование галактик, на $z \sim 4$ –8 величина f_* может расти с ростом z и зависеть от массы гало (Бехрузи, Силк, 2018). С другой стороны, известна проблема перепроизводства УФ-фотонов в ранних галактиках (Муноз и др., 2024). Наряду с изменением доли выхода УФ-фотонов, f_{esc} , в ранней Вселенной могла быть иной и f_* . В связи с имеющейся сильной неопределенностью, в данной работе мы рассмотрим несколько вариантов f_* . Слишком большие $f_* > 0.1$ вряд ли возможны, т.к. это еще сильнее усугубит проблему перепроизводства УФ-фотонов. В работе (Ткачев и др., 2024а) утверждается, что при наличии бампа требуются меньшие величины f_* для объяснения наблюдаемой функции светимости галактик на больших z , чем в модели ΛCDM .

¹<https://github.com/ginnungagapgroup/ginnungagap>

²<http://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/volker/gadget/>

³<https://bitbucket.org/gfcanford/rockstar>

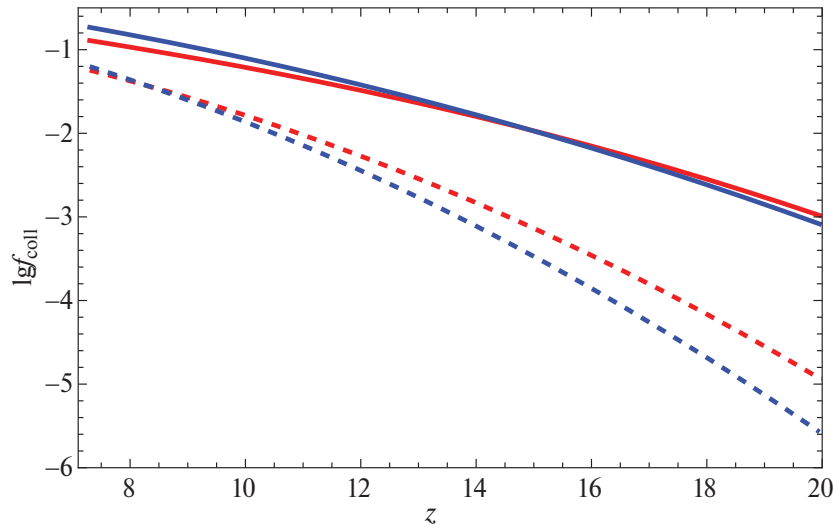


Рис. 1. Доля вещества Вселенной в вириализованных гало темной материи как функция красного смещения z . Красным цветом обозначены кривые, построенные по результатам численного моделирования, при этом критерием отбора гало была их вириальная температура выше 10^4 К. Спектру возмущений плотности с бампом соответствует сплошная кривая, спектру стандартной Λ CDM модели — пунктирная линия. Синим цветом обозначены кривые, построенные на основе формализма Пресса—Шехтера для граничной минимальной массы $M_b = 10^8 M_\odot$. Параметры бампа: $A = 20$, $k_0 = 4.69$ Мпк $^{-1}$ и $\sigma_0 = 0.1$ (модель *gauss_1*).

Отметим, что $f_{\text{coll}}(z)$, найденная из численного моделирования, заметно отличается от оценки, основанной на теории Пресса—Шехтера (Пресс, Шехтер, 1974) с границей по минимальной массе, использованной, например, в работе (Фурлането, 2006):

$$f_{\text{coll}}(z) = \text{erfc} \left\{ \frac{\delta_c}{\sqrt{2}\sigma(M_b, z)} \right\}, \quad (6)$$

где $M_b \sim 10^8 M_\odot$ — минимальная масса гало темной материи, в котором образуются звезды (по упрощенному критерию на основе указанной границе по массе), $\sigma(M_b, z) = \sigma(M_b)D(z)$ с фактором эволюции возмущений $D(z)$ в линейной теории. Сравнение двух подходов показано на рис. 1. Видно, что теория Пресса—Шехтера для моделей с бампом переоценивает число гало в несколько раз при малых красных смещениях, но недооценивает это число при больших красных смещениях. Вместе с тем, для двух численных моделей с разными бампами, но имеющими одинаковую величину B , доля f_{coll} совпадает, что означает, что эта доля определяется именно величиной B , а не конкретными параметрами бампа.

ЭВОЛЮЦИЯ СПИНОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА И ГЛОБАЛЬНЫЙ СИГНАЛ ПОГЛОЩЕНИЯ В ЛИНИИ 21 см

Глобальное (усредненное по небу) поглощение в линии 21 см в однородно распределенном газе рассчитывается по формуле (Притчард, Лоуб, 2012)

$$\delta T_b \approx 27(1-x) \left(1 - \frac{T_\gamma(z)}{T_s(z)} \right) \left(\frac{1+z}{10} \right) \text{ мК}, \quad (7)$$

где x — доля ионизованного водорода, T_γ — температура реликтового излучения, $T_s(z)$ — спиновая температура, зависящая от УФ-излучения первых звезд. Мы прослеживаем поведение функции $T_s(z)$ для двух случаев — при наличии и при отсутствии бампа — и вычисляем δT_b для обоих вариантов.

Спиновая температура выражается следующим образом (см. подробности в обзоре Притчард, Лоуб, 2012):

$$T_s^{-1} = \frac{T_\gamma^{-1} + x_\alpha T_\alpha^{-1} + x_c T_K^{-1}}{1 + x_\alpha + x_c}, \quad (8)$$

где x_α — константа связи с УФ-излучением звезд вследствие эффекта ВФ, x_c — константа связи с тепловым движением атомов из-за столкновений, T_α — эффективная тепловая температура излучения, которая после переизлучения фотонов с хорошей точностью становится равной кинетической температуре газа $T_\alpha \approx T_K$.

Константа связи x_α выражается следующим образом (Притчард, Лоуб, 2012):

$$x_\alpha = S_\alpha J_\alpha / J_\alpha^C, \quad (9)$$

где $S_\alpha \sim 1$, J_α — поток на частоте Ly_α , выражение для J_α^C приведено в (Притчард, Лоуб, 2012). При учете столкновений между собой нейтральных атомов водорода и электронов с протонами имеем

$$x_c = \frac{T_*}{A_{01} T_\gamma} (\kappa_{1-0}^{HH}(T_K) n_H (1-x) + \kappa_{1-0}^{eH}(T_K) n_H x), \quad (10)$$

где $T_* = 0.068$ К, $A_{01} = 2.85 \times 10^{-15}$, функции $\kappa_{1-0}^{HH}(T_K)$ и $\kappa_{1-0}^{eH}(T_K)$ также определены в (Притчард, Лоуб, 2012), n_H — концентрация водорода.

Светимость первых звезд в единице объема имеет вид

$$\varepsilon_*(z, \nu) = f_* n_H \varepsilon(\nu) \frac{df_{\text{coll}}}{dt}, \quad (11)$$

где $\varepsilon(\nu)$ — число излученных фотонов на один барион. Эффект ВФ мы учитываем стандартным методом — путем суммирования по лаймановским резонансам и интегрирования по красным смещениям излученных фотонов, длина волны которых уменьшилась в итоге до линии Ly_α (Баркана, Лоуб, 2005). При этом спектр нормируется так, что число фотонов на атом водорода $N_\alpha = 9690$ для звезд популяции II, а “recycling fraction” $f_{\text{rec}}(n)$ берется из работ Притчарда и Фурлането (2006) и Хираты (2006). Таким образом, фон УФ-фотонов, входящий в (9), записывается в виде

$$J_\alpha = \sum_2^{30} f_{\text{rec}}(n) \int_z^{z_{\text{max}}(n)} dz' \frac{(1+z')^2}{4\pi} \frac{c}{H(z)} \varepsilon_*(z', \nu'), \quad (12)$$

где

$$\nu' = \nu(1+z')/(1+z), \quad (1+z')/(1+z) = [1-(n+1)^{-2}]/(1-n^{-2})$$

и $\text{max}(n) = 30$. В целом, наш подход совпадает с (Месингер, Фурлането, 2011; Фурлането, 2006) с поправкой на то, что мы используем спектр возмущений с бампом, имеющим такую же форму, что и в работе Ткачева и др. (2024а).

Если эффект ВФ определяет границу ямы поглощения со стороны больших z , то нагрев и ионизация газа определяет границу ямы поглощения со стороны малых z . Нагрев и ионизация также определяются первыми звездами и галактиками, но эти процессы на $z < 10$ весьма хаотичны и пока еще не до конца прояснены. Поэтому в данной работе мы концентрируемся только на границе ямы со стороны больших z , а процессы при малых z учитываем приближенно. Например, вклад в изменение кинетической температуры газа мы задаем в виде (Фурлането, 2006)

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} \frac{\varepsilon_X}{k_B n H(z)} = \\ = 10^3 f_X \left(\frac{f_*}{0.1} \frac{f_{X,h}}{0.2} \frac{df_{\text{coll}}/dz}{0.01} \frac{1+z}{10} \right) \text{ К}, \end{aligned} \quad (13)$$

где k_B — постоянная Больцмана, $H(z)$ — зависимость постоянной Хаббла от красного смещения. Величина (13) входит в уравнение для эволюции кинетической температуры

$$\frac{dT_K}{dt} = \frac{2T_K}{3n_H} \frac{dn_H}{dt} + \frac{2}{3k_B} \sum_j \frac{\varepsilon_j}{n_H} \quad (14)$$

вместе со вкладом нагрева за счет комптоновского рассеяния на фотонах реликтового излучения.

В процессе формирования вириализованных объектов (при их обособлении от хаббловского потока)

возникают крупномасштабные движения темной материи и барионов, сопровождающиеся ударными волнами и нагревом газа (Наф, Силк, 2001). Ударная волна распространяется вне коллапсирующего объекта и нагревает газ в его окрестности. Хотя в ранних работах в численном моделировании (Гнедин, 2004) и в аналитических расчетах Фурлането и Лоуба (2004) было указано на важность эффекта нагрева газа ударными волнами, последующие работы показали, что вклад ударных волн незначителен (см. Месингер, Фурлането, 2011, и указанные там ссылки). Поэтому в настоящей работе, следуя (Месингер, Фурлането, 2011), нагрев ударными волнами мы не учитываем.

Эволюция степени ионизации x однородного газа рассчитывается по формуле (Фурлането, 2006)

$$\frac{dx}{dt} = \zeta \frac{d}{dt} - \alpha_r x^2 n_H, \quad (15)$$

где $\alpha_r = 4.2 \times 10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ — коэффициент рекомбинации, $\zeta = A_{\text{He}} f_* f_{\text{esc}} N_{\text{ion}}$, A_{He} — доля гелия, $N_{\text{ion}} = 0.45 N_\alpha$ для звезд популяции II.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Многие из входящих в расчет величин очень неопределенны. В частности, как было сказано выше, имеется проблема ионизационного кризиса. Это значит, что величины, ответственные за ионизацию, пока нельзя достоверно фиксировать. В настоящей работе мы варьируем в некотором интервале величины f_{esc} и f_* . На верхней и нижней панелях рис. 2 видно, что наряду со спектром возмущений эти величины также влияют на результат. На рис. 2 видно, что большие значения f_* противоречат наблюдениям, так как при этом эпоха реионизации сдвигается на красные смещения $z > 6.4$ (переход к нулевому поглощению соответствует $x = 1$ и $\delta T = 0$), причем эта проблема выражена сильнее в случае спектра возмущений с бампом. Но при малых f_* и f_{esc} можно получить удовлетворительное согласие с наблюдаемым положением эпохи реионизации как при наличии, так и при отсутствии бампа.

Для примера на рис. 3 показан результат расчета в сравнении с данными EDGES (рис. 2 в Бовман и др., 2018).

Общим выводом настоящей работы, который может оказаться полезным в будущем по мере уточнения физики образования первых звезд и влияния их УФ-излучения, является сдвиг положения ямы поглощения на большие красные смещения. Положение минимума вместо $z \sim 17$ при наличии бампа (с указанными выше параметрами) перемещается на $z \sim 24$, а граница ямы поглощения смещается на еще большие красные смещения. Это означает, что наблюдения данной особенности в спектре поглощения в линии 21 см потребует при наличии бампа радионаблюдений с несколько большими длинами волн и соот-

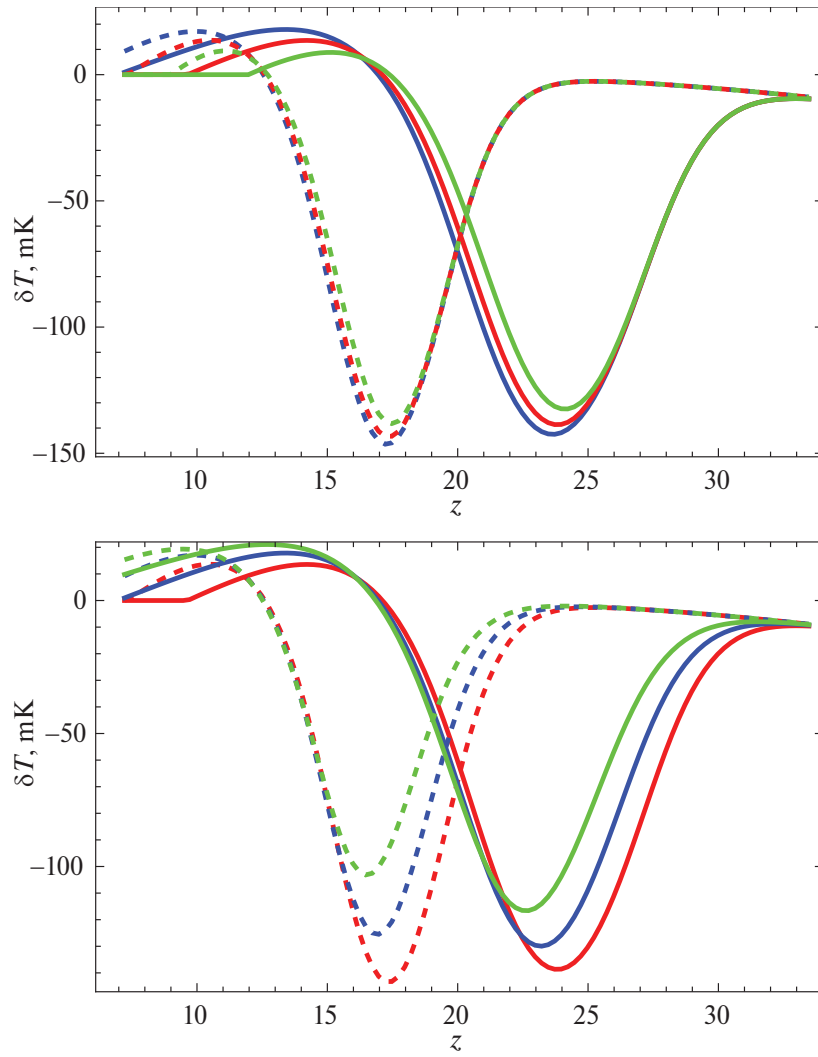


Рис. 2. Сдвиг температуры вследствие поглощения в нейтральном водороде. *Вверху:* Сплошные — при наличии бампа с $A = 20$, $k_0 = 4.69 \text{ Мпк}^{-1}$ и $\sigma_0 = 0.1$ (модель *gauss_1*), штрихованные кривые — без бампа (стандартная ΛCDM модель). Параметр $f_{\text{esc}} = 0.025, 0.05$ и 0.1 (синяя, красная и зеленая кривые соответственно). Во всех трех случаях $f_* = 0.1$. *Внизу:* То же, но для параметра $f_{\text{esc}} = 0.05$ и трех случаев: $f_* = 0.025, 0.05$ и 0.1 (зеленая, синяя и красная кривые соответственно).

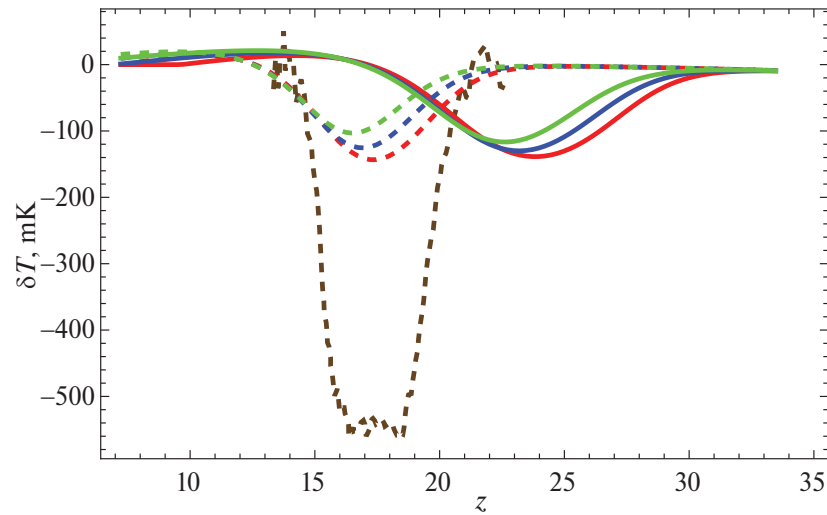


Рис. 3. Сравнение данных, полученных на радиотелескопе EDGES (коричневая штрихованная кривая, Бовман и др., 2018) и модельных расчетов с $f_{\text{esc}} = 0.05$ и $f_* = 0.025, 0.05$ и 0.1 .

ветствующих антенных устройств и алгоритмов фильтрации шумов, что в подобных наблюдениях представляет собой очень сложную и нетривиальную задачу. Если наблюдения в метровом диапазоне надежно покажут наличие ямы поглощения с некоторым положением ее границ и глубины, это представит принципиальную возможность для независимого точного определения спектра возмущений на масштабе маломассивных галактик, в которых рождались первые звезды. В этом случае актуальной теоретической проблемой останется уточнение различных физических процессов, связанных с барионной физикой: процессов формирования первых звезд, их свойств и процессов воздействия их УФ-излучения на нейтральный водород за пределами галактик.

ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе исследовано поглощение реликтового излучения в линии 21 см нейтрального водорода в космологическую эпоху Темных веков при наличии дополнительной мощности (бампа) в спектре возмущений плотности. Мотивацией для модификации спектра и введения дополнительного бампа в работах Падманабхана и Лоуба (2023) и Ткачева и др. (2024a) послужило наблюдение телескопом им. Дж. Уэбба неожиданно большого числа ранних галактик. Бамп в спектре приводит к более раннему формированию галактик и тем самым может объяснять указанные наблюдения. Но, конечно, наличие бампа можно предполагать и независимо от наблюдений ранних галактик. Например, особенности в виде бампа возникают в некоторых моделях инфляции. Возникновение первичных черных дыр также связывают с возможностью существования бампов (см. обзор моделей в Иномата и др., 2023, и недавнюю работу Лукаша и Михеевой, 2025). В рамках известных ограничений, форма бампа и его расположение остаются пока свободными параметрами.

Исследование со сходными целями было проведено в (Наик и др., 2025), где также было проанализировано влияние бампа в спектре возмущений плотности на профиль линии 21 см. Однако наши подходы разнятся. Во-первых, амплитуда бампа, исследуемого в данной и наших более ранних работах (см. ссылки выше), примерно в 10 раз больше, чем в (Наик и др., 2025). Во-вторых, для построения функции масс гравитационно-связанных гало (галактик) в данной работе было выполнено численное моделирование, а не приближенные аналитические расчеты (формализм Пресса–Шехтера (Пресс, Шехтер, 1974) и его развитие в последующих работах (Шеф, Тормен, 2002)). Модель *gauss_1* как расширение стандартной космологической модели имеет конкретный статус — она лучше, чем стандартная модель, описывает обилие массивных галактик на больших z .

Поглощение в линии 21 см в эпоху Темных веков чувствительно ко многим процессам. Даже в рамках стандартной барионной физики остаются существенные неопределенности, связанные с образованием первых звезд и эффективностью воздействия их УФ-излучения на среду. Среди более экзотических процессов, повлиять на спиновую температуру и форму ямы поглощения 21 см могли бы, например, распад или аннигиляция частиц темной материи (Новосадный и др., 2024). В настоящей работе мы предполагаем стандартную микрофизику в эпоху Темных веков, а варьируем только спектр возмущений, предполагая наличие в нем дополнительного бампа в виде узкой гауссианы, как предполагалось в работе (Ткачев и др., 2024a). Помимо двух моделей с бампами, которые дали практически идентичные результаты в отношении линии 21 см, нами также был рассмотрен случай наличия в спектре возмущений плотности распределенного избытка в области малых масштабов (так называемые *голубые* спектры, а именно модель *b – tilt_k10* из Ткачев и др., 2024b). Однако в этом случае звезды образуются рано, и их излучение сильно ионизует и нагревает газ, в связи с чем поглощение в линии 21 см в модели *b – tilt_k10* отсутствует. Появление в гладком спектре возмущений плотности особенностей в виде широких или узких бампов обусловлено микрофизикой в эпоху формирования возмущений, т.е. формой инфляционного потенциала, которая пока не фиксируется однозначно в теориях элементарных частиц.

В отличие от работы Наика и др. (2025), для расчета процессов образования первых звезд мы используем не линейную теорию эволюции возмущений, заложенную в программном пакете 21CMFAST, а применяем результаты полномасштабного численного моделирования формирования ранних структур. Также, как было указано выше, мы используем существенно иную модель бампа с параметрами, необходимыми для объяснения наблюдений телескопа им. Дж. Уэбба. В качестве критерия отбора гало темной материи, в которых образуются первые звезды, используется критерий начала охлаждения газа при вириальной температуре $>10^4$ К. Тем не менее, наши расчеты на качественном уровне подтверждают вывод работы Наика и др. (2025) о том, что яма поглощения в линии 21 см сдвигается в сторону больших красных смещений из-за более раннего формирования структур и первых звезд, дающих УФ-излучение. Хотя на прямую сравнение с результатами Наика и др. (2025) невозможно из-за использования другой модели бампа.

В будущем, когда будут более детально прояснены механизмы образования первых звезд и реионизации Вселенной, поглощение в линии 21 см может стать точным инструментом для определения начального спектра возмущений в области масс, соответствующей галактикам. Наблюдения сигнала глобального поглощения можно будет проводить как на те-

лескопах болометрического типа, аналогичных телескопам EDGES, SARAS (Сингх и др., 2022), например с помощью проектируемого телескопа (де Лера Аседо, 2019), а также, возможно, на уже вводимых в строй и планируемых гигантских радиотелескопах типа Square Kilometre Array (SKA), особенно на их длинноволновых подсистемах. На данном этапе, однако, этот метод может давать лишь некоторые качественные и неокончательные выводы из-за наличия больших теоретических неопределенностей и проблем. Неопределенности касаются, в частности, эффективности образования первых звезд. Неопределенность в величине фракции барионов, коллапсирующих в звезды, f_* , вносит существенную неопределенность в расчеты поглощения в линии 21 см. Настоящая работа не претендует на точные количественные предсказания, а демонстрирует влияние бампа в спектре возмущений материи на результат.

Проблемой, которая имеет место даже без дополнительного бампа, является перепроизводство ионизирующих фотонов (Муноз и др., 2024). При наличии бампа и неизменных других параметрах, описывающих барионную физику, эпоха реионизации смещается в сторону еще больших красных смещений по сравнению с моделями без бампа, что без дополнительных модификаций модели вступает в противоречие с наблюдениям. Так же как и в случае без бампа (но более радикально), мы должны предполагать, что эффективность ионизации водорода была подавлена за счет неизвестного пока эффекта. Для прояснения данной ситуации требуются дальнейшие исследования в этом направлении. Также в качестве проблемы можно указать на несоответствие имеющихся наблюдательных данных телескопа EDGES по поглощению в линии 21 см расчетам глубины ямы поглощения. Данные EDGES показывают значительно большую глубину, чем дают теоретические расчеты (и без бампа и с бампом). А положение ямы поглощения на шкале красных смещений лучше соответствует модели без бампа. Необходимо, однако, отметить, что данные наблюдений EDGES о сильном поглощении не были подтверждены наблюдениями другого радиотелескопа SARAS 3, в которых яма поглощения была не видна (Сингх и др., 2022). В то же время, из-за больших погрешностей наблюдений, данные SARAS 3 не противоречат результатам расчетов глубины и положения ямы поглощения, представленным в настоящей работе, как при наличии бампа, так и без него. В связи с этим, глубина и положение ямы поглощения с точки зрения наблюдений еще далеко не выяснены, и здесь также требуются новые более точные исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Излучение первых звезд уменьшает спиновую температуру нейтрального водорода, что приводит к уси-

лению поглощения в линии 21 см. Сравнение космологических моделей с бампом в спектре возмущений плотности и без него показывает, что по положению частотного профиля поглощения можно определить вероятное положение бампа в спектре возмущений и тем самым реконструировать спектр космологических возмущений в масштабах $k > 1 \text{ Мпк}^{-1}$. Для проведенного анализа мы использовали результаты численного моделирования методом N-тел. Параметры бампа были выбраны так, чтобы соответствовать избытку галактик на $z \sim 10$, наблюдаемому телескопом им. Дж. Уэбба.

Мы обнаружили значительный сдвиг границы ямы поглощения при наличии бампа (рис. 2), что является чувствительным инструментом при восстановлении спектра мощности в малых масштабах. Наши расчеты качественно согласуются с выводом работы (Наик и др., 2025) о положении ямы поглощения на больших красных смещениях.

В ближайшем будущем ожидается ряд новых радиоастрономических наблюдений в метровом диапазоне длин волн на различных радиотелескопах. Если эти наблюдения позволят достаточно точно выявить яму поглощения и охарактеризовать ее границу, то это даст ценную информацию о форме спектра космологических возмущений плотности в ранней Вселенной. Поглощение в линии водорода 21 см при $z > 10$ является точным инструментом для построения космологической модели в малых масштабах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа В.Н. Лукаша, Е.В. Михеевой, С.В. Пилипенко и М.В. Ткачева выполнялась в рамках госзадания АКЦ ФИАН, работа Ю.Н. Ерошенко выполнялась в рамках госзадания по теме ИЯИ РАН. Авторы признательны рецензенту статьи за полезные замечания, улучшившие содержание работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баркана, Лоуб (R. Barkana and A. Loeb), *Astrophys. J.* **626**, 1 (2005).
2. Баркана (R. Barkana), *Nature* **555**, 71 (2018).
3. Бенвис и др. (H.T.J. Bevens, A. Fialkov, E. de Lera Acedo, W.J. Handley, S. Singh, R. Subrahmanyan, and R. Barkana), *Nature Astron.* **6**, 1473 (2022).
4. Бехрузи и др. (P.S. Behroozi, R.H. Wechsler, and H.-Y.Wu), *Astrophys. J.* **762**, 109 (2013).
5. Бехрузи, Силк (P. Behroozi and J. Silk), *MNRAS* **477**, 5382 (2018).
6. Блас и др. (D. Blas, J. Lesgourgues, and T. Tram), *JCAP* **07**, 034 (2011).
7. Бовман и др. (J.D. Bowman, A.E.E. Rogers, R.A. Monsalve, T.J. Mozdzen, and N. Mahesh), *Nature* **555**, 67 (2018).
8. Ваутхаузен (S. Wouthuysen), *Astron. J.* **57**, 31 (1952).
9. Гнедин, Шавер (N.Y. Gnedin and P.A. Shaver), *Astrophys. J.* **608**, 611 (2004).

10. де Лера Аседо (E. de Lera Acedo), *2019 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, 0626–0629, doi: 10.1109/ICEAA.2019.8879199 (2019).
11. Жанг и др. (M. Zhang, B. Yue, Y. Xu, and A. Ferrara), *Astrophys. J.* **984**, 100 (2025).
12. Иномата и др. (K. Inomata, M. Braglia, and X. Chen), *JCAP* **4**, 011 (2023).
13. Лукаш В.Н., Михеева Е.В., *Письма в ЖЭТФ* **121**, 421 (2025).
14. Месингер и др. (A. Mesinger, S. Furlanetto, and R. Cen), *MNRAS* **411**, 955 (2011).
15. Монсалв и др. (R.A. Monsalve, A.E.E. Rogers, J.D. Bowman, and T.J. Mozdzen), *Astrophys. J.* **847**, 64 (2017).
16. Монсалв и др. (R.A. Monsalve, B. Greig, J.D. Bowman, A. Mesinger, A.E.E. Rogers, T.J. Mozdzen, N.S. Kern, and N. Mahesh), *Astrophys. J.* **863**, 11 (2018).
17. Монсалв и др. (R.A. Monsalve, A. Fialkov, J.D. Bowman, A.E.E. Rogers, T.J. Mozdzen, A. Cohen, R. Barkana, and N. Mahesh), *Astrophys. J.* **875**, 67 (2019).
18. Муноз и др. (J.B. Munoz, J. Mirocha, J. Chisholm, S.R. Furlanetto, and C. Mason), *MNRAS Lett.* **535**, L37 (2024).
19. Наик и др. (S.S. Naik, P. Chingangbam, S. Singh, A. Mesinger, and K. Furuuchi), *JCAP* **05**, 038 (2025).
20. Наф, Силк (B.B. Nath and J. Silk), *MNRAS* **327**, L5 (2001).
21. Новосадный и др. (B. Novosyadlyj, Y. Kulinich, and D. Koval), arXiv:2410.07380 [astro-ph.CO].
22. Падманабхан, Лоуб (H. Padmanabhan and A. Loeb), *Astrophys. J. Lett.* **953**, L4 (2023).
23. Пресс, Шехтер (W.H. Press and P. Schechter), *Astrophys. J.* **187**, 425 (1974).
24. Притчард, Лоуб (J.R. Pritchard and A. Loeb), *Rep. Progr. Phys.* **75**, 086901 (2012).
25. Притчард, Фурлането (J.R. Pritchard and S.R. Furlanetto), *MNRAS* **367**, 1057 (2006).
26. Сингх и др. (S. Singh, T.J. Nambissan, R. Subrahmanyam, N.U. Shankar, B.S. Girish, A. Raghunathan, R. Somashekar, K.S. Srivani, et al.), *Nature Astron.* **6**, 607 (2022).
27. Ткачев и др. (M.V. Tkachev, S.V. Pilipenko, E.V. Mikheeva, and V.N. Lukash), *MNRAS* **527**, 1381 (2024a).
28. Ткачев и др. (M.V. Tkachev, S.V. Pilipenko, E.V. Mikheeva, and V.N. Lukash), *Phys. Rev. D* **110**, 083530 (2024b).
29. Филд (G. Field), *Proc. IREE Aust.* **46**, 240 (1958).
30. Фурлането, Лоуб (S. Furlanetto and A. Loeb), *Astrophys. J.* **611**, 642 (2004).
31. Фурлането (S. Furlanetto), *MNRAS* **371**, 867 (2006).
32. Хирата (C.M. Hirata), *MNRAS* **367**, 259 (2006).
33. Шеф, Тормен (R.K. Sheth and G. Tormen), *MNRAS* **329**, 61 (2002).
34. Шпригел (V. Springel), *MNRAS* **364**, 1105 (2005).
35. Эйд и др. (P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, A16 (2014).

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ МЕХАНИЗМОМ ФЕРМИ НА КРИВОЛИНЕЙНЫХ ФРОНТАХ УДАРНЫХ ВОЛН

© 2025 г. Ю. А. Кропотина^{1*}, А. М. Быков¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19.08.2025 г.

После доработки 19.08.2025 г.; принята к публикации 19.08.2025 г.

Представлены результаты кинетического моделирования ускорения заряженных ионов механизмом Ферми 1-го порядка на криволинейном фронте ударной волны, выполненного с гибридным кодом *particle-in-cell*. На примере глобальной модели головной ударной волны магнитосферы Земли исследована эффективность инжекции частиц в процесс ускорения Ферми в зависимости от их прицельного параметра. Показано, что ускорение Ферми и формирование предвестника ударной волны происходят только на квазипродольных участках фронта. При этом частицы могут инжектироваться и приобретать начальную энергию на квазипоперечных участках фронта посредством механизма дрейфового ускорения, а затем попадать в область ускорения. Надтепловые частицы, образовавшиеся вблизи квазипродольных участков фронта, могут впоследствии распространяться вдоль фронта на квазипоперечные участки. Доля частиц, инжектированных в процесс ускорения вблизи подсолнечной точки головной ударной волны магнитосферы Земли, достигает 20%. Модель позволяет выявить особенности процесса ускорения Ферми на криволинейных ударных волнах, существенные для применения к астрофизическим ударным волнам различных масштабов.

Ключевые слова: ускорение частиц, ударные волны, солнечный ветер.

DOI: 10.31857/S0320010825040026

ВВЕДЕНИЕ

Ускорение Ферми 1-го порядка — широко известный процесс, обеспечивающий генерацию надтепловых частиц бесстолкновительными ударными волнами при многократном пересечении частицей ударного фронта и рассеянии на магнитных неоднородностях (Крымский, 1977; Аксфорд и др., 1977; Белл, 1978; Блендфорд, Острайкер, 1978).

Процесс ускорения может быть описан аналитически на основе приближения диффузионного распространения пробных частиц в окрестности ударной волны. При этом обычно делаются предположения о модели коэффициента диффузии частиц, спектрах флуктуаций плазменных волн, а также эффективности инжекции частиц в процесс ускорения Ферми. Эффективность инжекции определяется как доля частиц, достигающих надтепловых энергий, либо как доля кинетической энергии потока вещества перед фронтом, уходящая в эти частицы. В силу существенной нелинейности системы эта величина не выводится из аналитических моделей, но может быть рассчитана при помощи компьютерных кинетических расчетов, в которых самосогласованно описывается движение заряженных частиц и генерация плазменных волн.

В исследованиях плоских бесстолкновительных ударных волн с помощью гибридных и *particle-in-cell* (PIC) кодов было установлено, что эффективность инжекции ионов зависит от ряда характеристик ударной волны, включая альвеновское число Маха M_a , угол наклона магнитного поля к нормали θ , отношение теплового давления к магнитному β и химический состав вещества (Каприоли, Спитковский, 2014; Ха и др., 2018; Хануш и др., 2019). Гибридные модели PIC реализуют кинетическое описание динамики ионов как макроскопических частиц, но описывают электроны как нейтрализующую жидкость. Такие модели позволяют детально моделировать кинетику нерелятивистских течений космической плазмы с ударными волнами. Расчеты продемонстрировали, что для квазипоперечных ударных волн с углом наклона $\theta > 45^\circ$ эффективность инжекции ионов значительно снижается. Впрочем, недавние исследования Оруза и др. (2025) указывают на возможность инжекции и в таких случаях, при условии, что число Маха достаточно велико. Кроме того, кинетические модели и наблюдения в солнечном ветре продемонстрировали, что инжекция ионов в процессе ускорения Ферми происходит только в случае отражения при первом взаимодействии с фронтом ударной волны (Каприоли и др., 2015; Сандберг и др., 2016). Все вышеуказанные модели были разработаны

*Электронный адрес: juliett.k@gmail.com

в приближении плоского участка фронта ударной волны, в то время как в реальных астрофизических объектах фронты ударных волн часто значительно искривлены, что может сказываться на течении процесса ускорения. В настоящей работе мы обсудим особенности ускорения частиц криволинейными фронтами ударных волн на примере головной ударной волны, часто встречающейся в астрофизических объектах.

Ярким примером криволинейного ударного фронта является бесстолкновительная ударная волна, возникающая при обтекании магнитосферы Земли солнечным ветром. Головные ударные волны планет обычно имеют умеренные числа Маха и не вносят значительный вклад в ускорение космических лучей высоких энергий, хотя могут быть локальными источниками энергичных надтепловых частиц. Протяженные головные ударные волны формируют массивные звезды, имеющие звездные ветра и движущиеся со сверхзвуковой скоростью в межзвездной среде (см., например, Мейер и др., 2014). Ударные волны сложной геометрии, формирующиеся в скоплениях молодых массивных звезд, способны ускорять космические лучи высоких энергий (Бадмаев и др., 2022, 2024) и являются источниками наблюдаемого гамма-излучения (см., например, Агаронян и др., 2019). Более 10 % молодых пульсаров имеют собственные скорости, позволяющие им покинуть остаток родительской сверхновой за 20 тыс. лет (Арзуманян и др., 2002). Они формируют в Галактике популяцию пульсаров с головными ударными волнами, которые являются перспективными ускорителями частиц ГэВ–ТэВ диапазона, и могут быть источником избытка энергичных позитронов, наблюдаемых у орбиты Земли (Быков и др., 2019). Криволинейные фронты ударных волн формируют молодые пульсары в двойных системах с массивными компаньонами, где в области столкновения звездных ветров есть возможность ускорения протонов ПэВ-диапазона энергий (Быков и др., 2024). Форма фронтов всех этих ударных волн отличается сложностью. Также криволинейные фронты наблюдаются в остатках сверхновых звезд, где это обусловлено не только квазисферической формой остатка (радиус кривизны позволяет рассматривать ударные волны в приближении плоского фронта), но и развитием неустойчивости Рэлея–Тейлора, а также неоднородностью межзвездной среды. Таким образом, актуальной представляется задача исследования особенностей процессов инжекции и ускорения частиц на криволинейных фронтах ударных волн.

Естественным объектом моделирования являются криволинейные головные ударные волны, для которых доступны многочисленные данные прямых наблюдений (см., например, Рассел, Хоппе, 1983; Эллисон и др., 1990; Берджесс и др., 2012; Артемьев и др., 2018). Для описания ускорения ионов головной ударной волной Земли, а также ударными волнами, воз-

никающими от солнечных вспышек во внутренней геосфере, были разработаны ряд моделей. В частности, были развиты нелинейная модель Монте-Карло с предписанным феноменологическим законом рассеяния частиц магнитными неоднородностями для частиц всех энергий (Эллисон и др., 1990) и квазилинейная модель Бережко–Танеева (Бережко, Танеев, 1991; Бережко и др., 2011), в которой эффективность инжекции ионов задавалась априори.

Современные вычислительные ресурсы позволяют создавать глобальные кинетические модели магнитосфер, допускающие сравнение с данными наблюдений (Бунеман и др., 1992; Свифт, 1996; Лин, 2003; Омиди и др., 2004; Турк и др., 2015; Беляев и др., 2024), на основе которых можно изучать нелинейные процессы инжекции и ускорения частиц. В данной работе мы представляем гибридную кинетическую модель магнитосферы Земли в масштабе 1 : 1 и исследуем кинетику ускорения частиц.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Выбор методики моделирования

Кинетические коды используются для решения задач, связанных с бесстолкновительными процессами в плазме. В этих кодах пространство разбивается на ячейки, и на полученной сетке решается система уравнений Власова–Максвелла. В PIC-кодах уравнение Власова решается для всех типов частиц с помощью метода характеристик с использованием так называемых макрочастиц. Эти макрочастицы дискретизируют функцию распределения и движутся под действием силы Лоренца. Однако коды этого типа требуют значительных вычислительных ресурсов, поэтому для создания глобальных моделей магнитосферы чаще всего применяются магнитогидродинамические (МГД) или гибридные коды.

В гибридных кодах ионы моделируются как макрочастицы, в то время как электроны представляются безмассовой нейтрализующей жидкостью. Этот подход позволяет исследовать кинетические процессы на ионных масштабах без значительной потери точности. При этом отпадает необходимость разрешать масштабы порядка дебаевского радиуса, что существенно экономит время расчетов и объем необходимой оперативной памяти. Несмотря на преимущества, гибридные модели остаются довольно ресурсоемкими, поэтому магнитосфера обычно моделируется в уменьшенном масштабе и в двумерной конфигурации. Поскольку для процесса ускорения Ферми критически важно соотношение размеров объекта-ускорителя с ларморовским радиусом ускоряющихся частиц, мы создали глобальную гибридную модель магнитосферы Земли в масштабе 1 : 1. Однако ограничения, связанные с доступными вычислительными ресурсами, вынудили нас ограничиться двумерными расчетами, в которых присутствовали все компоненты векторов,

но размер области моделирования по одной из осей составлял одну ячейку пространственной сетки.

Глобальная модель магнитосферы земли

Для создания глобальной модели магнитосферы использовался гибридный код “Maximus” (Кропотина и др., 2019, 2021, 2023). При этом в уравнения для стабилизации расчетов и учета плазмосферы Земли была добавлена холодная ионная компонента, описываемая уравнениями гидродинамики (Свифт, 1996).

Система уравнений кода имела следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{r}_p}{dt} = \mathbf{v}; \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \frac{e}{m_p}(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p}{c} \times \mathbf{B} - \eta(\mathbf{j}_p + \mathbf{j}_e)); \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}; \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}; \quad (4)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{n_e e} \left(\frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} \mathbf{j}_i \times \mathbf{B} - \nabla p_e \right) + \eta \mathbf{j}; \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_f}{dt} = \mathbf{E} + \mathbf{u}_f \times \mathbf{B} - \eta(\mathbf{j}_f + \mathbf{j}_e); \quad (6)$$

$$p_e = n_e k_B T_e; \quad (7)$$

$$\mathbf{j}_e = -n_e e \mathbf{u}_e; \quad \mathbf{j}_p = n_p e \mathbf{u}_p; \quad \mathbf{j}_f = n_f e \mathbf{u}_f; \quad (8)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_i; \quad \mathbf{j}_i = \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_f; \quad (9)$$

$$n_e = n_i = n_p + n_f, \quad (10)$$

где m_p — масса протона, $\mathbf{r}_p$ — радиус-вектор, $\mathbf{v}_p$ — скорость, e — модуль заряда электрона, n — концентрация, p — давление, $\mathbf{j}$ — плотность тока ионов, η — удельное сопротивление, феноменологически описывающее кинетическое взаимодействие электронов и протонов на масштабах меньше размера ячейки. Индекс e относится к электронам, p — к протонам солнечного ветра, f — к холодной жидкостной ионной компоненте, $\mathbf{j}_i$ обозначает полную плотность тока ионов.

Величина η служила для подавления мелкомасштабных численных флуктуаций и стабилизации ра-

боты кода. Она задавалась пропорциональной модулю плотности тока. Коэффициент пропорциональности выбирался таким образом, чтобы диссипативные слагаемые по модулю были значительно меньше основных.

Все физические величины в коде нормировались на их характерные значения в солнечном ветре: концентрацию n_0 , магнитное поле B_0 , инерционную длину протона $d_i = \sqrt{m_p c^2 / 4\pi n_0 e^2}$, ларморовскую частоту протона $\Omega = e B_0 / (m_p c)$, альвеновскую скорость V_a . Параметры, выбранные для расчетов, приведены в табл. 1. Температуры электронов и ионов считались одинаковыми, поскольку они слабо влияют на результат при условии, что значения β_e и β_i меньше единицы. Радиус Земли в единицах кода был равен приблизительно $80d_i$.

Система уравнений решалась на декартовой сетке размером $L_x \times L_y \times L_z = 5000 \times 1 \times 5000$ кубических ячеек с длиной ребра $0.5d_i$. Система координат была выбрана таким образом, чтобы ось x была направлена от Солнца к Земле. Алгоритм кода подробно описан в работе (Кропотина и др., 2019). Включение холодной жидкостной компоненты потребовало лишь минимальных дополнений. В ходе расчетов могла меняться скорость жидкостной компоненты (уравнение (6)), но ее плотность считалась постоянной, поскольку ионосфера Земли удерживается гравитацией и мало подвержена воздействию солнечного ветра. Шаг по времени в коде “Maximus” выбирался автоматически согласно критерию Куранта—Фридрихса—Леви.

Для инициализации головной ударной волны в начальный момент времени в центр области моделирования помещался магнитный диполь, обдуваемый однородным солнечным ветром. Солнечный ветер был представлен как чисто водородная плазма. В начальный момент времени в каждой ячейке кода находилось 50 макрочастиц — протонов. Все границы области моделирования были открытыми, и через них поддерживался постоянный приток частиц. Ячейки внут-

Таблица 1. Параметры солнечного ветра, выбранные для расчетов

Параметр	Значение	Единицы измерения	Пояснение
n_0	8	см^{-3}	Концентрация электронов
B_0	10	нТ	Межпланетное магнитное поле
d_i	80.5	км	Инерционная длина протона
V_a	77	км/с	Альвеновская скорость
Ω	0.96	с	Ларморовская частота протона
V_0	465	км/с	Скорость солнечного ветра
M_a	6	—	Альвеновское число Маха солнечного ветра
T_0	160000	К	Температура солнечного ветра
$\beta_e = \beta_i$	0.44	—	Отношение теплового давления к магнитному для электронов и протонов соответственно

ри области радиусом $2R_E$, где R_E — радиус Земли, были неактивными. Частицы, попавшие в них, уничтожались, магнитное поле в неактивных ячейках считалось постоянным (дипольным), а электрическое — равным нулю. Далее в области $R < 6R_E$ располагалась плазмосфера Земли, в которой профиль плотности жидкостной компоненты задавался согласно экспериментальным данным из работы (Карпенер, Андерсон, 1992):

$$n_f = 8022.4 \times 10^{-0.3R/R_E} \text{ см}^{-3}.$$

Широтная зависимость параметров плазмосферы пока не учитывалась. Насколько нам известно, это первая попытка включить в глобальную гибридную модель реальный профиль плотности плазмосферы.

Поскольку доступные вычислительные ресурсы были достаточны только для двумерных моделей, мы провели два расчета с различным направлением оси магнитного диполя относительно плоскости моделирования. В модели А ось диполя совпадала с осью z и лежала в плоскости моделирования. В модели Б ось диполя совпадала с осью y и была ортогональна плоскости моделирования. В обоих случаях использовался двумерный магнитный диполь, магнитное поле которого спадает квадратично с расстоянием (Огино, Уолкер, 1985). Также в обоих расчетах центр диполя находился в плоскости моделирования. Мы ограничились рассмотрением случая, когда межпланетное магнитное поле направлено под углом 30 градусов к линии Солнце—Земля. При этом присутствовали как квазипоперечные, так и квазипродольные участки фронта. В выбранной системе координат x -компонента межпланетного магнитного поля и скорость солнечного ветра были направлены в положительном направлении оси x .

РЕЗУЛЬТАТЫ

Структура и динамика ударной волны

После инициализации расчета вокруг диполя начала формироваться расширяющаяся магнитосфера, с дневной стороны ограниченная головной ударной волной. К концу расчета, соответствующему моменту времени $t = 245\Omega^{-1}$, положение фронта практически стабилизировалось на расстоянии приблизительно $11.5R_E$ от центра диполя.

На рис. 1 цветом показаны модуль магнитного поля, суммарная плотность солнечного ветра и плазмосферы, скорость потока солнечного ветра по направлению от Солнца к Земле и концентрация надтепловых частиц в момент времени $t = 200\Omega^{-1}$. На цветовые карты нанесены линии магнитного поля (рис. 1а, б, г) и линии потока плазмы (рис. 1в), а также график функции, аппроксимирующей форму фронта головной ударной волны. Все величины приведены в нормированных единицах (см. табл. 1). Надтепловыми считались частицы с энергией больше $10E_{sh}$, где $E_{sh} =$

$= 0.5m_p V_0^2$ — энергия протона в солнечном ветре (приблизительно 1.1 КэВ).

Фронт ударной волны имеет почти параболическую форму, но немного асимметричен, поэтому в качестве функции, аппроксимирующей форму фронта, $x_{sh}(z)$, был выбран полином третьей степени. Эта аппроксимация в дальнейшем использовалась для определения локального числа Маха ударной волны и угла наклона магнитного поля к нормали к фронту. Процедура и результат аппроксимации приведены в Приложении 1.

Надтепловые частицы (рис. 1г) распределены асимметрично относительно экватора, преимущественно в южном полушарии, где они формируют протяженный предфронт в области квазипродольной ударной волны. В предфронте видны сильные флуктуации магнитного поля и плотности, вызванные плазменными неустойчивостями. Однако ускоренные частицы распространяются вдоль всего ударного фронта, в том числе и на квазипоперечные участки. Это согласуется с наблюдательными данными вблизи головной ударной волны Земли, где надтепловые частицы могут наблюдаться при различных значениях θ .

Траектории надтепловых частиц

Мы проанализировали траектории 10 000 протонов, имевших при $t = 50\Omega^{-1}$ одинаковую координату $x = -15.6R_E$ и равномерно распределенных вдоль оси z (по два протона на ячейку). Эти протоны затем взаимодействовали с ударной волной, что привело к ускорению некоторых из них до надтепловых энергий. Определим эффективность инжекции как долю частиц, приобретших энергию больше определенного значения. Из 10 000 протонов энергию выше $10E_{sh}$ приобрели 47 частиц, что соответствует средней эффективности инжекции 0.5%, что по порядку величины согласуется со значениями, использованными (Ли, 1982; Бережко и др., 2011). Энергию выше $3E_{sh}$ приобрели 727 частиц, т.е. около 7%.

Траектории частиц, приобретших энергию не менее $10E_{sh}$, показаны на рис. 2. Также на этом рисунке цветом показана карта плотности в момент времени $t = 200\Omega^{-1}$. Можно видеть, что все ускорившиеся частицы отразились при первом взаимодействии с фронтом и некоторое время дрейфовали вдоль фронта, набирая энергию, необходимую для инжекции в процесс ускорения Ферми. Отражение происходило за счет вращения в сильном поперечном магнитном поле на фронте. Отметим, что не для всех траекторий точка отражения визуально совпадает со скачком плотности. Это связано с тем, что в ходе расчетов магнитосфера расширялась, и ударный фронт двигался, а на рисунке карта плотности показана для одного момента времени ближе к концу моделирования. Отражение разных частиц произошло в тех точках, где в момент отражения находился фронт. Таким образом, инжекция на криволинейном фронте происходит так же, как и на плоском.

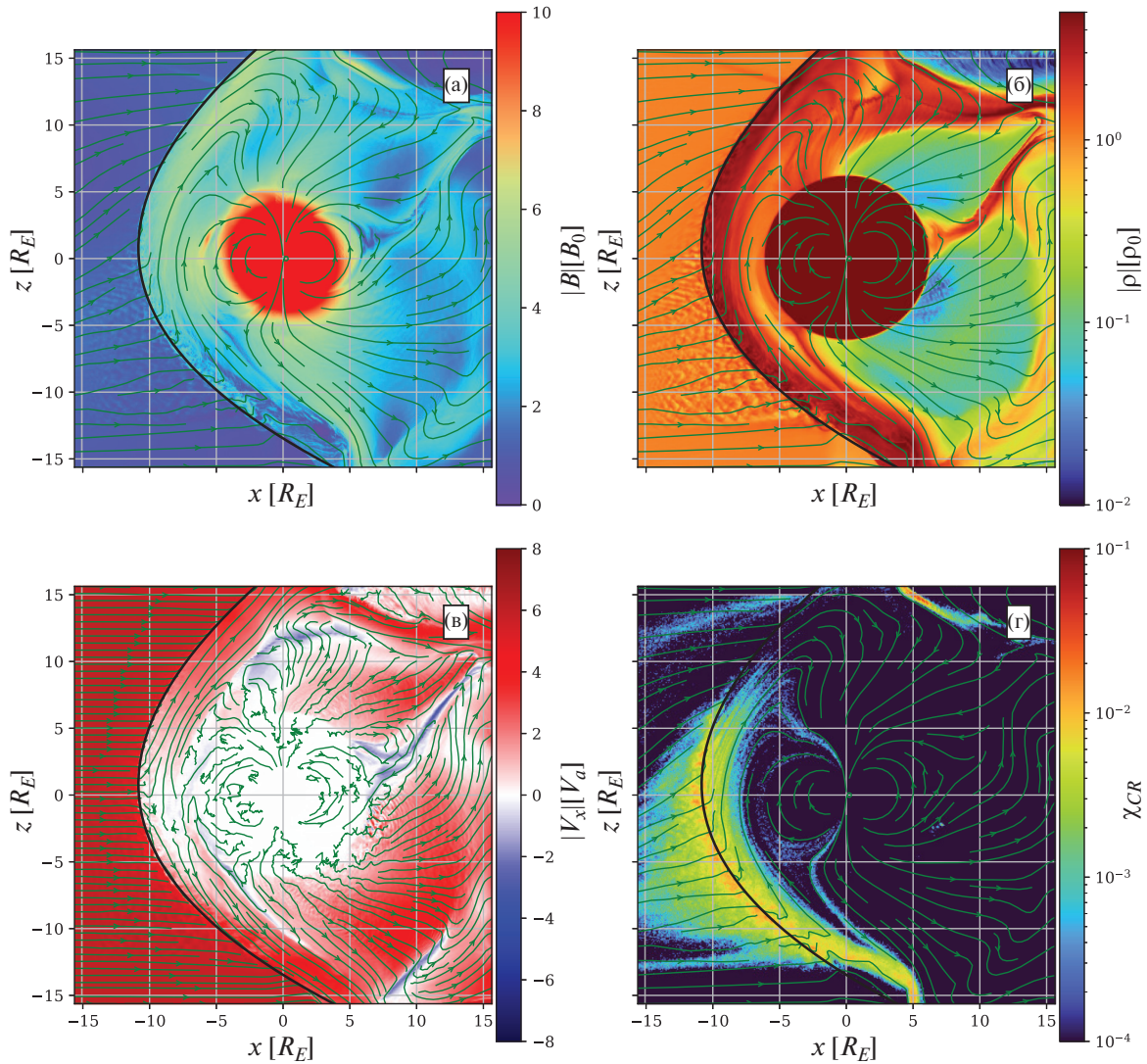


Рис. 1. Цветовые карты в модели A: а — модуль магнитного поля; б — плотность; в — скорость потока V_x ; г — концентрация надтепловых частиц. На панели в стрелками показан поток плазмы, на остальных панелях — линии магнитного поля. Черной линией показана аппроксимация формы фронта полиномом третьей степени.

Диффузионное ускорение (ускорение Ферми) заключается в многократном отражении частицы за и перед фронтом ударной волны, что делает ее траекторию хаотичной, как при броуновском движении. Траектории такого рода наблюдаются в небольшой области южнее экватора ($-8R_E < z < 0$). Там же можно видеть частицы, достигшие наибольших энергий ($30E_{sh}$ и выше). Эта же область соответствует области наибольшей концентрации ускоренных частиц и области сильных флуктуаций плотности и электромагнитного поля перед фронтом (рис. 1). Таким образом, ускорение Ферми протекает в ограниченной области, где магнитное поле направлено под небольшим углом к нормали к фронту и не препятствует проникновению ускоряющихся частиц и формированию предфронта. Этот вывод качественно согласуется с предположением, взятым за основу модели Бережко—Танеева.

Можно видеть, что некоторые частицы из области ускорения перемещаются в направлении Северного

полюса, сохраняя при этом высокую энергию. Более того, некоторые частицы инжектируются в процесс ускорения севернее экватора, где угол наклона магнитного поля к нормали более 45° , но в процессе дрейфового ускорения не только набирают необходимую для инжекции энергию, но и сносятся в область ускорения. Таким образом, в криволинейной геометрии ускоренные частицы могут инжектироваться и наблюдаться на квазипоперечных участках фронта, хотя ускорение Ферми происходит только на квазипролонгальных.

Отметим также высокую эффективность дрейфового ускорения, при котором частицы дрейфуют вдоль ударного фронта в направлении среднего электрического поля. Дрейф происходит за счет разницы ларморовского радиуса за и перед фронтом. Обычно частица через несколько ларморовских вращений выходит из области дрейфового ускорения и либо уходит за фронт ударной волны, либо вступает в процесс уско-

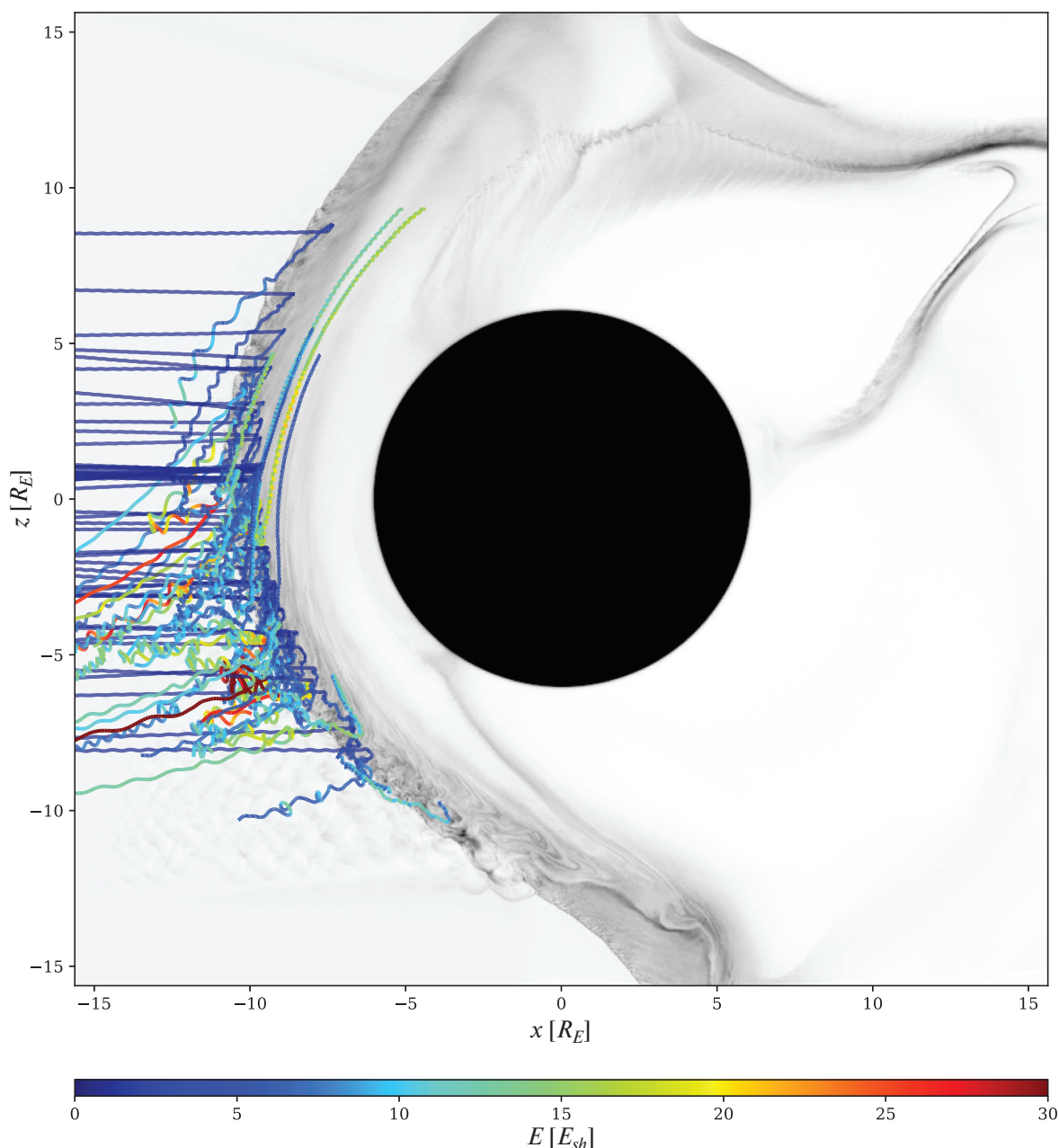


Рис. 2. Траектории ускоряющихся частиц, нанесенные на карту плотности (модель А). Цветом показана энергия частиц в единицах E_{sh} .

рения Ферми. Из рис. 2 видно, что многие частицы длительное время набирают энергию, дрейфуя вдоль фронта, и достигают энергии $10E_{sh}$ и более до начала ускорения Ферми. Это объясняется конфигурацией электромагнитных полей, возникающей при обтекании диполя (рис. 3). Линии электрического поля направлены таким образом, что частицы, движущиеся от полюсов к экватору, приобретают энергию.

Конфигурация с магнитным моментом, перпендикулярным плоскости моделирования

На рис. 4 представлены результаты расчета Б, аналогичные рис. 1. Можно видеть, что магнитосфера асимметрична в экваториальной плоскости, однако

наибольшая концентрация надтепловых частиц сосредоточена с дневной стороны в области, симметричной относительно полуденного меридиана и имеющей ширину около $10R_E$. Ускоряющиеся частицы движутся фактически вдоль линий магнитного поля, т.е. коэффициент диффузии вдоль поля значительно превышает поперечный (рис. 5). Фактически этот результат подтверждает допустимость использования двумерного расчета А с магнитным моментом в плоскости моделирования, так как перемещение ускоряющихся частиц в направлении, поперечном скорости солнечного ветра и магнитному моменту, минимально.

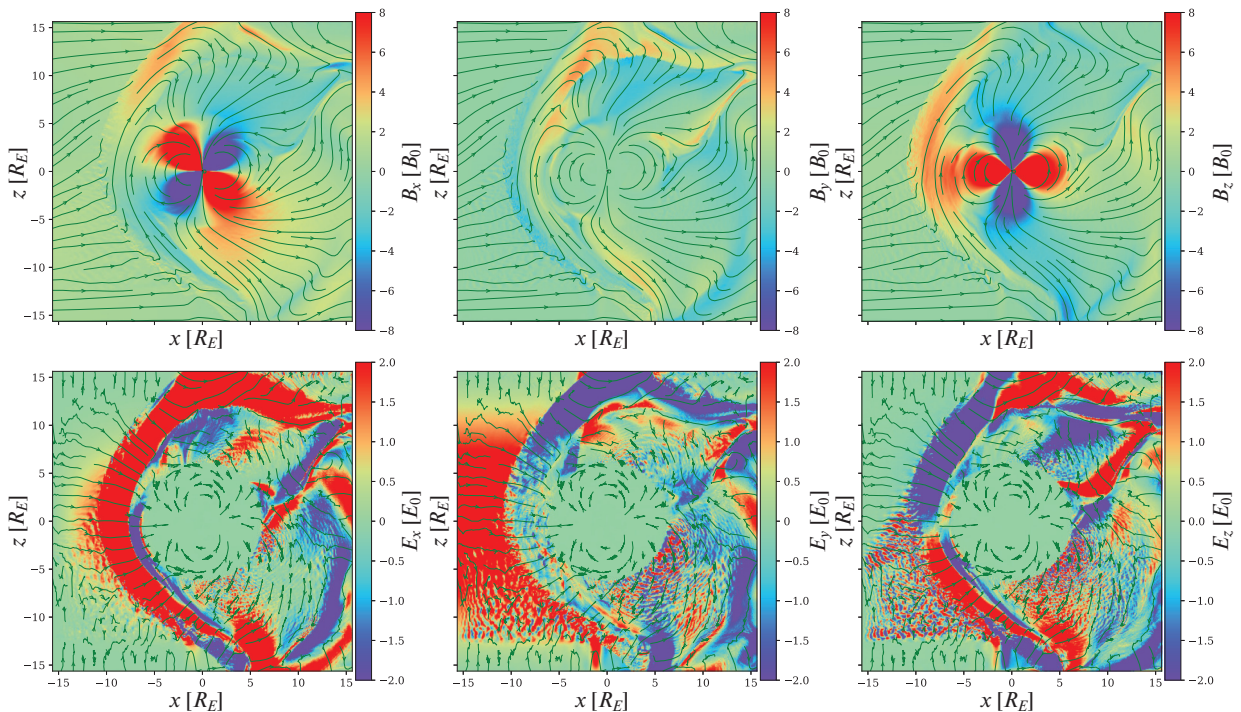


Рис. 3. Цветовые карты компонент электромагнитного поля в модели А с нанесенными линиями магнитного (вверху) и электрического поля (внизу). Магнитное поле приведено в единицах B_0 , электрическое — в единицах $E_0 = B_0 V_a / c$.

Эффективность инжекции

Основываясь на исследованных выше траекториях 10 000 протонов в запуске А, мы оценили эффективность их инжекции в процесс ускорения Ферми как функцию начального прицельного параметра z . На рис. 6а изображена эффективность инжекции χ (доля частиц, получивших энергию выше заданной) в зависимости от координаты. Если считать пороговым значением $10E_{sh}$, то максимальная эффективность инжекции достигается в подсолнечной точке и составляет несколько процентов (что на порядок превышает обычно используемое значение (Ли, 1982; Бережко и др., 2011)). При этом доля частиц, получивших энергию $3E_{sh}$ и выше, достигает 20%. Заметим, что высокая эффективность инжекции была зарегистрирована вблизи головной ударной волны по данным спутника AMPTE/IRM (Эллисон и др., 1990). Несмотря на то, что область ускорения Ферми располагается южнее экватора ($-10R_E < z < 0$), инжекция в основном происходит в экваториальной области, а уже затем ускоряющиеся частицы смещаются южнее.

Для исследования зависимости эффективности инжекции от локальных параметров ударной волны были найдены локальные углы наклона магнитного поля к нормали θ и локальные альвеновские числа Маха в точках первого взаимодействия частиц с фронтом (рис. 6б, в). Угол θ вычислялся как угол между магнитным полем, усредненным по области ($x_{appr} - 100d_i, x_{appr}$), и нормалью к аппроксимирующей форме фронта функции 11, где x_{appr} — приближенное

положение фронта. Локальное число Маха рассчитывалось как проекция скорости потока перед фронтом, усредненной по той же области, на нормаль к аппроксимирующей функции. На графике $\theta(z)$ горизонтальной линией отмечено значение $\theta = 45^\circ$ — граница между квазипродольной и квазипоперечной конфигурацией. Можно видеть, что инжекция происходит и на участках, где $\theta > 45^\circ$, и четкой зависимости эффективности инжекции от угла θ не видно. При этом заметна некоторая корреляция эффективности инжекции с локальным значением M_a .

В то время как эффективность инжекции оценивалась как количество частиц, достигших пороговой энергии, при оценке эффективности ускорения следует учитывать максимальную достижимую энергию. Для учета этого параметра на рис. 6г мы построили максимальную энергию, приобретенную частицей за время моделирования, как функцию прицельного параметра. Для этого усреднялись максимальные энергии всех частиц с данным z , ускорившихся до $3E_{sh}$ и более. Максимум полученного графика совпадает с минимумом угла θ , что согласуется с представлением о наиболее эффективном ускорении в квазипродольной конфигурации.

ОБСУЖДЕНИЕ

С помощью глобальной гибридной модели Земли, феноменологически включающей плазмосферу с реалистичной зависимостью плотности от высоты, мы

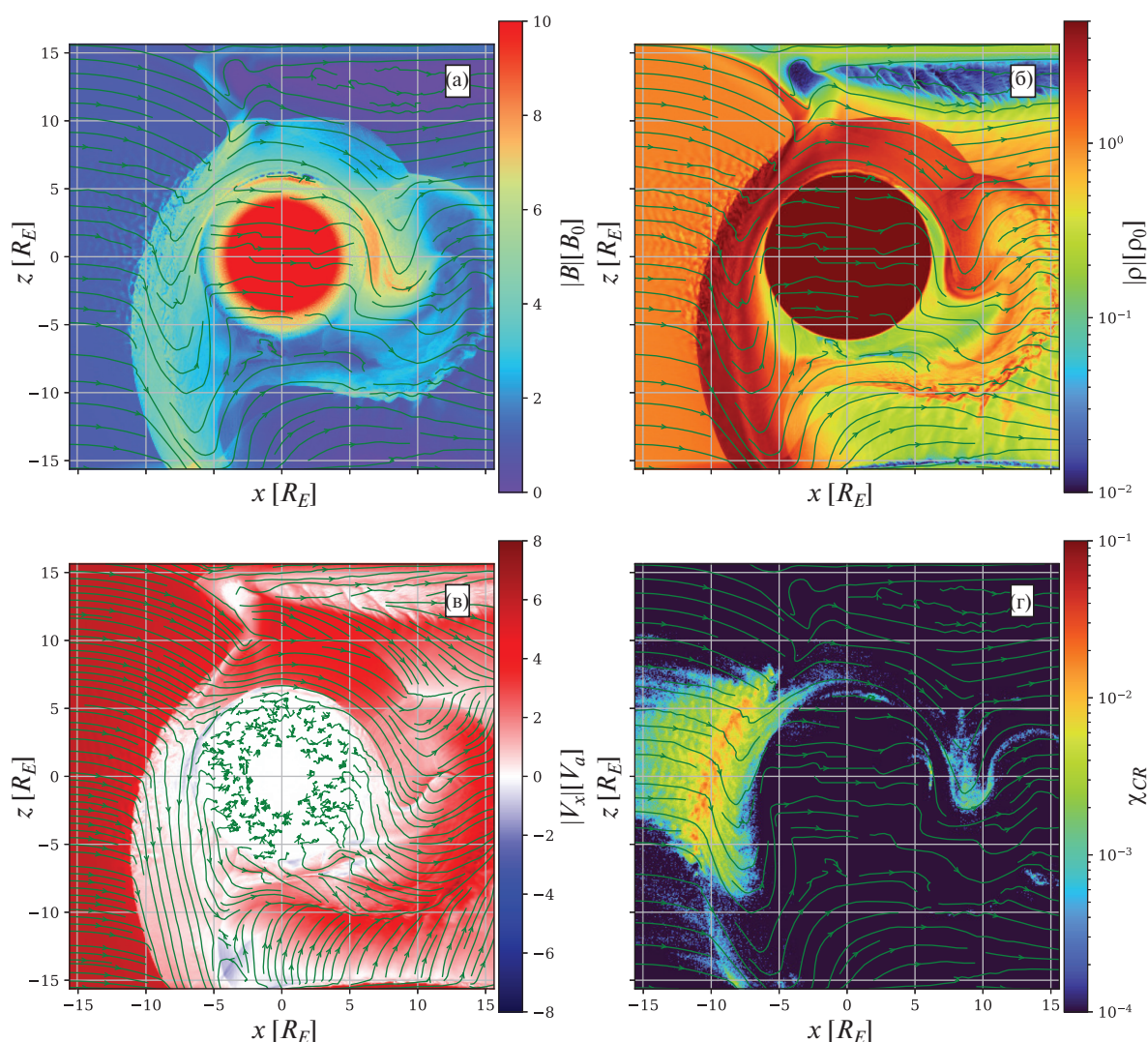


Рис. 4. Цветовые карты в модели Б: а — модуль магнитного поля; б — плотность; в — скорость потока V_x ; г — концентрация надтепловых частиц. На панели в стрелками показан поток плазмы, на остальных панелях — линии магнитного поля.

исследовали процесс ускорения Ферми на криволинейных фронтах.

Показано, что инжекция в процесс ускорения происходит при отражении на фронте, при этом инжектироваться могут частицы как на квазипролонных, так и на квазиперечных участках фронта. Однако наибольшая эффективность ускорения и наибольшие энергии частиц достигаются вблизи квазипролонных участков фронта, где формируется предвестник, в котором развиваются плазменные неустойчивости. В этой области ускорение идет согласно классическому механизму Ферми 1-го порядка, в то время как частицы, инжектированные на квазиперечных участках, могут набрать энергию, дрейфуя вдоль фронта. Часть из них впоследствии попадает в область предфронта и также вступает в механизм Ферми. Ускоренные частицы, попав за фронт ударной волны, могут распространяться вдоль фронта от экватора к полюсам. Таким образом, надтепловая популяция может наблюдаться и вне области ускорения.

До 20% частиц, взаимодействующих с ударной волной вблизи подсолнечной точки, отражается на фронте и приобретает впоследствии энергию не менее $3E_{sh}$. Этот результат согласуется с высокой наблюдаемой эффективностью ускорения на головной ударной волне магнитосферы Земли, отмеченной в работе (Эллисона и др., 1990). Кинетическое моделирование, представленное выше, в частности, позволяет определять параметры рассеяния частиц в моделях Монте-Карло, первые версии которых были предложены в работе (Эллисон и др., 1990). Моделирование методом Монте-Карло используется сегодня для расчетов спектров частиц в широком интервале энергий, недоступном для кинетического particle-in-cell моделирования ускорения Ферми.

ФИНАНСИРОВАНИЕ И БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту за ценные замечания.

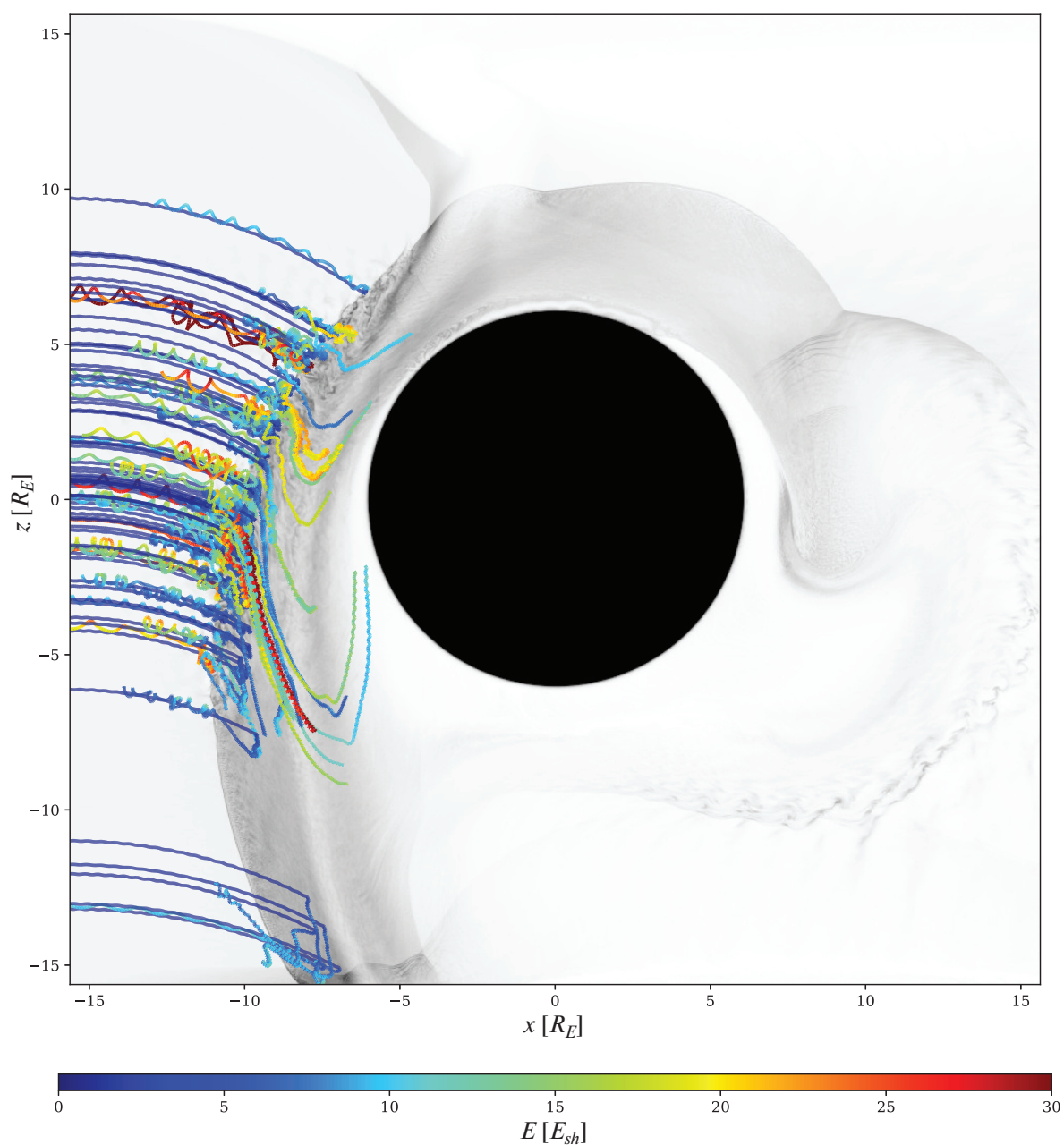


Рис. 5. Траектории ускоряющихся частиц, нанесенные на карту плотности (модель Б). Цветом показана энергия частиц в единицах E_{sh} .

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФ 25-72-20007). Моделирование осуществлялось с использованием ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (scc.spbstu.ru), а также с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова (Воеводин и др., 2019).

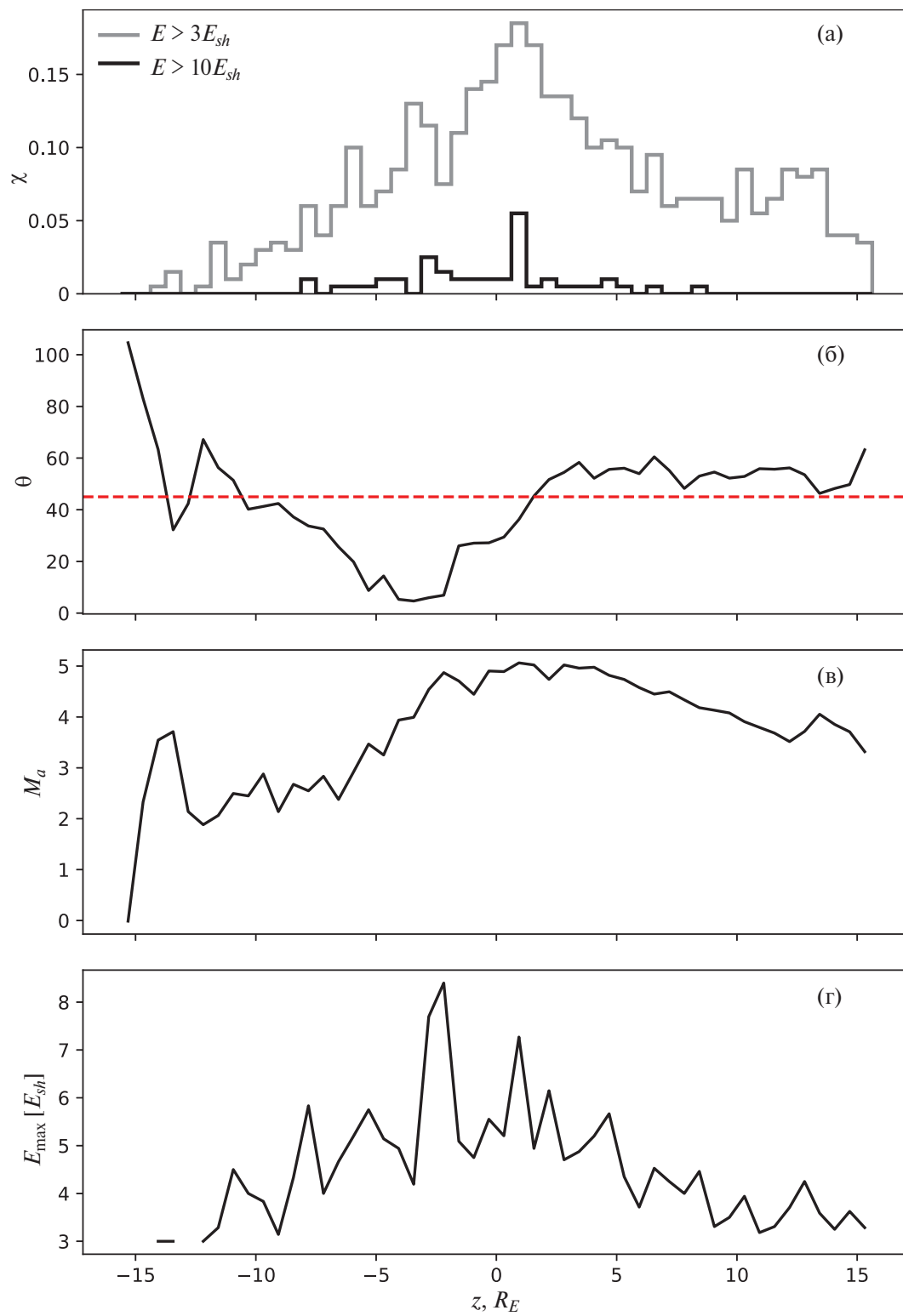


Рис. 6. Зависимость от прицельного параметра в модели А: а — эффективности инъекции; б — угла наклона нормали к фронту; в — числа Маха ударной волны; г — средней по ансамблю максимальной энергии частицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агаронян и др. (F. Aharonian, R. Yang, and E. de Ona Wilhelmi), *Nature Astron.* **3**, 561 (2019).
2. Аксфорд и др. (W.I. Axford, E. Leer, G. Skadron), *Proc. 15th ICRC(Plovdiv)* **11**, 132 (1977).
3. Арзуманян и др. (Z. Arzoumanian, D.F. Chernoff, and J.M. Cordes), *Astrophys. J.* **568** 289 (2002).
4. Арьемьев и др. (A.V. Artemyev, V. Angelopoulos, and J.M. McTiernan), *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **123**, Iss. 12, 9955 (2018).
5. Бадмаев и др. (D.V. Badmaev, A.M. Bykov, and M.E. Kalyashova), *MNRAS* **517**, 2818 (2022).
6. Бадмаев и др. (D.V. Badmaev, A.M. Bykov, and M.E. Kalyashova), *MNRAS* **527**, 3749 (2024).
7. Белл (A.R. Bell), *MNRAS* **182**, 147 (1978).
8. Беляев и др. (M.A. Belyaev, D.J. Larson, B.I. Cohen, and S.E. Clark), *Phys. Plasmas* **31**, 012902 (2024).
9. Берджесс и др. (D. Burgess, E. Möbius, and M. Scholer), *Space Sci. Rev.* **173**, 5 (2012).
10. Бережко Е.Г., Танеев С.Н., *Космич. исслед.* **29**, 582 (1991).
11. Бережко и др. (E.G. Berezhko, S.N. Taneev, and K.J. Trattner), *J. Geophys. Res.* **116**, Iss. A7, A07102 (2011).
12. Блендфорд, Острайкер (R.D. Blandford and J.P. Ostriker), *Astrophys. J.* **221**, L29 (1978).
13. Бунеман и др. (O. Buneman, T. Neubert, and K. Nishikawa), *IEEE Transact. Plasma Sci.* **20**, 810 (1992).
14. Быков и др. (A.M. Bykov, A.E. Petrov, A.M. Krassilchtchikov, K.P. Levenfish, S.M. Osipov, and G.G. Pavlov), *Astrophys. J. Lett.* **876**, L8 (2019).
15. Быков и др. (A.M. Bykov, A.E. Petrov, G.A. Ponomarev, M. Falanga, and K.P. Levenfish), *Adv. Space Res.* **74**, 4276 (2024).
16. Воеводин и др. (V. Voevodin, A. Antonov, D. Nikitenko, P. Shvets, S. Sobolev, I. Sidorov, K. Stefanov, Vад. Voevodin, and S. Zhumatiy), *Supercomputing Frontiers and Innovations* **6**, 4 (2019).
17. Каприоли, Спитковский (D. Caprioli and A. Spitkovsky), *Astrophys. J.* **794**, 47 (2014).
18. Каприоли и др. (D. Caprioli, A.-R. Pop, and A. Spitkovsky), *Astrophys. J. (Lett.)* **798**, L28 (2015).
19. Карпентер, Андерсон (D.L. Carpenter and R.R. Anderson), *J. Geophys. Res.* **97**, A2, 1097 (1992).
20. Кропотина и др. (J. Kropotina, A. Bykov, A. Krassilchtchikov, and K. Levenfish), *Commun. Comput. Inf. Sci.* **965**, 242 (2019).
21. Кропотина и др. (J.A. Kropotina, L. Webster, A.V. Artemyev, A.M. Bykov, D.L. Vainchtein, and I.Y. Vasko), *Astrophys. J.* **913**, 142 (2021).
22. Кропотина и др. (J.A. Kropotina, A.A. Petrukovich, O.M. Chugunova, and A.M. Bykov), *MNRAS* **524**, 2934 (2023).
23. Крымский Г.Ф., *Докл. АН СССР* **234**(6), 1306 (1977).
24. Ли (M.A. Lee), *J. Geophys. Res.* **87**, A7, 5063 (1982).
25. Лин (Y. Lin), *J. Geophys. Res.* **108**, A11, 1390 (2003).
26. Мейер и др. (D.M.A. Meyer, J. Mackey, N. Langer, V.V. Gvaramadze, A. Mignone, R.G. Izzard, and L. Kaper), *MNRAS* **444**, 2754 (2014).
27. Огино, Уолкер (T. Ogino and R.J. Walker), *J. Geophys. Res.* **91**, 5624 (1985).
28. Омиди и др. (N. Omid, X. Blanco-Cano, C.T. Russell, and H. Karimabadi), *Adv. Space Res.* **33**, 1996 (2004).
29. Оруза и др. (L. Orusa, D. Caprioli, L. Sironi, and A. Spitkovsky), eprint arXiv:2507.13436 (2025).
30. Рассел, Хоппе (C.T. Russell and M.M. Hoppe), *Space Sci. Rev.* **34**, 155 (1983).
31. Сандберг и др. (T. Sundberg, C.T. Haynes, D. Burgess, and C.X. Mazelle), *Astrophys. J.* **820**, 21 (2016).
32. Свифт (D.W. Swift), *J. Comput. Phys.* **126**, 109 (1996).
33. Турк и др. (L. Turc, D. Fontaine, P. Savoini, and R. Modolo), *J. Geophys. Res. Space Phys.* **120**, 6133 (2015).
34. Ха и др. (J.H. Ha, D. Ryu, H. Kang, and A.J. van Marle), *Astrophys. J.* **864**, 105 (2018).
35. Хануш и др. (A. Hanusch, T.V. Liseykina, and M. Malkov), *Astrophys. J.* **872**, 108 (2019).
36. Эллисон и др. (D.C. Ellison, E. Mobius, and G. Paschmann), *Astrophys. J.* **352**, 376 (1990).

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. ПРОЦЕДУРА АППРОКСИМАЦИИ ФОРМЫ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Определение положения фронта осуществлялось следующим образом. Сначала цветовая карта плотности плазмы (рис. 16) сглаживалась с помощью процедуры `Python scipy.ndimage.filters.gaussian_filter` для получения более ровных контуров. Затем с помощью процедуры `matplotlib.pyplot.contour` строились контуры плотности плазмы на уровне, в три раза превышающем среднее значение в солнечном ветре (для сильной ударной волны степень сжатия близка к 4, поэтому выбранное значение должно соответствовать области внутри ударного перехода). Координаты вершин полученных контуров записывались в массив с помощью процедуры `matplotlib.collections[0].get_paths()[0].vertices`.

Процедура `matplotlib.pyplot.contour` находит участки с заданной плотностью не только вблизи фронта ударной волны, но и во всей области моделирования, в том числе с ночной стороны Земли. Для исключения этих участков была вручную подобрана параболическая функция $x_{\text{appr}}(z)$ такая, что контур, соответствующий головной ударной волне, находился левее ее графика, а остальные контуры — правее. Из массива вершин контуров оставлялись только вершины, лежащие левее заданной кривой. Они фитировались полиномом третьей степени по z с помощью процедуры `numpy.polyfit`. Результирующий полином имел вид

$$x_{\text{appr}}(z) = -0.000454311z^3 + 0.0478207z^2 - 0.0763484z - 10.806. \quad (11)$$

ПОЛЯРИЗАЦИЯ И МОДЕЛЬ ПЫЛЕВОЙ ОБОЛОЧКИ УГЛЕРОДНОГО POST-AGB ОБЪЕКТА IRAS 22272+5435 (V354 LAC)

© 2025 г. Н. П. Иконникова^{1*}, Б. С. Сафонов¹¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 08.07.2025 г.

После доработки 19.08.2025 г.; принята к публикации 19.08.2025 г.

Представлены наблюдения углеродного post-AGB-объекта IRAS 22272+5435, выполненные в полосах 550, 625 и 880 нм методом дифференциальной спекл-поляриметрии на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории. Во всех полосах была обнаружена оболочка на расстояниях 1'' от звезды. Инфракрасный (ИК) источник IRAS 22272+5435 связан с полуправильной переменной звездой V354 Lac. Помимо квазипериодической переменности, вызванной пульсациями, в период с 1996 по 2004 г. наблюдалось увеличение блеска в ближнем ИК-диапазоне (*KLM*), обусловленное дополнительным выбросом пыли (Иконникова и др., 2025). Построены модели околозвездной пылевой оболочки, которые хорошо (в рамках принятых модельных предположений) воспроизводят наблюдаемое распределение энергии в спектре и распределение поляризованного потока в видимом диапазоне. Модель согласуется с наблюдениями, выполненными методом дифференциальной спекл-поляриметрии в 2020 г. Получены следующие параметры звезды и ее пылевой оболочки. Для расстояния $d = 1410$ пк, полученного на основе данных о параллаксе из GAIA DR3, светимость звезды составляет $L = 6600 L_{\odot}$. Пылевая оболочка в нашей модели состоит из четырех компонентов, сформированных изотропным ветром и сверхветром на стадии AGB, а также изотропным ветром и экваториальным выбросом в фазе post-AGB. Массы пыли в этих оболочках составляют 3×10^{-9} , 6.9×10^{-7} , 3×10^{-4} и $1.3 \times 10^{-4} M_{\odot}$ соответственно. Увеличение ИК-потока в 1996–2004 гг. объясняется в модели отдельным выбросом пылевого облака массой $6 \times 10^{-10} M_{\odot}$, скорость которого оценивается в 60 км/с.

Ключевые слова: AGB и post-AGB-звезды, эволюция, поляризация, переменные звезды, пылевые оболочки, IRAS 22272+5435, V354 Lac.

DOI: 10.31857/S0320010825040037

1. ВВЕДЕНИЕ

ИК-источник IRAS 22272+5435 представляет собой звезду на поздней стадии эволюции, прошедшую фазу асимптотической ветви гигантов (AGB). Звезды на этой стадии обладают протяженными атмосферами вокруг своих ядер, что делает их спектры схожими со спектрами сверхгигантов. Кроме того, они окружены газопылевыми оболочками, состоящими из вещества, выброшенного во время тепловых импульсов на стадии AGB. Распределение энергии в спектре IRAS 22272+5435 в оптическом и ИК-диапазонах имеет двугорбый вид с двумя максимумами, соответствующими излучению фотосферы звезды и отделившейся пылевой оболочки (Ван дер Вин и др., 1989). ИК-источник IRAS 22272+5435 связан с яркой звездой BD+54°2787=HD 235858=SAO 034504=V354 Lac с координатами $\alpha = 22^{\text{h}}29^{\text{m}}10^{\text{s}}$, $\delta = +54^{\circ}51'06''$ (2000).

Параметры атмосферы звезды ($T_{\text{eff}} = 5600$ K, $\log g = 0.5$) были впервые определены Зацем и др. (1995) и впоследствии уточнены в работах Заца и др. (1999), Редди и др. (2002), Клочковой и др. (2009) и Де Смедта и др. (2016). Все полученные оценки демонстри-

руют хорошее согласие между собой, что подтверждает надежность определенных параметров. Химический состав атмосферы IRAS 22272+5435 был детально исследован в ряде работ. В пионерской работе Заца и др. (1995) впервые был обнаружен дефицит железа ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.49$) и повышенное содержание α -элементов. Последующие исследования подтвердили эти особенности и дополнительно обнаружили значительное превышение содержания s -элементов (Ba, La, Ce, Nd) (Клочкова и др., 2009). Де Смедт и др. (2016) определили содержание 32 элементов и получили уточненные значения металличности ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.77 \pm 0.12$) и отношения C/O = 1.46 ± 0.26 . Эти результаты согласуются с типичным химическим составом углеродных post-AGB звезд, демонстрирующих эффекты ядерного синтеза и конвективного перемешивания на предыдущих стадиях эволюции.

Звезда является полуправильной переменной и имеет обозначение V354 Lac в Каталоге переменных звезд (Самусь и др., 2017). Переменность связана с пульсациями с близкими периодами 127–128 и 132–133 сут (Гривняк и др., 2010; Иконникова и др., 2025). Помимо пульсационной активности, наблюдается переменность блеска, обусловленная нестабиль-

*Электронный адрес: ikonnikova@sai.msu.ru

ностью пылевой оболочки. В частности, по фотометрическим наблюдениям в ближнем ИК-диапазоне в 1996–2004 гг. зарегистрировано повышение блеска, связанное с дополнительным пылевым выбросом (Иконникова и др., 2025).

При исследовании post-AGB звезд большое внимание уделяется их околозвездному окружению. Морфология объекта IRAS 22272+5435 детально изучалась в оптическом (Уэта и др., 2000) и среднем ИК-диапазонах (Мейкснер и др., 1997; Дайал и др., 1998; Уэта и др., 2001). Оболочка хорошо разрешается на изображениях и демонстрирует признаки осевой симметрии и наличие наклонного пылевого тора (или диска). Уэта и др. (2001) обнаружили наряду с оболочкой, сформированной на AGB, проявление выброса с усиленной потерей массы в современную эпоху. Также зарегистрировано излучение молекулы CO (Бухарабал и др., 2001; Гривняк, Бигинг, 2005; Накашима и др., 2012). Согласно этим исследованиям, распределение излучения CO $J = 2-1$ не соответствует структуре в среднем ИК-диапазоне. Молекулярная оболочка имеет сферически симметричную структуру, простирающуюся до $20''$, при этом свидетельств высокоскоростных молекулярных выбросов не обнаружено, а интенсивность основного компонента линии очень близка к профилям, наблюдаемым в оболочках вокруг звезд на стадии AGB.

Пылевые околозвездные оболочки приводят не только к избытку излучения в ближнем ИК-диапазоне, но и к линейной поляризации из-за рассеяния света на пылевых частицах. Поляризметрические исследования IRAS 22272+5435 проводились различными методами в широком спектральном диапазоне. Гледхилл и др. (2001) впервые применили наземную картирующую поляризметрию в ближнем ИК-диапазоне, что позволило обнаружить и получить изображение околозвездной пылевой оболочки. Последующие наблюдения включали: поляризметрию в стандартных полосах *BVR* (Партасарати и др., 2005) и *UBVR* (Акрас и др., 2017) и спектрополяризметрию в видимом диапазоне 4200–8400 Å (Бигинг и др., 2006). Полученные результаты свидетельствуют о слабой поляризации излучения звезды, что типично для объектов на стадии post-AGB с относительно разреженными пылевыми оболочками.

В работе представлены данные новых поляризационных наблюдений, выполненных в 2020 и 2024 гг., а также сравнение этих данных с полученными ранее. Построена модель распределения энергии в спектре звезды для двух ее состояний: спокойного и активного (связанного с эпизодом потери массы). На основе модели определены параметры пылевой оболочки.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения V354 Лас были выполнены с помощью спекл-поляризметра на 2.5-м телескопе Кавказ-

ской горной обсерватории Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (КГО ГАИШ МГУ) в режиме быстрой поляризметрии в три даты: 24 октября 2020 г., 11 декабря 2020 г. и 12 октября 2024 г. В качестве детектора в 2020 г. применялась ПЗС-матрица с электронным усилением Andor iXon 897 (Сафонов и др., 2017), в 2024 г. — низкошумящий КМОП Hamamatsu ORCA-quest C15550-20UP в режиме ultra-quiet (Страхов и др., 2023). Угловой масштаб в обоих случаях 20.6 мсд/пкс. Применялись среднеполосные фильтры с центральными длинами волн 550, 625 и 880 нм, полуширины фильтров 50, 50 и 70 нм соответственно. Во время наблюдений прибор был установлен в фокусе Нэсмит-2.

В режиме быстрой поляризметрии на детекторе формируется одновременно два изображения объекта в ортогональных поляризациях. Модуляция входящего состояния поляризации выполняется непрерывно вращающейся полуволновой пластинкой, одновременно детектор регистрирует серию изображений объекта длиной порядка нескольких тысяч кадров. Экспозиция одного кадра сравнима с атмосферным временем когерентности, что обеспечивает надежную регистрацию спекл-картины. Дополнительные обстоятельства наблюдений приведены в табл. 1.

Наблюдения были обработаны методом интегральной поляризметрии. Коррекция инструментальной поляризации выполнялась методом, описанным в статье Сафонова и др. (2017). Результаты приведены в табл. 2.

Также была выполнена обработка методом дифференциальной спекл-поляризметрии (ДСП), результатом которой является дифференциальная поляризационная видность (ДПВ) (Норрис и др., 2012):

$$\mathcal{R}_Q = \frac{I(f) + Q(f)}{I(f) - Q(f)}, \quad \mathcal{R}_U = \frac{I(f) + U(f)}{I(f) - U(f)}. \quad (1)$$

Здесь $I(f)$, $Q(f)$, $U(f)$ — Фурье-спектры параметров Стокса, f — вектор пространственной частоты, $I(f)$ имеет смысл видности. Заметим, что $\mathcal{R}$ — комплексная величина. Методика оценки ДПВ по наблюдениям со спекл-поляризметром подробно описана нами в работе Сафонова и др. (2019). Пример измерений ДПВ для V354 Лас приведен на рис. 1. Там же, в пятой колонке, даны изображения в поляризованной интенсивности, восстановленные методом, приведенным в работе Сафонова и др. (2019).

ДПВ показывает ненулевой сигнал на частотах порядка $2 \times 10^5 \text{ RAD}^{-1}$. На более высоких частотах, вплоть до $3 \times 10^6 \text{ RAD}^{-1}$, значимого отклонения $\mathcal{R}$ от 1 не наблюдается. В фазе сигнал отсутствует на всех частотах. В пространстве изображений это соответствует оболочке с круговой симметрией с типичным радиусом $1''$. На меньших угловых расстояниях от звезды поляризованного излучения не было обнаружено.

Таблица 1. Обстоятельства наблюдений методом дифференциальной спекл-поляриметрии. Колонки: дата и время UT, полоса, поле зрения в пкс, поле зрения в угловых секундах, электронное усиление, экспозиция одного кадра в мс, полное время накопления в с, среднее количество фотоэлектронов в кадре

UT	Полоса, нм	FOV, пкс	FOV, ''	EM Gain	t , мс	t_{acc}	n_{phot} , с
2020-10-24 22:05	550	274	5.64	500	30	176	6.7×10^4
2020-10-24 22:08	625	256	5.27	500	30	176	9.5×10^4
2020-10-24 22:12	880	262	5.40	500	30	177	4.9×10^4
2020-12-11 14:25	550	236	4.86	500	30	207	7.9×10^4
2020-12-11 14:29	625	210	4.33	500	30	207	1.1×10^5
2020-12-11 14:33	880	208	4.28	500	30	206	9.8×10^4
2024-10-12 18:11	550	186	3.83	1	23	210	1.9×10^4
2024-10-12 18:15	625	184	3.79	1	23	210	2.7×10^4
2024-10-12 18:19	880	182	3.75	1	23	210	3.0×10^4

Таблица 2. Интегральная поляризация V354 Lac. Колонки: дата и время UT, полоса, степень поляризации p в процентах, угол поляризации χ в градусах, отсчет против часовой стрелки от направления на северный полюс мира

UT	Полоса, нм	p , %	χ , °
2020-10-24 22:05	550	1.46 ± 0.18	20.0 ± 7.0
2020-10-24 22:08	625	1.11 ± 0.18	16.7 ± 9.1
2020-10-24 22:12	880	0.55 ± 0.21	-5.9 ± 22.0
2020-12-11 14:25	550	1.54 ± 0.17	28.3 ± 6.5
2020-12-11 14:29	625	1.24 ± 0.18	25.5 ± 8.3
2020-12-11 14:33	880	0.63 ± 0.21	13.4 ± 18.8
2024-10-12 18:11	550	1.71 ± 0.15	30.7 ± 5.1
2024-10-12 18:15	625	1.41 ± 0.15	26.4 ± 6.1
2024-10-12 18:19	880	0.80 ± 0.15	10.7 ± 10.9

Эти результаты хорошо согласуются с более ранними наблюдениями, представленными в работах Уэты и др. (2000, 2001). Измерения полной поляризации и ДПВ, полученные в три эпохи, совпадают в пределах погрешности, поэтому в дальнейшем анализе мы будем рассматривать только эпоху 2020-10-24, наблюдения в которую имеют наибольшее соотношение сигнал—шум.

3. МОДЕЛЬ ПЫЛЕВОЙ ОБОЛОЧКИ

Моделирование распределения энергии в спектре (SED) V354 Lac проводилось неоднократно, начиная с первой работы Ван дер Вина и др. (1989). По мере получения новых данных в оптическом и ИК-диапазонах, изображений пылевой оболочки, уточнения параметров звезды и расстояния до объекта, исследователи вновь обращались к моделированию SED и получению параметров пылевой оболочки (Щерба и др., 1997; Уэта и др., 2001; Мишра и др., 2016; Тоси и др., 2023).

В настоящей работе представлены результаты моделирования пылевой оболочки, полученные на основе архивных данных ИК-обзоров, собственных наблюдений в оптическом и ближнем ИК-диапазонах для двух состояний звезды, а также данных спекл-

поляриметрии. В табл. 3 приведена *UBVJHKLM*-фотометрия для двух эпох: июль 1999 г. (пылевой выброс) и декабрь 2020 г. (спокойное состояние). Перевод звездных величин в потоки проводился с использованием калибровок Страйжиса (1977) для *UBV*-величин и Курнифеа (1983) для *JHKLM*-величин. В табл. 4 собраны данные из ИК-обзоров, используемые для моделирования распределения энергии в спектре.

Для моделирования использовались следующие параметры:

- Расстояние до звезды принято равным 1409.8 пк (Байлер-Джонс и др., 2021) на основе данных о параллаксе из GAIA DR3 (Коллаборация GAIA, 2021).
- Для моделирования излучения звезды с параметрами атмосферы $T_{\text{eff}} = 5600$ К и $\log g = 0.5$ (Зах и др., 1995) использовался синтетический спектр сверхгиганта спектрального класса G0 из работы Пиклеса (1998).
- Межзвездное поглощение света принято равным $A_V = 2.^m5$ (Уэта и др., 2001).

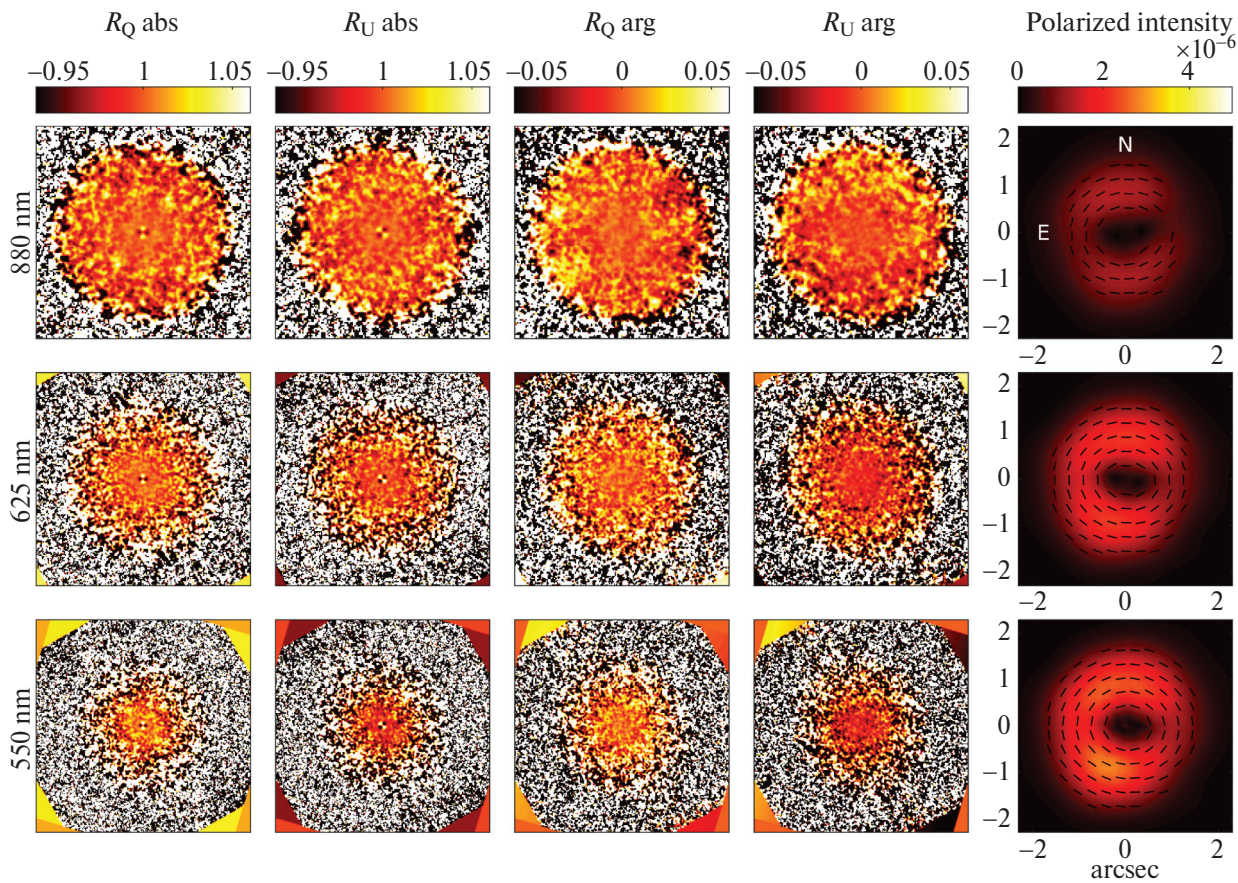


Рис. 1. Наблюдения методом ДСП. Строки соответствуют полосам: 880, 625 и 550 нм сверху вниз. Первые четыре колонки содержат компоненты ДПВ: $|R_Q|$, $|R_U|$, $\arg R_Q$, $\arg R_U$. По осям отложена пространственная частота, отображаемая область имеет размер $2D/\lambda$, где D — диаметр телескопа, λ — длина волны. Пятая колонка содержит изображение в поляризованной интенсивности, восстановленное методом из работы Сафонова и др. (2019). Единицы — отношение потока в пикселе к полному потоку от звезды. Черточки показывают ориентацию плоскости поляризации. Во всех рисунках север сверху, восток слева.

Таблица 3. *UBVJHKLM*-фотометрия для двух эпох: июль 1999 г. и декабрь 2020 г.

MJD	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	Ссылка
51365.5	—	—	—	5.44	4.96	4.55	3.77	3.54	Иконникова и др. (2025)
51368.5	12.58	10.54	8.54	—	—	—	—	—	Архипова и др. (2009)
59188.3	—	—	—	5.44	5.00	4.77	4.46	4.23	Иконникова и др. (2025)
59198.3	12.71	10.52	8.48	—	—	—	—	—	— —

Таблица 4. Данные из ИК-обзоров, используемые для моделирования SED

Телескоп	Длина волны (μm)	Поток (Jy)	Дата	Ссылка
WISE	3.4, 4.6, 12, 22	3.570, 6.477, 83.619, 301.413	2010	Кутри и др. (2013)
AKARI	9, 18	31 ± 2 , 148.8 ± 1.3	2006–2007	Ишихара и др. (2010)
PSC				
IRAS	12, 25, 60, 100	73.9, 302, 96.6, 41	1983	Хелуу и Уолкер (1988)
MSX	8.28, 12.13, 14.65, 21.34	25.07, 87.85, 95.38, 186.6	1996	Иган и др. (2003)
Herschel	70, 160	54.61, 7.37	2009–2013	Мартон и др. (2024)
JCMT	850	0.011, 0.06, 0.11	1996–2005	Ди Франческо и др. (2008)

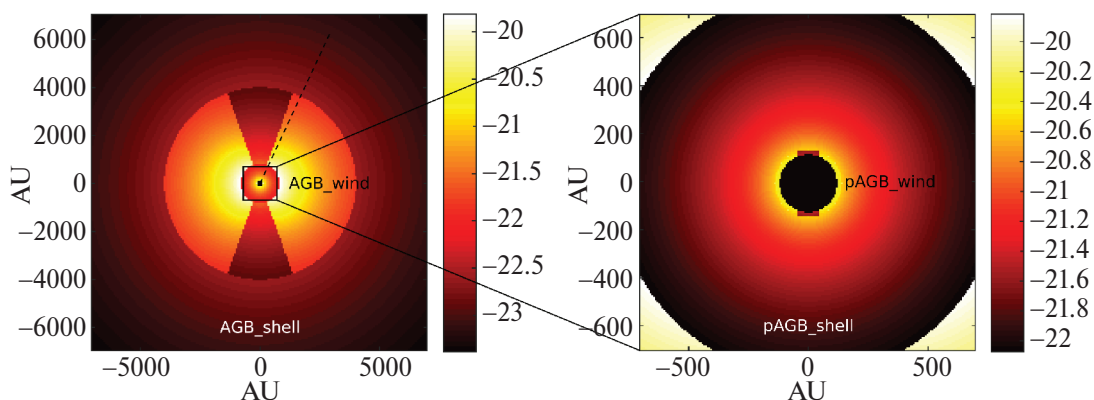


Рис. 2. Разрез плотности пыли в оболочке V354 Lac, модель org. Подписаны компоненты, перечисленные в табл. 5. Прерывистой линией показан луч зрения.

Для моделирования распределения плотности пыли в пространстве был взят эмпирический закон (Мейкснер и др., 1997), уточненный для случая V354 Lac в статье Уэты и др. (2001).

$$\rho(R, \theta) = \begin{cases} \rho_{\text{in}} R^{-B} (1 + E e^{-CR/R_{\text{sw}}}) \times \\ \times (1 + A e^{-CR/R_{\text{sw}}} \sin \theta), & 90^\circ > \theta > \theta_0, \\ D \rho_{\text{in}} R^{-B}, & \theta_0 > \theta. \end{cases} \quad (2)$$

Это осесимметричное распределение моделирует экваториальное увеличение плотности в так называемом сверхветре (superwind), см. рис. 2. Здесь R , θ — координаты в пространстве модели, радиус и широта, соответственно, ρ_{in} — нормировочный коэффициент, вычисляемый из полной массы оболочки, $\theta_0 = 20^\circ$ — половина угла раскрытия полярного “колдца”, R_{sw} — радиус, характеризующий концентрацию сверхветра к экватору. A, B, C, D, E — переменные, определяющие геометрию оболочки. Мы, следуя Уэте и др. (2001), будем полагать их равными $A = 10, B = 2, C = 3, D = 0.111, E = 0$. Наклонение системы полагается равным 25° , ориентация оси симметрии П.А. = 135° . Плотность, задаваемая уравнением (2), отлична от нуля на расстояниях $R_{\text{sw},\text{in}} < R < R_{\text{sw},\text{out}}$.

Уэта и др. (2001), исходя из данных распределения энергии в спектре и собственных изображений оболочки объекта на длинах волн 8.8, 9.8, 11.7 мкм, построили модель оболочки, состоящую из четырех компонентов, условно разделяющихся на две группы. Первая — это крупная оболочка, сброшенная на стадии AGB. Она состоит из сверхветра, описываемого уравнением (2) и добавочного изотропного ветра, плотность в котором убывает обратно пропорционально квадрату расстояния:

$$\rho(R) = \rho_{\text{in}} R^{-F}, R_{\text{shell},\text{in}} < R < R_{\text{shell},\text{out}}. \quad (3)$$

Ветер, описываемый уравнением (2), мы будем обозначать меткой AGB-wind, а уравнением (3) — AGB-shell. Параметры этих компонентов приведены в столбцах 2 и 3 табл. 5.

Вторая группа компонентов, расположенных на значительно меньших расстояниях, была добавлена Уэтой и соавторами (2001) для описания излучения объекта в диапазоне длин волн 7–20 мкм. Эти компоненты также представляют собой экваториально утолщенный (pAGB-wind) и изотропный (pAGB-shell) ветры. Это вещество, теряемое звездой в post-AGB стадии эволюции. Параметры компонентов (pAGB-wind) и (pAGB-shell) приведены в табл. 5 в четвертой и пятой колонках. Массы компонентов, подобранные Уэтой и др. (2001), приведены в табл. 5 (метка модели Ueta-0). Для расчетов оптических свойств пыли Уэта и др. (2001) рассматривали два вида пыли. Мы будем обозначать их ac-small и ac-large (см. табл. 6). В обоих видах пыли распределение пылинок по радиусу — степенное с фактором $\beta = -3.5$ с минимальным радиусом $a_{\text{down}} = 1$ нм. Верхняя граница распределения $a_{\text{up}} = 0.1$ мкм для ac-small и $a_{\text{up}} = 10$ мкм для ac-large. Компонент оболочки pAGB-shell принимается состоящим из пыли ac-small, а остальные 3 компонента — из пыли ac-large (см. табл. 5).

SED и изображения мы вычисляли, используя моделирование переноса излучения методом Монте-Карло, реализованное в пакете RADMC-3D (Дуллемонд и др., 2012). RADMC-3D учитывает процессы поглощения и рассеяния на пыли, а также ее собственное тепловое излучение. Оптические свойства пыли рассчитывались с помощью программы optool (Доминик и др., 2021). К модельному SED было применено также межзвездное поглощение $A_V = 2.5$ в соответствии с законом Карделли и др. (1989). Ранее мы применяли RADMC-3D для интерпретации наблюдений звезд на поздних стадиях эволюции в работах Федотьевой и др. (2020), Сафонова и др. (2025).

В наблюдаемом SED присутствуют выраженные эмиссионные особенности на длинах волн $\sim 8, 12$ и 27 мкм (рис. 3). Они могут быть связаны с излучением мелких углеродных частиц размером $\sim 1\text{--}10$ Å, относящихся к классу полициклических ароматических углеводородов (ПАУ). ПАУ ответственны за ха-

Таблица 5. Параметры компонентов оболочки

Параметр	post-AGB		AGB	
	Экваториальный выброс pAGB-wind	Изотропный ветер pAGB-shell	Сверхветер AGB-wind	Изотропный ветер AGB-shell
Внутренний радиус, а.е.	120	140	800	4000
Внешний радиус, а.е.	140	800	4000	19300
Метка модели, ссылка	Ueta-0 (Уэта и др., 2001)			
Вид пыли	ac-large	ac-large	ac-large	ac-small
Масса пыли, $M_{\odot}$	2.6×10^{-8}	2.3×10^{-7}	2.8×10^{-5}	2.5×10^{-5}
Светимость звезды, $L_{\odot}$	13000			
Метка модели, ссылка	Ueta-M (Уэта и др., 2001), воспроизведение SED			
Вид пыли	ac-large	ac-large	ac-large	ac-small
Масса пыли, $M_{\odot}$	2.6×10^{-8}	7.5×10^{-7}	7.7×10^{-5}	1.3×10^{-4}
Светимость звезды, $L_{\odot}$	5280			
Метка модели, ссылка	org, данная работа			
Вид пыли	ac-large	ac-large	org-small	org-small
Масса пыли, $M_{\odot}$	3×10^{-9}	6.9×10^{-7}	3×10^{-4}	1.3×10^{-4}
Светимость звезды, $L_{\odot}$	6600			

Таблица 6. Параметры видов пыли, используемых нами при моделировании; β — показатель степени в распределении пылинок по размерам, a_{up} — верхняя граница распределения пылинок по размерам

Метка	β	a_{up} , мкм	Вещество
ac-large	-3.5	10	Аморфный углерод (Зубко и др., 1996)
ac-small	-3.5	0.1	Аморфный углерод (Зубко и др., 1996)
org-small	-3.9	0.18	Тугоплавкая органика (Хеннинг, Стогниенко, 1996)

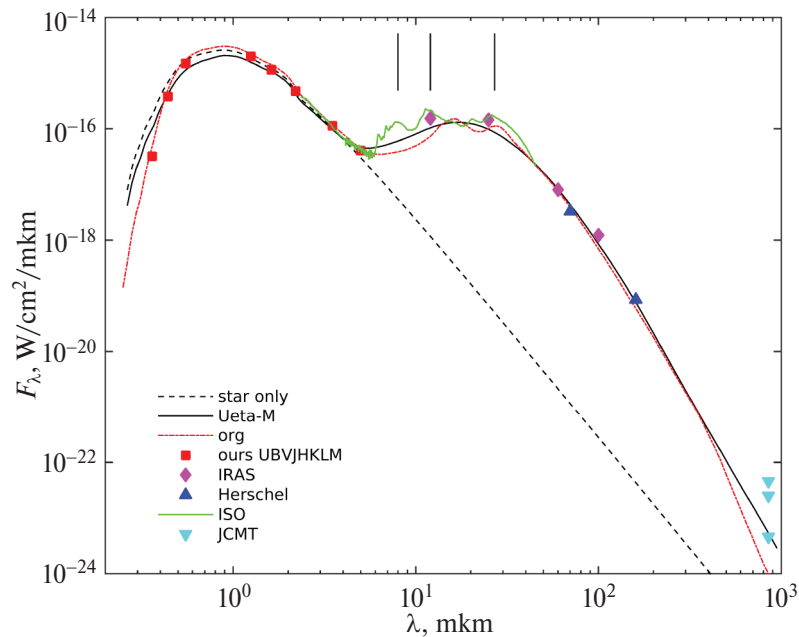


Рис. 3. Сравнение наблюдаемого и модельных SED V354 Лас. Символы — наблюдения, зеленая сплошная линия — спектр ISO, черная штриховая линия — звезда без оболочки, черная сплошная — модель Ueta-M, красная штрихпунктирная — модель org. Вертикальные сплошные линии показывают эмиссионные линии, см. обсуждение в тексте.

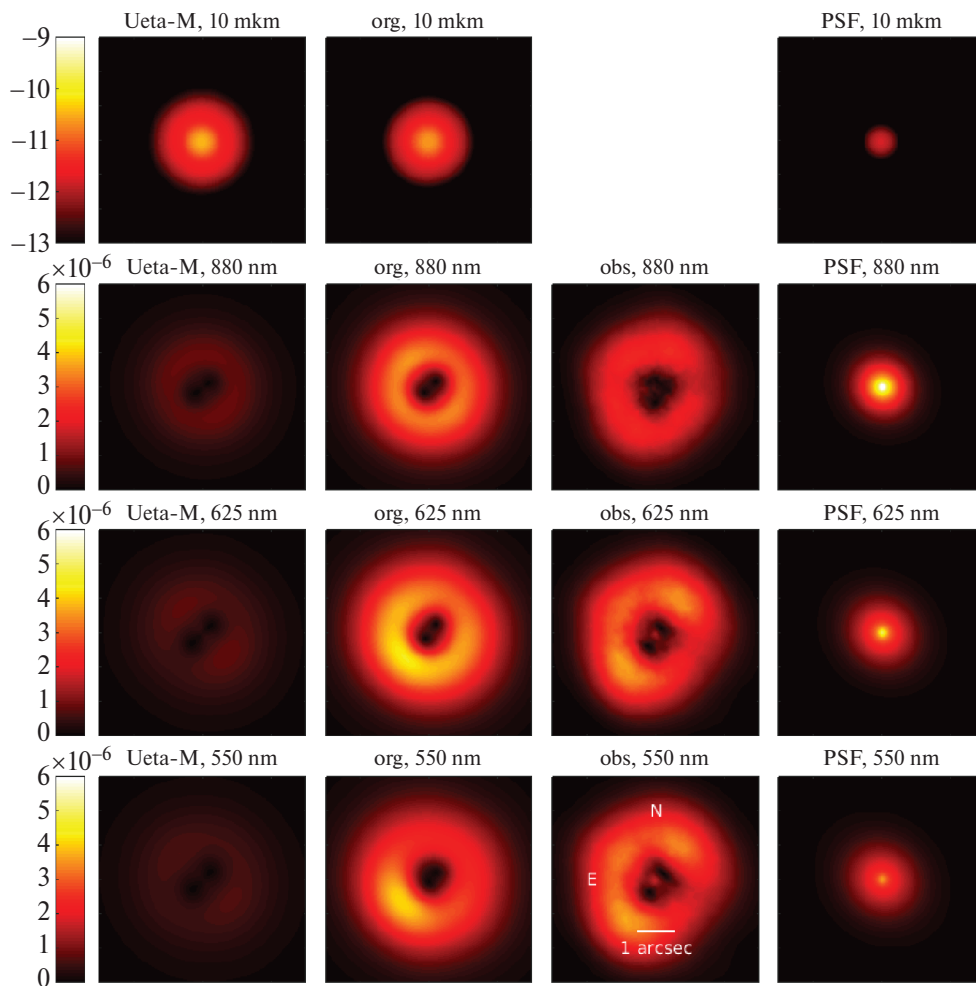


Рис. 4. Сравнение изображений оболочки V354 Лас. Верхний ряд — неполяризованное излучение на длине волны 10 мкм. Единицы — логарифм интенсивности в эрг/с/см²/Гц/стер. Нижние три ряда — поляризованная интенсивность в единицах потока на пиксель 20 × 20 мсд, деленного на полный поток от звезды. Первая колонка — модель Ueta-M (модель Уэты и др. (2001) с модифицированными массами), вторая — модель org (модель, предлагаемая в данной работе), третья — наблюдения. На всех панелях север вверху, восток слева. Поле зрения 4.6'' × 4.6''. Четвертая колонка: функция рассеяния точки, с которой было свернуто изображение.

ракетные ИК-эмиссионные линии (3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 мкм), возникающие из-за колебаний С–Н и С–С связей. В отличие от крупных пылевых частиц, нагрев и охлаждение РАН происходят дискретно (через квантовые процессы). Наличие аномалий в дальнем ИК-диапазоне, таких как особенности на 21 и 30 мкм, также связывают с излучением мелких РАН-подобных частиц. Моделирование подобных особенностей в спектре V354 Лас ранее проводилось в работе Щербы и др. (1997), где успешно удалось воспроизвести эмиссию на 21 и 30 мкм. Уэты и др. (2001) не учитывали наличие в спектре эмиссионных деталей в ИК-спектре звезды, мы также будем при моделировании SED использовать континуум между линиями.

Для достижения совпадения моделированного и наблюдаемого SED нам пришлось модифицировать массы компонентов pAGB-shell, AGB-wind, AGB-shell, их новые значения приведены в блоке

Ueta-M табл. 5. Частично расхождение можно объяснить тем, что мы принимаем другое расстояние до объекта (у Уэты и др. (2001) $d = 1600$ пк, в нашей работе $d = 1409.8$ пк). Но различие все равно остается довольно большим.

На рис. 4 в первой колонке приведены изображения оболочки, соответствующие модели Ueta-M. Верхняя панель — изображение в полной (неполяризованной) интенсивности в полосе 10 мкм. На этой длине волны доминирует тепловое излучение пыли, как внутренних оболочек, так и внешних. Три нижние — рассеянное поляризованное излучение в трех полосах видимого диапазона. Как можно видеть, во всех трех полосах видимого диапазона интенсивность рассеянного излучения, предсказываемая моделью, в несколько раз меньше, чем наблюдаемая (третья колонка рис. 4).

Для устранения этого расхождения мы предположили, что пыль во внешней части оболочки состо-

ит из органических соединений (метка вида пыли *org-small*, табл. 6). В пользу этой гипотезы говорит наличие эмиссионных линий в спектре, как было отмечено выше. В качестве материала пыли была взята тугоплавкая углеродная органика (*refractory organics*) (Поллак и др., 1994; Хеннинг, Стогниенко, 1996). Эти соединения имеют температуру испарения 400–500 К, и поэтому могут существовать во внешних частях оболочки, где типичные температуры пылинок 100–200 К.

Благодаря своим оптическим свойствам, пылинки, состоящие из тугоплавкой органики, нагреваются до меньших температур, чем пылинки из аморфного углерода, что вызывает смещение максимума в спектре в длинноволновую часть спектра. Данный эффект можно скомпенсировать уменьшением верхней границы распределения размеров частиц в компоненте оболочки AGB-wind до 0.18 мкм, что помогает увеличить температуру пыли. Итоговая модель (метка *org*, последняя строчка табл. 5) имеет одинаковый состав и распределение пыли по размерам в обоих компонентах AGB оболочки (AGB-wind и AGB-shell). Таблица 7 содержит параметры распределения пыли в пространстве для построенной модели.

Модельные спектр и изображения, соответствующие модели *org*, представлены на рис. 3 и 4 соответственно. SED вне эмиссионных линий воспроизводится хорошо, в модельном SED даже есть намек на линию 27 мкм, присутствующую в наблюдениях. Однако две другие эмиссии не воспроизводятся. Поляризованная интенсивность теперь хорошо согласуется с уровнем интенсивности в наблюдениях во всех трех рассмотренных полосах. Также модель описывает общую зависимость поляризованной интенсивности от расстояния до звезды.

Наблюдения показывают отклонение яркости оболочки от центральной симметрии. В юго-западном направлении поляризованная интенсивность на 40% меньше, чем в юго-восточном и северо-западном. Моделирование не предсказывает этого падения, более того, изображение, ожидаемое из моделирования, должно иметь ось симметрии на $PA = 135^\circ$. Формальная минимизация невязки показывает, что модель, соответствующая наклонению 15° и $PA = 30^\circ$, показывала бы лучшее совпадение (см. приложение). Однако не исключено, что потемнение оболочки связано с эффектами неоднородности освещенности — затенения внешней оболочки неоднородностями внутренней. Оценки наклона и позиционного угла, выполненные Уетой и др. (2001) по данным среднего ИК-диапазона, меньше зависят от вариаций освещенности и более надежны, чем наши. Дальнейшее уточнение модели оболочки возможно в будущем на основе новых данных высокого углового разрешения, в частности, с применением адаптивной оптики.

На длине волны 10 мкм вид оболочки в модели *org* изменился мало по сравнению с *Ueta*, так что мож-

Таблица 7. Параметры модели оболочки V354 Лас покомпонентно. M — масса компонента. Остальные параметры описаны в разделе 3

Параметр	Значение
AGB-wind	
$M, M_\odot$	3×10^{-4}
$R_{\text{SW},\text{in}}, \text{a.e.}$	800
$R_{\text{SW}}, \text{a.e.}$	4000
$R_{\text{SW},\text{out}}, \text{a.e.}$	4000
$\theta_0, ^\circ$	20
A	10
B	2
C	3
D	0.111
E	0
AGB-shell	
$M, M_\odot$	1.3×10^{-4}
$R_{\text{shell},\text{in}}, \text{a.e.}$	4000
$R_{\text{shell},\text{out}}, \text{a.e.}$	19333
F	2
pAGB-wind	
$M, M_\odot$	3×10^{-9}
$R_{\text{SW},\text{in}}, \text{a.e.}$	120
$R_{\text{SW}}, \text{a.e.}$	140
$R_{\text{SW},\text{out}}, \text{a.e.}$	140
$\theta_0, ^\circ$	20
A	10
B	2
C	3
D	0.111
E	0
pAGB-shell	
$M, M_\odot$	6.9×10^{-7}
$R_{\text{shell},\text{in}}, \text{a.e.}$	180
$R_{\text{shell},\text{out}}, \text{a.e.}$	800
F	2

но ожидать, что первая модель будет воспроизводить также и изображения Уэты и др. (2001), полученные в среднем ИК-диапазоне. К сожалению, количественное сравнение с изображениями Уэты и др. (2001) не представляется возможным из-за отсутствия доступа к исходным данным.

Зависимость температуры пыли в оболочке от расстояния до звезды представлена на рис. 5.

3.1. Эпизод формирования пыли в 1996–2004 гг.

На рис. 6 представлены кривые блеска V354 Лас в фотометрических полосах J , H , K , L и M , полученные по данным наблюдений 1991–2024 гг. (Иконни-

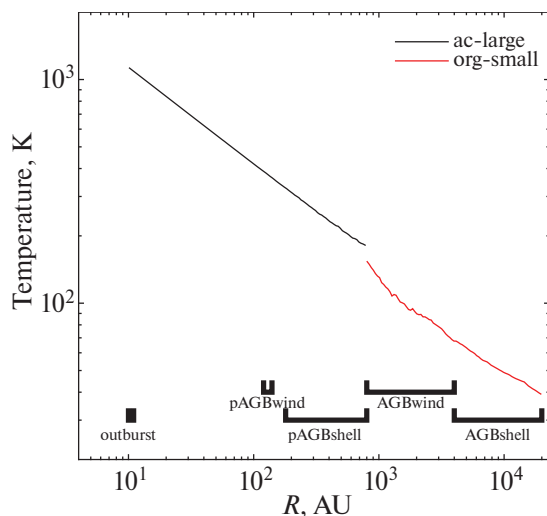


Рис. 5. Зависимость температуры пыли в оболочке от расстояния до звезды в плоскости, перпендикулярной оси симметрии оболочки. Черная линия соответствует пыли *ac-large*, красная — *org-small*. Внизу графика показаны интервалы расстояний на которых присутствуют различные элементы оболочки.

кова и др., 2025). На графике серым цветом выделен период повышения блеска объекта, наблюдавшийся в 1996–2004 гг. Как можно видеть, амплитуда повышения яркости составила 0.6–0.7^m в полосах *L*, *M*. Кривая блеска имеет выраженный подъем, плато и спад. Подъем был более резким, чем спад. Длительность всего явления составила ~2000^d. Отметим, что значимого изменения потока в видимом диапазоне в это время зафиксировано не было.

На рис. 7 представлен SED в эпоху максимума блеска в полосах *L*, *M*. Для модельного описания SED мы добавили в модель *org*, обсуждавшуюся в предыдущем пункте, пылевое облако вблизи звезды. Параметры облака следующие: внутренний радиус 10 а.е., внешний радиус 11 а.е., масса $6 \times 10^{-10} M_{\odot}$. Облако мы предположили состоящим из той же пыли *ac-large*, что и внутренние компоненты оболочки. Как можно видеть из рис. 7, при этих параметрах SED хорошо описывается. Воспроизводится рост излучения в полосах *KLM*, при этом не возникает значимого поглощения в видимом диапазоне.

Температура пыли во внутреннем облаке составляет ~1000 К, что соответствует температуре ее сублимации. Угловой размер внутреннего облака при наблюдении с Земли равен 7 миллисекундам дуги — это существенно меньше углового разрешения 2.5-м телескопа даже в наиболее коротковолновом диапазоне.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Поляризация

Объект IRAS 22272+5435 демонстрирует сложную картину поляризации, изученную в различных

спектральных диапазонах. Согласно классификации Трамелла и др. (1994), он относится к классу 2, для которого характерна собственная поляризация, превышающая межзвездный вклад. Спектрополяриметрические наблюдения в октябре 1991 г. ($\lambda 3000\text{--}5500 \text{ \AA}$) и в октябре 1992 г. ($\lambda 4700\text{--}7300 \text{ \AA}$) выявили постоянную степень поляризации $P(\lambda) \sim 1.67\%$ с позиционным углом $\sim 44.^\circ$, незначительный поворот угла (5°), исчезающий после учета межзвездной компоненты ($\sim 1.7\%$), спектральную зависимость $P(\lambda)$, не описываемую законом Серковского.

Последующие исследования выявили переменность поляризации: Бигинг и др. (2006) по спектрополяриметрическим наблюдениям в диапазоне $\lambda 4200\text{--}8400 \text{ \AA}$ в 2000 г. зафиксировали $\langle P \rangle = 2.54\%$ и $\chi = 10.8^\circ$, при этом, по их мнению, резкое изменение угла относительно данных Трамелла и др. (1994) ($\chi = 138^\circ$) указывает на переменную внутреннюю компоненту. Однако, следует отметить, что $\chi = 138^\circ$ относится к наблюдаемым данным. Исправление за межзвездную составляющую приводит к значению $\chi \sim 44.^\circ$.

Наблюдения 1989 г. в *BVRI* из работы Партасарати и др. (2005) показали рост поляризации в синей области, подтверждающий рассеяние как основной механизм. Акрас и др. (2017) по данным 2012 г. (*UBVRI*) выявили плавное уменьшение поляризации от $\sim 1.5\%$ (*U*) до $\sim 0\%$ (*I*) при постоянном угле поляризации ($55^\circ\text{--}60^\circ$). Межзвездный вклад оценен в 1.13%.

Поляризационные карты (Гледхилл и др., 2001, *J*-диапазон) обнаружили: центрально-симметричное распределение, свидетельствующее об изотропном освещении пылевой оболочки; асимметричное кольцо рассеянного света (ярче на юго-западе) с прямоугольным гало и признаки двух наложенных эллиптических структур, образующих характерную прямоугольную форму.

Таким образом, данные, представленные в литературе, позволяют сделать вывод о том, что поляризация IRAS 22272+5435 имеет внутреннее происхождение и обусловлена рассеянием в сложной многослойной оболочке. Структура оболочки представляет собой сочетание изотропного освещения (центрально-симметричная поляризация) и анизотропного пылевого распределения (тороид + прямоугольное гало). Переменность $P(\lambda)$ и χ подтверждает динамику оболочки, требующую дальнейшего мониторинга.

Наши измерения интегральной поляризации также показали падение доли поляризации при переходе к более длинным волнам. Восстановленные методом дифференциальной спекл-поляриметрии изображения в поляризованной интенсивности демонстрируют оболочку с азимутальной картиной поляризации, что служит подтверждением наблюдения отражательной туманности. Характерные размеры — $1''$ и морфология рассеивающего облака согласуются с данными Гледхилла и др. (2001). Значимого различия между

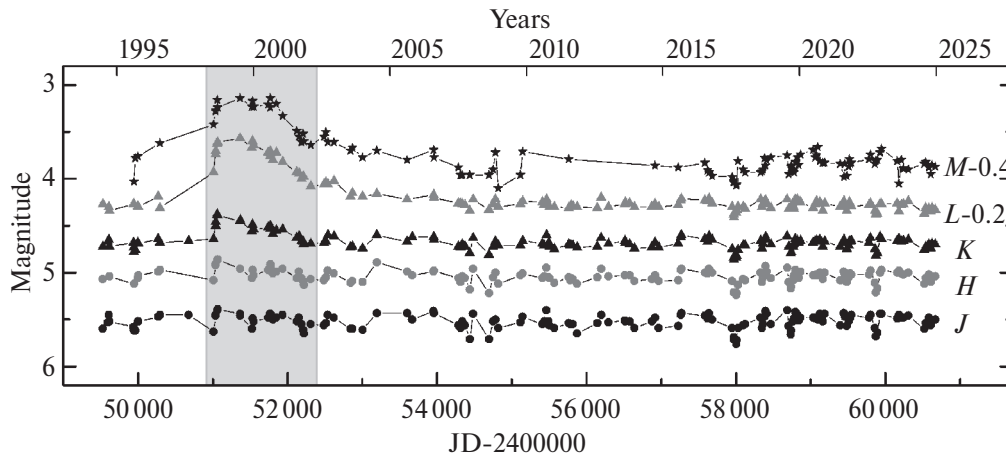


Рис. 6. Кривые блеска V354 Лас в ближнем ИК-диапазоне за 1991–2024 гг. по данным из работы Иконниковой и др. (2025). Серым цветом выделен период повышенного блеска.

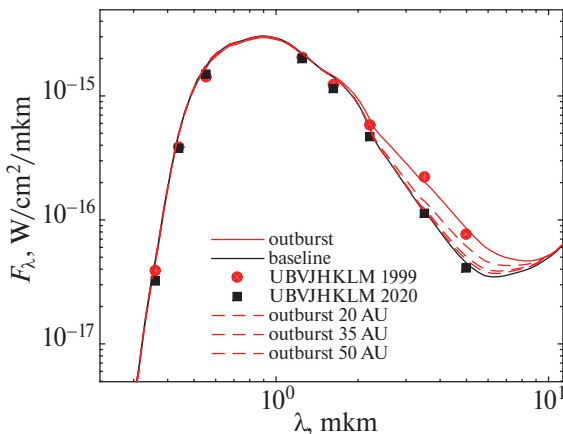


Рис. 7. Модель SED в максимуме повышения блеска (красная сплошная линия), включающая внутреннюю пылевую оболочку радиусом 10 а.е., для сравнения также приведена модель в “спокойном состоянии” (черная сплошная линия). Красные кружки — фотометрия, полученная в 1999 г., черные квадраты — в 2020 г. Красные штриховые линии, показывают модели с радиусом внутренней оболочки 20, 35 и 50 а.е., сверху вниз.

наблюдениями, выполненными 2020-10-24 и 2024-10-12, не наблюдается.

4.2. Модель пылевой оболочки

Моделирование спектрального распределения энергии объекта IRAS 22272+5435 проводилось в рамках нескольких исследований, каждое из которых внесло важный вклад в понимание структуры и эволюции этого объекта. В работе Уэты и др. (2001) была предложена модель, описывающая пылевую оболочку как систему из двух концентрических компонентов: компактной тороидальной сверхветровой зоны и более протяженной асимметричной AGB-ветровой оболочки с биконическими полостями. Эта модель,

подробно рассмотренная в разделе “Модель пылевой оболочки”, стала основой для наших исследований.

Особое внимание инфракрасным спектральным особенностям на 21 и 30 мкм уделили Щерба и др. (1997). Их модель прозрачной (оптически тонкой) оболочки, состоящей из разнородной пыли (РАН-молекул, аморфного углерода и сульфидов), успешно объяснила наблюдаемые спектральные характеристики. Важным выводом этой работы стало подтверждение преобладания аморфного углерода над графитом, а также роль миниатюрных РАН-подобных частиц размером менее $10 \text{ \AA}$ в формировании дискретных ИК-особенностей.

Дальнейшее изучение 21-мкм особенности провели Мишра и др. (2016) с использованием кода расчета переноса излучения “2-DUST”. Их анализ показал, что эта особенность требует наличия значительного ультрафиолетового излучения, что объясняет ее отсутствие у типичных AGB-звезд. Исследователи предположили, что носителями 21-мкм особенности являются специфические углеродные частицы, отличные от стандартных пылинок, и установили корреляцию между ИК-особенностями и процессами потери массы в AGB-фазе.

Более современное исследование, проведенное Тоси др. (2023), охватило 19 углеродных post-AGB объектов, включая IRAS 22272+5435. Используя фотометрические данные из различных каталогов, спектры SWS/ISO и параллаксы Gaia DR3, авторы определили ключевые параметры объекта: светимость $6000 L_{\odot}$, состав пыли (90% углерода и 10% карбида кремния), оптическую толщину $\tau_{10} = 0.0087$, температуру пыли 250 K, а также расстояние пылевой оболочки от центра звезды ($\sim 1.9 \times 10^5 R_{\odot}$) и скорость потери массы на завершающей стадии AGB-фазы ($\sim 1.5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$). Тоси др. (2023) не приводят вида распределения пыли в пространстве, что делает невозможным воспроизведение их модели.

При интерпретации наших наблюдений мы отталкивались от модели Уэты и др. (2001), описывающей тепловое излучение пыли — интегральный спектр и изображения в среднем ИК-диапазоне. Однако аморфный углерод, предлагаемый Уетой и др. (2001) в качестве материала пыли во всех компонентах оболочки, предсказывает уровень рассеянного излучения оболочки в несколько раз меньший, чем показали наши наблюдения методом дифференциальной спекл-поляриметрии. Предположение о том, что пыль во внешних частях оболочки (далее 800 а.е. от звезды) состоит из тугоплавкой органики, позволяет удовлетворительно объяснить спектр теплового излучения и картину рассеянного излучения в видимом диапазоне.

Еще одна причина, чтобы отвергнуть аморфный углерод как вещество пыли во внешней части оболочки, — это наличие широких эмиссионных линий в районе 8–30 мкм в наблюдаемом спектре. Аморфный углерод показывает спектр, лишенный деталей. Напротив, тугоплавкая органика, рассмотренная нами, показывает значимое отклонение спектра от абсолютно черного тела. Тем не менее, детально структура линий не воспроизводится, их объяснение должно стать предметом будущих исследований минералогии пыли.

Согласно нашей модели, светимость V354 Лас составляет $L = 6600 L_{\odot}$. Звезда имеет пониженную металличность $[\text{Fe}/\text{X}] = -0.77$ (Де Сметт и др., 2016), что соответствует $Z \approx 0.0026$, и эффективную температуру $T_{\text{eff}} = 5600 \text{ K}$ (Зач и др., 1995). На диаграмме Герцшпрунга—Рессела положение V354 Лас с этими параметрами лучше всего соответствует эволюционной модели с начальной массой $M_{\text{ZAMS}} = 1 M_{\odot}$ и массой после окончания “сверхветра” на AGB $M_{\text{f}} = 0.55 M_{\odot}$ (Миллер, Бертолами, 2016).

4.3. Модель пылевого выброса 1996–2004 гг.

Обращает на себя внимание, что кривая блеска во время эпизода выброса пыли имела значительные по протяженности стадии роста и плато — в сумме $\sim 500^d$. Для объяснения этой особенности необходимо предположить, что все это время в оболочке звезды формировалась новая пыль. Действительно, облако пыли постоянной массы, удаляющееся от звезды, на всех длинах волн должно показывать только *падение* потока со временем. Таким образом, располагая полной массой вновь сформированной пыли, можно оценить темп потери массы по пыли во время выброса в $\approx 4 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{г}$.

В то время как характерное время роста кривой блеска позволяет получить оценку темпа потери массы, по характерному времени ее спадания $\sim 700^d$ можно оценить скорость удаления пыли от звезды. Подобные оценки, вообще говоря, требуют количественного моделирования динамики пыли в атмосфере звезды, подобного проделанному Сидерудом и др. (2025).

Не подвергая сомнению ценность такого моделирования, оценим грубо скорости удаления пыли, предполагая, что после формирования ее масса не менялась, а движение от звезды происходило с постоянной скоростью.

Мы вычислили SED объекта при постоянной массе и толщине пылевого слоя для нескольких значений его внутреннего радиуса: 20, 35 и 50 а.е. Результаты можно видеть на рис. 7. Уже начиная с внутреннего радиуса 35 а.е., следы пылевого слоя в SED практически исчезают на фоне мощного излучения внешних частей оболочки. Таким образом, можно сказать, что пылевой слой преодолел 25 а.е. за 700 дней, что соответствует скорости 60 км/с.

До сих пор столь высокие скорости в оболочке V354 Лас не наблюдались. Скорость расширения протяженной оболочки, сброшенной на стадии AGB, оценивалась разными авторами по наблюдениям молекулы CO. В сводке данных, представленной Хэ и др. (2014) на основе более ранних исследований Вудсворта и др. (1990), Омона и др. (1993), Нери и др. (1998), Гривняка и Бигинга (2005), скорость расширения находится в диапазоне 9.1–11.8 км/с. Хэ и др. (2014) получили значение $v_{\text{exp}} = 10.1 \text{ км/с}$, а Цю и др. (2024) — $7.5 \pm 0.7 \text{ км/с}$. С другой стороны, связанное с переходом к стадии post-AGB уменьшение радиуса звезды и увеличение температуры ее поверхности вызывает увеличение терминальной скорости звездного ветра, достаточное, чтобы объяснить наблюдаемую скорость удаления облака (Ламерс и Казинелли, 1999; Кртижка и др., 2020).

Устойчивые высокоскоростные выбросы пыли и газа наблюдаются в ряде случаев у двойных post-AGB звезд. Если звезда имеет компаньона (например, белый карлик или маломассивную звезду), его гравитация может формировать аккреционные диски и джеты, выбрасывающие пыль с высокой скоростью. Примером таких объектов могут служить CRL 618, CRL 2688 (Хэ и др., 2014).

В случае V354 Лас эпизод усиленной потери массы наблюдался короткое время единожды более 20 лет назад. В работе Иконниковой и др. (2025) обсуждаются причины этого явления. Этот 8-летний эпизод формирования пылевой оболочки согласуется с более ранними наблюдениями: данные Гривняка и др. (1994) за 1990–1991 гг. показали резкие изменения в спектрах CO, что авторы связали с ударными процессами при выбросе массы, а наблюдения Уэты и др. (2000–2001) в среднем ИК-диапазоне зафиксировали максимальную фазу развития пылевой оболочки.

Анализ показывает, что традиционные механизмы образования пыли, связанные с пульсационной активностью (Зач и др., 2009, 2016), не могут полностью объяснить масштаб события 1996–2004 гг. В качестве возможного объяснения рассматривается гипотеза о наличии звезды-спутника, где дополнительное пылеобразование происходит в зоне взаимодействия звезд-

ных ветров — аналогично процессам в двойных системах типа Вольфа—Райе: WR 137 (Питт и др., 2023) и WR 140 (Вильямс и др., 1978). Однако в отличие от периодических событий у WR-звезд, у V354 Лас подобный эпизод зафиксирован лишь единожды, что может указывать на большой орбитальный период (>20 лет). Данные Гривняка и др. (2017) о долгопериодических вариациях лучевой скорости (возможный период ~ 36 лет) косвенно поддерживают эту гипотезу, предполагая существование маломассивного компаньона ($\sim 0.36 M_{\odot}$) на расстоянии ~ 11 а.е.

Таким образом, наблюдаемые особенности V354 Лас могут отражать сложное сочетание эволюционных процессов в post-AGB фазе и возможного влияния двойственности системы. Окончательное подтверждение этой гипотезы потребует дальнейших долгосрочных мониторинговых наблюдений в ИК-диапазоне и уточнения кинематических параметров системы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены распределения поляризованного потока в окрестностях IRAS 22272+5435 (V354 Лас), полученные методом дифференциальной спекл-поляриметрии в полосах 550, 625 и 880 нм с помощью спекл-поляриметра на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. В три наблюдательные эпохи во всех трех полосах было зафиксировано наличие оболочки в виде кольца с характерным радиусом $1''$, окружающего звезду. Оболочка показывает азимутальную картину поляризации, что говорит о том, что ее излучение генерируется при рассеянии света центральной звезды на пыли. Внутри кольца, вплоть до расстояний 50–80 миллисекунд дуги, рассеивающее вещество не было обнаружено.

Базируясь на работе Уеты и др. (2001), мы построили модель, согласованно описывающую распределения поляризованного потока и интегрального спектра объекта в диапазоне длин волн от 360 нм до 850 мкм. В этой модели оболочка отражает историю вариаций темпа потери массы звездой по мере ее перехода со стадии AGB на стадию post-AGB и представляется в виде суммы четырех компонентов, разделяющихся на две группы. Первая группа — это более старая оболочка, сброшенная в ходе стадии AGB, — так называемый сверхветер и сферическое истечение, они имеют массы 3×10^{-4} и $1.3 \times 10^{-4} M_{\odot}$ соответственно. Именно внутренний край сверхветра образует яркую туманность, видимую в отраженном свете как кольцо радиусом $1''$. Также AGB-сверхветер и оболочка влияют на вид интегрального спектра объекта в дальнем ИК-диапазоне.

Вторая группа — это сверхветер и сферическое истечение на расстояниях от 120 до 800 а.е. от звезды, сброшенные уже на стадии post-AGB. Массы этих компонентов оцениваются в 3×10^{-9} и $6.9 \times 10^{-7} M_{\odot}$

соответственно. Эти величины ограничены в основном поведением спектра теплового излучения пыли в диапазоне 5–20 мкм, поскольку в видимом диапазоне рассеянное излучение post-AGB оболочки не разрешается в нашем эксперименте.

Мы показали, что для согласованного описания рассеянного излучения в видимом диапазоне и интегрального теплового спектра необходимо допустить, что пыль в AGB компонентах оболочки по своим оптическим свойствам ближе к тугоплавкой органике, чем к аморфному углероду. Эту гипотезу подтверждает наличие эмиссионных линий в спектре объекта на длинах волн 8–30 мкм.

Мы также построили простую модель вспышки, наблюдавшейся у объекта в 1996–2004 гг. в ближнем ИК-диапазоне. Показано, что изменение спектра, сопровождавшее вспышку, может быть объяснено выбросом $6 \times 10^{-10} M_{\odot}$ пыли в течение ≈ 500 дней. Характер спада кривой блеска согласуется с гипотезой, что эта пыль начала удаляться от звезды с постоянной скоростью ≈ 60 км/с. Хотя природа вспышки остается загадкой, она предоставляет уникальную возможность проследить движение вещества в атмосфере звезды при быстрых эволюционных изменениях — переходе с AGB стадии на post-AGB.

ПРИЛОЖЕНИЕ

КАРТА НЕВЯЗКИ В КООРДИНАТАХ НАКЛОНЕНИЕ–ПОЗИЦИОННЫЙ УГОЛ

Нормированная невязка — сумма квадратов отклонений модельной дифференциальной поляризационной видности от наблюдаемой, деленная на количество рассматриваемых точек. Мы вычисляли невязку в диапазоне частот от 0 до $0.05 \times 2D/\lambda$. Для расчета невязки мы зафиксировали все параметры на значениях, соответствующих модели org, см. раздел “МОДЕЛИРОВАНИЕ”. Варьировались лишь наклонение и позиционный угол. Результирующая карта представлена на рис. 8.

БЛАГОДАРНОСТИ

Б.С. Сафонов (поляриметрические наблюдения и моделирование пылевой оболочки) и Н.П. Иконникова (анализ данных и написание статьи) благодарят за поддержку Российский научный фонд (грант 23-12-00092).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

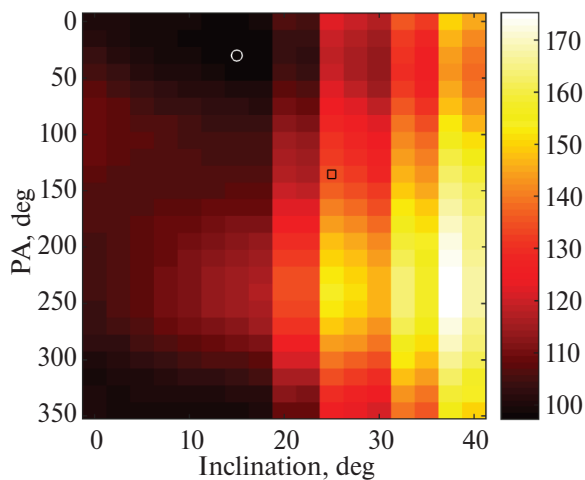


Рис. 8. Карта невязки модели и наблюдений методом дифференциальной спекл-поляриметрии на длине волны 625 нм. По горизонтальной оси отложено наклонение, по вертикальной — позиционный угол. Черным квадратом отмечено положение, соответствующее параметрам, найденным Уетой и др. (2001): наклонение 25°, позиционный угол 135°. Белым кружком — формальный минимум: наклонение 15°, позиционный угол 30°.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акрас и др. (S. Akas, J.C. Ram'ez V'elez, N. Nanouris, et al.), *MNRAS* **466**, 2948 (2017).
- Архипова и др. (V. Arkhipova, N. Ikonnikova, and G. Komissarova), *Peremennye Zvezdy* **29**, 1 (2009).
- Байлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, et al.), *Astron. J.* **161**, 147 (2021).
- Бигинг и др. (J.H. Biegging, G.D. Schmidt, P.S. Smith, and B.D. Oppenheimer), *Astrophys. J.* **639**, 1053 (2006).
- Бухаррабал и др. (V. Bujarrabal, A. Castro-Carrizo, J. Alcolea, and C. S'anchez Contreras), *Astron. Astrophys.* **377**, 868 (2001).
- Ван дер Вин и др. (W.E.C.J. van der Veen, H.J. Habing, and T.R. Geballe), *Astron. Astrophys.* **226**, 108 (1989).
- Вильямс и др. (P.M. Williams, D.H. Beattie, T.J. Lee, J.M. Stewart, and E. Antonopoulou), *MNRAS* **185**, 467 (1978).
- Вудсворт и др. (A.W. Woodsworth, S. Kwok, and S.J. Chan), *Astron. Astrophys.* **228**, 503 (1990).
- Гледхилл и др. (T.M. Gledhill, A. Chrysostomou, J.H. Hough, and J.A. Yates), *MNRAS* **322**, 321 (2001).
- Гривняк и Бигинг (B.J. Hrivnak and J.H. Biegging), *Astrophys. J.* **624**, 331 (2005).
- Гривняк и др. (B.J. Hrivnak, W. Lu, R.E. Maupin, and B.D. Spitzbart), *Astrophys. J.* **709**, 1042 (2010).
- Гривняк и др. (B.J. Hrivnak, G. Van de Steene, H. Van Winckel, J. Sperauskas, D. Bohlender, and W. Lu), *Astrophys. J.* **846**, 96 (2017).
- Дайял и др. (A. Dayal, W.F. Hoffmann, J.H. Biegging, et al.), *Astrophys. J.* **492**, 603 (1998).
- Де Смедт и др. (K. De Smedt, H. Van Winckel, D. Kamath, et al.), *Astron. Astrophys.* **587**, A6 (2016).
- Ди Франческо и др. (J. Di Francesco, D. Johnstone, H. Kirk, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **175**, 277 (2008).
- Доминик и др. (C. Dominik, M. Min, and R. Tazaki), *Astrophys. Source Code Library*, ascl:2104.010 (2021).
- Дуллемонд и др. (C.P. Dullemond, A. Juhasz, A. Pohl, et al.), *Astrophys. Source Code Library*, ascl:1202.015 (2012).
- Зач и др. (L. Zacs, V.G. Klochkova, and V.E. Panchuk), *MNRAS* **275**, 764 (1995).
- Зач и др. (L. Zacs, M.R. Schmidt, and R. Szczerba), *MNRAS* **306**, 903 (1999).
- Зач и др. (L. Zacs, J. Sperauskas, F.A. Musaev, O. Smirnova, T.C. Yang, W.P. Chen, and M. Schmidt), *Astrophys. J.* **695**, L203 (2009).
- Зач и др. (L. Zacs, F.A. Musaev, B. Kaminsky, Y. Pavlenko, A. Grankina, J. Sperauskas, and B.J. Hrivnak), *Astrophys. J.* **813**, id. 3 (2016).
- Зубко и др. (V.G. Zubko, V. Mennella, L. Colangeli, and E. Bussolletti), *MNRAS* **282**, 1321 (1996).
- Иган и др. (M.P. Egan, S.D. Price, K.E. Kraemer, et al.), *VizieR Online Data Catalog V/114* (2003).
- Иконникова Н.П., Шенаврн В.И., Комиссарова Г.В., Бурлак М.А., Письма в Астрон. журн. **51**, 83 (2025) [N.P. Ikonnikova et al., *Astron. Lett.* **51** (2025)].
- Ишихара и др. (D. Ishihara, T. Onaka, H. Kataza, et al.), *Astron. Astrophys.* **514**, A1 (2010).
- Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
- Кутри и др. (R.M. Cutri, E.L. Wright, T. Conrow, et al.), *VizieR Online Data Catalog II/328* (2013).
- Клочкова и др. (V.G. Klochkova, V.E. Panchuk, and N.S. Tavolgenskaya), *Astrophys. Bull.* **64**, 155 (2009).
- Коллаборация GAIA (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, id. A1, 20 (2021).
- Кртижка и др. (J. Krticka, J. Kubat, and I. Krtickova), *Astron. Astrophys.* **635**, A173 (2020).
- Курниф (J. Koornneef), *Astron. Astrophys.* **128**, 84 (1983).
- Ламерс, Казинелли (H.J.G.L.M. Lamers and J.P. Cassinelli), *Introduction to Stellar Winds*, 1 (1999).
- Мартон и др. (G. Marton, I. Gezer, M. Madar'asz, et al.), *Astron. Astrophys.* **688**, A203 (2024).
- Мейкснер и др. (M. Meixner, C.J. Skinner, J.R. Graham, et al.), *Astrophys. J.* **482**, 897 (1997).
- Миллер Бертолами (M.M. Miller Bertolami), *Astron. Astrophys.* **588**, 25 (2016).
- Мишра и др. (A. Mishra, A. Li, and B.W. Jiang), *Astrophys. J.* **825**, 68 (2016).
- Накашима и др. (J. Nakashima, N. Koning, N.H. Volgenau, et al.), *Astrophys. J.* **759**, 61 (2012).
- Нери и др. (R. Neri, C. Kahane, R. Lucas, V. Bujarrabal, and C. Loup), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **130**, 1 (1998).
- Норрис и др. (B.R.M. Norris, P.G. Tuthill, M.J. Ireland, et al.), *Nature* **484**, 220 (2012).
- Омон и др. (A. Omont, C. Loup, T. Forveille, P. te Lintel Hekkert, H. Habing, and P. Sivagnanam), *Astron. Astrophys.* **267**, 515 (1993).
- Паргасарати и др. (M. Parthasarathy, S.K. Jain, and G. Sarkar), *Astron. J.* **129**, 2451 (2005).
- Пиклес (A.J. Pickles), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **110**, 863 (1998).

43. Питт и др. (M.J. Peatt, N.D. Richardson, P.M. Williams, N. Karnath, V.I. Shenavrin, R.M. Lau, A.F.J. Moffat, and G. Weigelt), *Astrophys. J.* **956**, 109 (2023).
44. Поллак и др. (J.B. Pollack, D. Hollenbach, S. Beckwith, et al.), *Astrophys. J.* **421**, 615 (1994).
45. Редди и др. (B.E. Reddy, D.L. Lambert, G. Gonzalez, and D. Yong), *Astrophys. J.* **564**, 482 (2002).
46. Самусь и др. (N.N. Samus', E.V. Kazarovets, O.V. Durevich, et al.), *Astron. Rep.* **61**, 80 (2017).
47. Сафонов и др. (B.S. Safonov, P.A. Lysenko, and A.V. Dodin), *Astron. Lett.* **43**, 344 (2017).
48. Сафонов и др. (B. Safonov, P. Lysenko, M. Goliguzova, and D. Cheryasov), *MNRAS* **484**, 5129 (2019).
49. Сафонов и др. (B.S. Safonov, S.G. Zheltoukhov, A.M. Tatarnikov, et al.), *Astron. J.* **169**, 140 (2025).
50. Сидеруд и др. (E. Siderud, K. Eriksson, S. Hofner, and S. Bladh), *Astron. Astrophys.* **697**, A52 (2025).
51. Страйжис В.Л., *Многоцветная фотометрия звезд* (Вильнюс: Мокслас, 1977).
52. Страхов и др. (I.A. Strakhov, B.S. Safonov, and D.V. Cheryasov), *Astrophys. Bull.* **78**, 234 (2023).
53. Тоси и др. (S. Tosi, D. Kamath, F. Dell'Agli, et al.), *Astron. Astrophys.* **673**, A41 (2023).
54. Траммелл и др. (S.R. Trammell, H.L. Dinerstein, and R.W. Goodrich), *Astron. J.* **108**, 984 (1994).
55. Уэта и др. (T. Ueta, M. Meixner, and M. Bobrowsky), *Astrophys. J.* **528**, 861 (2000).
56. Уэта и др. (T. Ueta, M. Meixner, P.M. Hinz, et al.), *Astrophys. J.* **557**, 831 (2001).
57. Федотьева и др. (A.A. Fedoteva, A.M. Tatarnikov, B.S. Safonov, et al.), *Astron. Lett.* **46**, 38 (2020).
58. Хэ и др. (J.H. He, R. Szczerba, T.I. Hasegawa, and M.R. Schmidt), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **210**, 26 (2014).
59. Хелоу, Уокер (G. Helou and D.W. Walker), *Infrared Astron. Satellite (IRAS) Catalogs and Atlases* **7**, 1 (1988).
60. Хеннинг, Стогниенко (T. Henning and R. Stognienko), *Astron. Astrophys.* **311**, 291 (1996).
61. Цю и др. (J.J. Qiu, Y. Zhang, J.-I. Nakashima, J.-S. Zhang, F. Li, D.-R. Lu, X.-D. Tang, X.-L. Yu, and L.-W. Jia), *Astron. J.* **167**, 91 (2024).
62. Щерба и др. (R. Szczerba, A. Omont, K. Volk, P. Cox, and S. Kwok), *Astron. Astrophys.* **317**, 859 (1997).

О СВЯЗАННЫМ С ГАНИМЕДОМ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОМ ДЕКАМЕТРОВОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЮПИТЕРА

© 2025 г. В. Е. Шапошников^{1,2*}, В. В. Зайцев¹

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

²НИУ Высшая школа экономики Нижегородский филиал, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 19.06.2025 г.

После доработки 12.08.2025 г.; принята к публикации 19.08.2025 г.

Обсуждается возможность реализации плазменного механизма генерации в источнике декаметрового радиоизлучения, связанного с Ганимедом, и объяснение на основе этого механизма формирования квазипериодических последовательностей всплесков этого излучения. Согласно обсуждаемой модели, регистрируемые квазипериодические последовательности импульсов излучения являются следствием реализации в источнике пульсирующего режима конверсии плазменных волн в необыкновенные электромагнитные волны с малым показателем преломления. Наблюдаемый на спектрограмме частота–время отрицательный частотный дрейф излучения обусловлен групповым запаздыванием волн с малым показателем преломления и дисперсией среды. На основе плазменной модели получены оценки параметров плазмы в области генерации, которые находятся в согласии с данными, полученными в результате спутниковых измерений.

Ключевые слова: Юпитер, магнитосферы планет, плазменный механизм генерации, радиоизлучение.

DOI: 10.31857/S0320010825040044

1. ВВЕДЕНИЕ

Декаметровое радиоизлучение Юпитера является одним из интереснейших объектов исследования в Солнечной системе. Многолетние наблюдения этого излучения выявили богатую частотно-временную структуру его спектра. В зависимости от временных масштабов, декаметровое радиоизлучение обычно делят на длинные широкополосные L-всплески (long bursts) и короткие S-всплески (short bursts) с существенно меньшей частотной полосой. Длительность L-всплесков колеблется в пределах минут, тогда как очень короткие импульсные S-всплески характеризуются длительностью в пределах миллисекунд (Карр и др., 1983; Зарка, 1998). Особое внимание обычно уделялось короткоживущим всплескам — S-всплескам, появление которых обусловлено взаимодействием спутника Ио с магнитосферой планеты (см., например, Риихимаа и др., 1981; Зарка, 2007; Панченко и др., 2016, и приведенную там литературу). На динамическом спектре эти всплески часто образуют квазипериодические последовательности отрицательно дрейфующих импульсов излучения. Как оказалось, такое излучение не является прерогативой только спутника Ио. В работе Модюит и др. (2023) сообщается об обнаружении квазипериодических последовательностей декаметровых S-всплесков, связанных со спутником Ганимед и авроральными областями Юпитера. На рис. 1 приведены примеры динамических спектров с квазипериодическими дрейфующими по

частоте всплесками декаметрового радиоизлучения, связанными с Ганимедом.

Наиболее широко обсуждаемым механизмом генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера является электронно-циклотронный мазер (ЭЦМ), обусловленный слабо релятивистскими, порядка нескольких десятков кэВ, электронами с неравновесной функцией распределения по скоростям (Бу, Ли, 1979; Луарн, 1992; Зайцев, Шапошников, 1994). Привлечение этого механизма позволило объяснить основные свойства L-всплесков декаметрового радиоизлучения: связь с локальной электронной циклотронной частотой, высокую яркостную температуру и диаграмму направленности источника излучения в виде полого тонкостенного конуса с большим угловым раствором. Электронный циклотронный мазер также предлагается в качестве механизма, обеспечивающего генерацию связанных со спутниками Ио и Ганимед S-всплесков декаметрового радиоизлучения (см., например, Гесс и др., 2007а, б; Модюит и др., 2023). Как и L-излучение, эти всплески обладают высокой яркостной температурой и диаграммой в виде тонкостенного полого конуса, а их частота близка к локальной электронной циклотронной частоте. Однако, в отличие от L-излучения, S-всплески обладают богатой частотно-временной структурой. В частности, на динамическом спектре эти всплески представляют собой быстро дрейфующие в сторону низких частот полосы излучения. В ряде случаев эти всплески наблюдаются в виде квазипериодических последовательностей импульсов (Флагг и др., 1976; Модюит и др., 2023).

*Электронный адрес: sh130@ipfran.ru

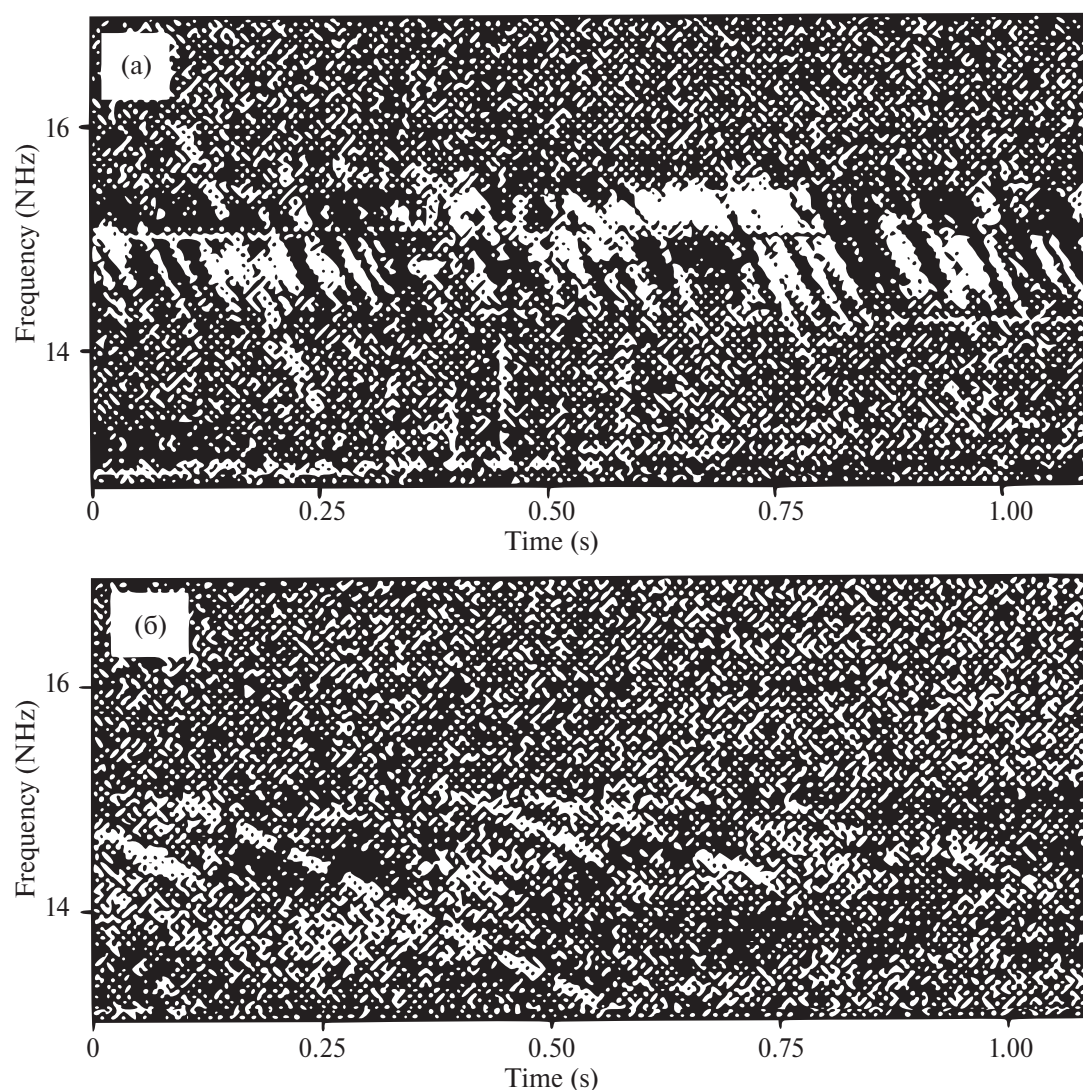


Рис. 1. Примеры динамических спектров с квазипериодическими последовательностями дрейфующих по частоте всплесков дециметрового радиоизлучения Юпитера, связанных с Ганимедом. Последовательности с периодом повторения 31 мс и скоростью частотного дрейфа -16.9 МГц/с (а) и периодом повторения 38 мс и скоростью частотного дрейфа -3.36 МГц/с (б). Рисунки адаптированы из рис. 2 в Модюит и др. (2023).

В рамках модели источника S-излучения, основанной на электронном циклотронном мазере, отрицательный частотный дрейф излучения обычно связывают с дрейфом излучающих электронов или всей области генерации вдоль силовых линий магнитного поля (Эллис, 1965; Зарка и др., 1998; Модюит и др., 2023). Наблюдаемые величины скорости частотного дрейфа требуют электронов с энергией в несколько десятков кэВ для излучения, связанного с Ио, или нескольких кэВ для излучения, связанного с Ганимедом. Так, например, величины частотного дрейфа S-всплесков, индуцированных Ганимедом, сосредоточены в основном в двух интервалах: $-14 \dots -22$ МГц/с и $-3 \dots -7$ МГц/с, что соответствует энергии излучающих электронов 2–10 и 0.1–1 кэВ соответственно (Модюит и др., 2023). Здесь следует заметить, что ЭЦМ является неэффективным источником излуче-

ния при энергии неравновесных электронов <0.5 кэВ (Вонг и др., 1989), что создает определенные трудности для ЭЦМ интерпретации всплесков с небольшим частотным дрейфом.

Существование квазипериодических последовательностей S-всплесков связывают с пульсирующим режимом ускорительного механизма. Предполагается, что в ионосфере Юпитера реализуется альфвеновский резонатор, в котором приходящей от спутника альфвеновской волной возбуждаются колебания в интервале частот, содержащем, в том числе, частоты повторений S-импульсов (Су и др., 2006; Эргун и др., 2006). Указанное совпадение послужило основанием для предположения, что электрическое поле альфвеновских колебаний в ионосферном альфвеновском резонаторе ускоряет электроны до необходимых энергий и формирует импульсы энергичных элек-

тронов. Их периодичность является причиной появления квазипериодических последовательностей S-всплесков (Эргун и др., 2006; Гесс и др., 2007а). Альфвеновские волны, возбуждающие резонатор, возникают в результате взаимодействия спутников планеты с ее магнитосферой и распространяются вдоль силовых линий магнитного поля, формируя альфвеновские крылья. В альфвеновских крыльях имеет место ускорение частиц, обусловленное резонансным или нерезонансным взаимодействием альфвеновской волны и частицы. Происхождение и результат этого ускорения исследовались в целом ряде работ (см., например, Хуэй, Сейлер, 1992; Гесс и др., 2010; Лаврухин, Алексеев, 2015; Дамиано и др., 2019, и цитируемую там литературу). Мы не будем более подробно обсуждать здесь процессы ускорения частиц, обусловленные взаимодействием спутников с магнитосферой Юпитера, поскольку проблема формирования потоков ускоренных электронов, ответственных за появление всплесков излучения, связанного с Ганимедом, находится вне рамок нашей работы. Полет космического аппарата Juno позволил экспериментально исследовать эти потоки. В работе Рабия и др. (2024) сообщается о результатах измерений Juno потоков энергичных электронов, в частности, в альфвеновских крыльях, связанных с Ганимедом. Они отмечают, что потоки этих электронов наблюдались в широком интервале энергий, от десятков электронвольт до нескольких килоэлектронвольт, со средней энергией 2.2 кэВ и увеличением потока в сторону низких энергий.

Как показывают наблюдения, указанные последовательности содержат большое количество индивидуальных S-всплесков практически одинаковой интенсивности (Модюит и др., 2023). Если принять, что ускорение излучающих электронов обусловлено электрическим полем альфвеновских колебаний в ионосферном резонаторе, то это означает, что резонатор является высокодобротным и содержит большое количество колебаний примерно равной амплитуды. В то же время наличие поглощения, потеря энергии при ускорении электронов и неидеальность стенок резонатора уменьшает добротность, что приводит к достаточно быстрому затуханию альфвеновских колебаний (см. в этой связи Лысак, Лотко, 1996). Здесь следует заметить, что численное МГД-моделирование процессов (применительно к земным условиям) в альфвеновском резонаторе, учитывающее возбуждение альфвеновских колебаний падающим на ионосферу альфвеновским импульсом и ускорение электронов электрическим полем этих колебаний, показало, что число импульсов ускоренных электронов невелико, а энергия электронов в импульсе уменьшается со временем (Частон и др., 2002). Таким образом, в рамках модели, в которой ускорение электронов происходит электрическим полем альфвеновских колебаний в ионосферном резонаторе, проблематич-

но реализовать периодические последовательности S-всплесков с большим количеством импульсов излучения. Надо заметить, что существуют и другие структуры, такие как, например, всплески с частотным расщеплением (Флаг и др., 1976) или всплески с квазигармонической структурой (Панченко и др., 2018), появление которых трудно или невозможно объяснить в рамках модели электронного циклотронного мазера.

В работе Зайцев и др. (1986) продемонстрирован другой подход к решению проблемы возникновения всплесков S-излучения и формирования квазипериодических последовательностей индивидуальных S-всплесков в декаметровом радиоизлучении, связанным со спутником Ио, который свободен от вышеуказанных недостатков ЭЦМ-модели. Согласно предложенной ими модели, источником излучения являются неравновесные электроны с функцией распределения по скоростям типа “конус потерь”, генерирующие плазменные волны на частоте верхнего гибридного резонанса. Плазменные волны конвертируются в электромагнитное излучение в результате рассеяния на потоках надтепловых ионов. Привлечение в модель надтепловых ионов обеспечивает повышение частоты при рассеянии, что позволяет преодолеть “полосу задержки”, ширина которой в сильном магнитном поле $\omega_B \gg \omega_L$ порядка $\frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$ (ω_L и ω_B — плазменная и циклотронная частота электронов соответственно) и сформировать электромагнитное излучение, соответствующее необыкновенной моде. Термин “полоса задержки” обозначает интервал частот между максимальной частотой плазменной волны $\omega_{p,max}$ и минимальной частотой необыкновенной электромагнитной моды $\omega_{e,min}$, которые при поперечном распространении соответственно равны частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_{p,max} = \omega_{UH} = \sqrt{\omega_L^2 + \omega_B^2}$ и частоте “отсечки” необыкновенной моды $\omega_{e,min} = \omega_{cut} = \sqrt{2\omega_L^2 + \omega_B^2}$ (см. детали в Ахизер и др., 1974). Квазипериодические последовательности S-всплесков появляются в результате реализации в источнике пульсирующего режима конверсии на ее нелинейной стадии. В этом режиме длительность последовательностей импульсов излучения определяется только временем существования потоков неравновесных электронов и ионов, а сами последовательности могут содержать большое количество импульсов излучения. Отрицательный частотный дрейф индивидуального всплеска обусловлен эффектом распространения. Он является результатом группового запаздывания электромагнитных волн при их распространении из области генерации в магнитосферу планеты. Заметим, что плазменная модель источника S-излучения не накладывает специальных требований к энергии излучающих частиц. Достаточно электронов, скорости которых превышают скорости электронов равновесной плазмы, чтобы избежать поглоще-

ния возбужденных плазменных волн частицами равновесной плазмы вследствие затухания Ландау.

В настоящей работе мы исследуем возможность реализации указанной выше плазменной модели генерации S-излучения на случай S-всплесков, связанных с Ганимедом, и оценим необходимые для этого параметры плазмы в области генерации этого излучения. В разделах 2 и 3 даны необходимые сведения о генерации плазменных волн в результате конусной неустойчивости (раздел 2) и о пульсирующем режиме конверсии возбужденных плазменных волн в электромагнитные волны. В разделе 4 приведена оценка параметров плазмы, при которых возможна реализация плазменного механизма генерации в ионосфере Юпитера и возникновение квазипериодических отрицательно дрейфующих по частоте всплесков декаметрового излучения с периодами и скоростями частотного дрейфа, соответствующими наблюдательным данным.

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН ВБЛИЗИ ВЕРХНЕЙ ГИБРИДНОЙ ЧАСТОТЫ

В магнитоактивной плазме плазменные волны, распространяющиеся поперек магнитного поля, описываются дисперсионным соотношением (Зайцев и др., 1986)

$$\varepsilon_{\parallel}^{(0)} = 1 - \frac{2\omega_L^2 I_1(\lambda) \exp(-\lambda)}{\lambda(\omega^2 - \omega_B^2)} = 0, \quad (1)$$

где $I_1(\lambda)$ — функция Бесселя первого порядка от мнимого аргумента, $\lambda = \frac{k_{\perp}^2 v_{T0}^2}{\omega_B^2}$, $k_{\perp}$ — компонента волнового вектора, ортогональная магнитному полю, $v_{T0} = \sqrt{\frac{k_B T_0}{m}}$, T_0 — температура равновесных электронов, k_B — постоянная Больцмана, m — масса электрона. Соотношение (1) справедливо и для волн, распространяющихся под углами, отличными от ортогонального, при условии

$$|\omega - \omega_B| \gg k_{\parallel} v_{T0}, \quad (2)$$

при котором затухание Ландау волн мало (Железняков, 1977). В (2) $k_{\parallel}$ — компонента волнового вектора волны вдоль магнитного поля. Решение уравнения (1) имеет вид

$$\frac{\omega^2}{\omega_B^2} = 1 + \frac{\omega_L^2}{\omega_B^2} \frac{2I_1(\lambda) \exp(-\lambda)}{\lambda}. \quad (3)$$

На рис. 2 представлены дисперсионные кривые плазменной волны для различных значений отношения $\left(\frac{\omega_L}{\omega_B}\right)^2$.

Допустим, что в источнике S-всплесков, кроме равновесной плазмы, описываемой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\parallel}^{(0)}$, существует небольшая примесь,

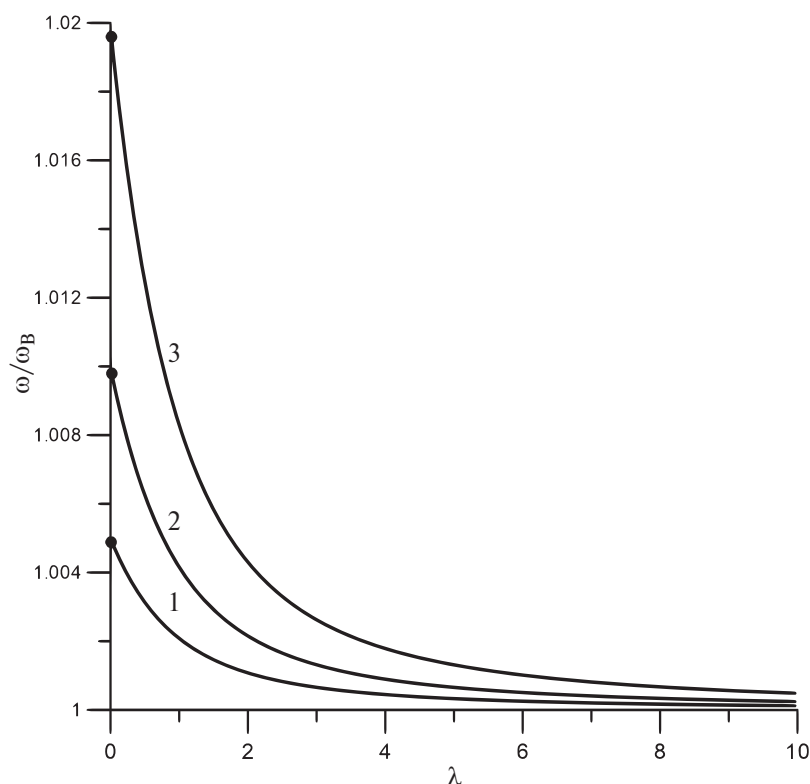


Рис. 2. Зависимость частоты плазменной волны от волнового вектора (величины $\lambda = k_{\perp}^2 v_{T0}^2 / \omega_B^2$) для различных значений квадрата отношения плазменной частоты к циклотронной частоте электронов: 1 — $\omega_L^2 / \omega_B^2 = 0.01$, 2 — $\omega_L^2 / \omega_B^2 = 0.02$, 3 — $\omega_L^2 / \omega_B^2 = 0.04$. Кружками на оси ординат отмечены значения частоты, равной частоте верхнего гибридного резонанса ω_{UH} .

$N_e \ll N_0$, горячих неравновесных электронов, $T_e \gg T_0$. Здесь N_e и N_0 – соответственно концентрация горячих и равновесных электронов, T_e – температура горячих электронов. Условие $T_e \gg T_0$ обеспечивает малую величину поглощения возбужденных плазменных волн частицами равновесной компоненты плазмы. Естественно предположить, что горячая компонента имеет распределение по скоростям, характерное для захваченных электронов в магнитном поле, например, типа “конуса потерь”:

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_e v_{\perp}^2}{2(\sqrt{2\pi})^3 v_e^3} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2v_e^2}\right), \quad (4)$$

где $v_e = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m}}$. Эти электроны возбуждают плазменные волны с инкрементом

$$\gamma = -\frac{\text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)}}{\left[\frac{\partial}{\partial \omega} \epsilon_{\parallel}^{(0)}\right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0}}. \quad (5)$$

При условии $\omega_B \leq \omega_{UH} \leq 2\omega_B$ мнимая часть диэлектрической проницаемости $\text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)}$, обусловленная неравновесными электронами (4), имеет вид (Железняков, Злотник, 1975)

$$\text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\tilde{\omega}_L^2 \omega_B}{k^2 k_{\parallel} v_e^3} \exp(-Z^2) \times [\delta(\omega)\varphi(\xi) + (\delta(\omega) + 1)\xi\varphi'(\xi)], \quad (6)$$

$$\text{где } \tilde{\omega}_L = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m}}, \quad \varphi(\xi) = e^{-\xi} I_1(\xi), \quad \xi = \frac{k_{\perp}^2 v_e^2}{\omega_B^2}, \quad \delta(\omega) = \frac{\omega - \omega_B}{\omega_B}, \quad Z = \frac{\omega - \omega_B}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_e},$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \omega} \epsilon_{\parallel}^{(0)}\right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0} = \frac{2\omega}{\omega^2 - \omega_B^2}. \quad (7)$$

Из (5)–(7) для оптимального направления возбуждения плазменной волны, определяемого из условия

$$\frac{|\omega - \omega_B|}{k_{\parallel}^{\text{opt}} v_e} = 1, \quad (8)$$

получаем следующее выражение для инкремента:

$$\gamma_{\text{opt}} = -\frac{\pi}{2\sqrt{2}e} \frac{(2 + \delta(\omega))}{(1 + \delta(\omega))} \frac{N_e}{N_0} \frac{\omega_L^2}{\omega_B} \frac{1}{\xi} \times [\delta(\omega)\varphi(\xi) + (\delta(\omega) + 1)\xi\varphi'(\xi)]. \quad (9)$$

На рис. 3 представлена зависимость инкремента возбуждения плазменных волн от волнового вектора для различных значений квадрата отношения плазменной частоты к циклотронной частоте электронов.

Из рис. 3 следует, что максимальный инкремент достигается при значениях $\xi \approx 3$. Принимая во внимание $v_e \gg v_{T0}$ и $\lambda = \xi \frac{v_{T0}}{v_e}$, из вида дисперсионных кривых, представленных на рис. 2, следует, что максимальный инкремент достигается для волн с частотами, близкими к частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_{\text{max}} \approx \omega_{UH}$. Причем, как показывают оценки, величина ω_{max} мало меняется при изменении энергии

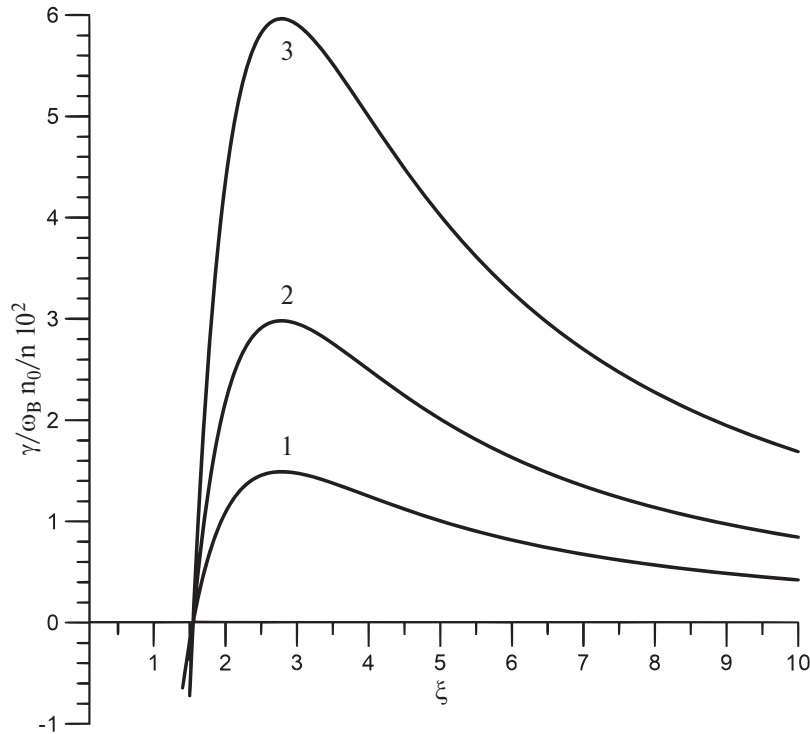


Рис. 3. Зависимость инкремента возбуждения плазменных волн от волнового вектора (величины $\xi = \frac{k_{\perp}^2 v_e^2}{\omega_B^2}$) для различных значений квадрата отношения плазменной частоты к циклотронной частоте электронов: 1 – $\omega_L^2/\omega_B^2 = 0.01$, 2 – $\omega_L^2/\omega_B^2 = 0.02$, 3 – $\omega_L^2/\omega_B^2 = 0.04$.

излучающих электронов в широком интервале энергий.

3. КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ НЕОБЫКНОВЕННОЙ МОДЕ

Плазменные волны не могут выйти из области источника, располагающегося в достаточно плотной плазме в верхней ионосфере, в более разреженную плазму магнитосферы и, тем более, в межпланетное пространство. Поэтому необходима конверсия этих волн в электромагнитные волны. Наблюдения указывают, что декаметровое радиоизлучение Юпитера соответствует необыкновенной моде (Гольдштейн, Герц, 1983). Для того чтобы конвертировать плазменные волны в необыкновенную моду, необходимо поднять частоту излучения, по крайней мере, на величину “полосы задержки” от частоты верхнего гибридного резонанса до минимальной частоты необыкновенной моды, $\Delta\omega \geq \omega_{e,\min} - \omega_{UH}$. В плазме с сильным магнитным полем $\omega_B \gg \omega_L$ это условие можно записать следующим образом: $\Delta\omega \geq \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$. Следуя Зайцев и др. (1985), Зайцев и Шапошников (1988), примем, что конверсия происходит в результате рассеяния плазменных волн потоком надтепловых ионов в область частот, где показатель преломления необыкновенной волны мал, $n_e \ll 1$. Потоки нетепловых ионов необходимы потому, что рассеяние на ионах равновесной плазмы происходит с понижением частоты рассеянной волны (Железняков, 1977). Благодаря этому процессу может происходить перенос энергии плазменных волн по спектру, а также конверсия плазменных волн в электромагнитные волны, соответствующие обыкновенной моде. Как можно будет увидеть ниже, эти процессы не играют существенной роли при формировании периодических последовательностей всплесков электромагнитного излучения.

Процессы рассеяния волн на частицах описываются системой интегро-дифференциальных уравнений переноса, которые в общем виде сложны для анализа (см. в этой связи Железняков, 1977). Применительно к источнику S-всплесков декаметрового радиоизлучения Юпитера их можно упростить, если принять во внимание следующие обстоятельства. Высокая мощность S-излучения и небольшой размер источника предполагают высокую плотность энергии излучения, как плазменного, так и электромагнитного излучения, что указывает на большой коэффициент усиления этих волн. Кроме того, групповая скорость возбужденных плазменных волн и необыкновенных электромагнитных волн с небольшим показателем преломления $n_e \ll 1$ много меньше скорости света. Все это дает основание пренебречь спонтанными процессами в сравнении с индуцированными, а также пренебречь членом $v_{gr} \frac{\partial W}{\partial l}$, отвечающим за

изменение энергии волн за счет переноса ее в пространстве. Благодаря большой групповой скорости электромагнитных волн обыкновенного типа, которая порядка скорости света, усиление обыкновенных волн на размерах источника будет существенно меньше усиления необыкновенных и плазменных волн, и можно не учитывать процесс рассеяния в обыкновенную волну. Также пренебрежем процессом рассеяния плазменных волн на ионах равновесной плазмы. Рассеяние плазменных волн на равновесных ионах приводит к “перекачке” волн по спектру в сторону меньших значений частоты. В процессе рассеяния это изменение частоты невелико, $\Delta\omega \sim \omega_B \frac{v_{Ti}}{v_e}$ (v_{Ti} — тепловая скорость равновесных ионов). Оценки показывают, даже с учетом расширения частотного спектра плазменных волн в процессе рассеяния на ионах равновесной плазмы, ширина этого спектра существенно меньше изменения частоты в процессе конверсии, которая порядка $\sim \omega_B \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$, и мы можем считать, что конверсия носит “интегральный” характер. В этом приближении можно проинтегрировать члены уравнения переноса по волновому вектору, получив в результате систему уравнений для полной плотности энергии (см. детали в Железняков, 1977)

$$\begin{aligned} \frac{dW_p}{dt} &= 2(\gamma - \nu_p)W_p - \eta W_p W_e, \\ \frac{dW_e}{dt} &= -2\nu_e W_e + \eta W_p W_e, \end{aligned} \quad (10)$$

где $W_{p,e}$ — плотность энергии плазменной (p) и необыкновенной электромагнитной (e) волн в источнике; η — коэффициент конверсии плазменной волны в необыкновенную электромагнитную волну, $\nu_{p,e}$ — коэффициент поглощения плазменной (p) и электромагнитной (e) волн, совпадающий для плазменной волны и необыкновенной электромагнитной волны с малым показателем преломления $n_e \ll 1$ с эффективной частотой ν_{eff} электронно-ионных столкновений в равновесной плазме (Гинзбург, Рухадзе, 1975):

$$\nu_{eff} = \sqrt{\frac{8\pi}{m}} \frac{e^2 N_0}{(\kappa_B T_0)^{3/2}} \ln \left(0.37 \frac{\kappa_B T_0}{e^2 N_0^{1/3}} \right) \approx 50 \frac{N_0}{T_0^{3/2}}. \quad (11)$$

В фазовом пространстве W_p, W_e решение системы уравнений (10) представляет собой замкнутые траектории вокруг особой точки типа “центр” (рис. 4) (Зайцев, 1971)

$$W_{p,0} = \frac{2\nu_{eff}}{\eta}, \quad W_{e,0} = \frac{2(\gamma - \nu_{eff})}{\eta}. \quad (12)$$

Период пульсаций при большой величине модуляции $|W_e - W_{e,0}| \sim W_{e,0}$; $|W_p - W_{p,0}| \sim W_{p,0}$ и большом инкременте неустойчивости плазменных волн $\gamma \gg \nu_{eff}$ равен

$$T_c \approx \frac{1}{2\nu_{eff}} \ln \left(\frac{W_{e,0}}{W_e(0)} \right) \approx \frac{\Lambda}{2\nu_{eff}}, \quad (13)$$

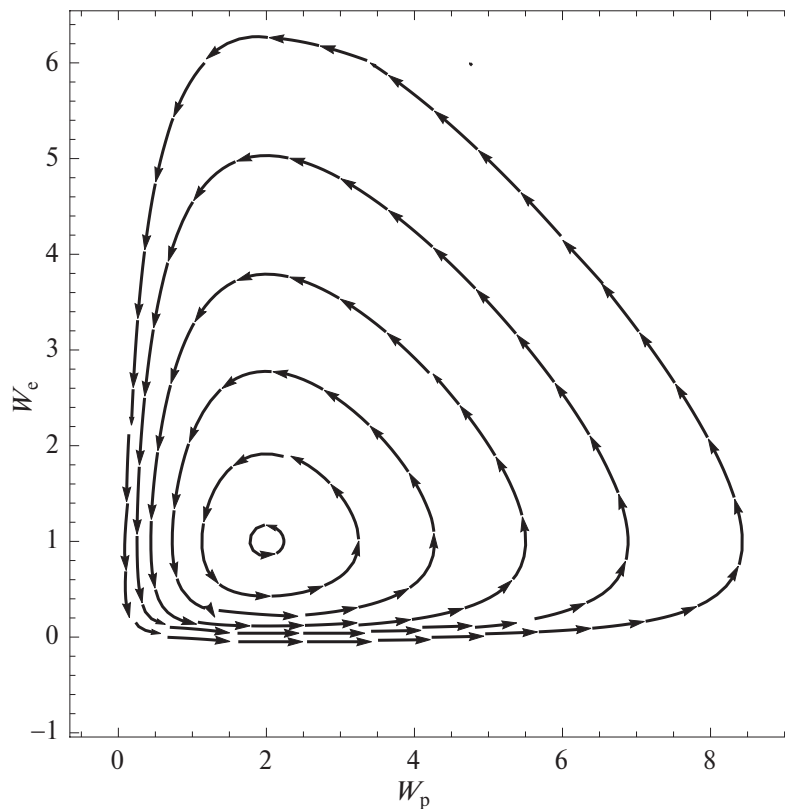


Рис. 4. Траектории изменения в процессе конверсии плотности энергии электромагнитных W_e и плазменных W_p волн в фазовом пространстве W_p, W_e для параметров уравнения (10) $\nu/\eta = 1$, $\gamma/\eta = 1.5$.

где $W_e(0)$ — плотность энергии в начальный момент времени, Λ — величина, приблизительно равная кулоновскому логарифму. При этом длительность импульса оказывается значительно меньше расстояния между импульсами.

При малых отклонениях от равновесного состояния $|W_e - W_{e,0}| \ll W_{e,0}$, $|W_p - W_{p,0}| \ll W_{p,0}$ и большом инкременте неустойчивости плазменных волн $\gamma \gg \nu_{\text{eff}}$ период равен (Зайцев, 1970)

$$T_c \approx \frac{\pi}{\sqrt{\gamma \nu_{\text{eff}}}}. \quad (14)$$

При этом длительность отдельных импульсов электромагнитного излучения совпадает по порядку величины с периодом T_c .

Заметим, что усредненное за период пульсаций значение плотности энергии волн не зависит от глубины модуляции и равно соответствующему равновесному значению

$$\begin{aligned} \bar{W}_p &= \frac{1}{T_c} \int_t^{t+T_c} W_p(t') dt' = \frac{2\nu_{\text{eff}}}{\eta}, \\ \bar{W}_e &= \frac{1}{T_c} \int_t^{t+T_c} W_e(t') dt' = \frac{2(\gamma - \nu_{\text{eff}})}{\eta}. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, в результате конверсии возникает периодическая последовательность импульсов элек-

тромагнитных волн, соответствующих необыкновенной моде, с малым показателем преломления $n_e \ll 1$.

Отрицательный частотный дрейф обусловлен эффектом группового запаздывания при выходе электромагнитного излучения из области генерации в область магнитосферы Юпитера, где коэффициент преломления электромагнитных волн близок к единице. Время прохождения сигналом пути l , на котором показатель преломления меняется от значений $n_e \ll 1$ до $n_e \approx 1$, определяется интегралом $t(\omega) \approx \int \frac{dl}{v_{\text{gr}}(\omega)}$, где $v_{\text{gr}}(\omega)$ — групповая скорость, l — координата вдоль траектории распространения волны. Величину частотного дрейфа всплеска, наблюдаемого на диаграмме частота—время и обусловленного зависимостью времени от частоты $t(\omega)$, можно оценить по формуле

$$\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} = -\frac{c}{L_N} \left(\frac{\omega_L}{\omega_B} \right)^4 \zeta, \quad (16)$$

где L_N — характерное расстояние, на котором происходит изменение коэффициента преломления от значений $n_e \ll 1$ до $n_e \approx 1$; $\zeta \sim (0.1-1)$ — параметр, зависящий от характера изменения коэффициента преломления n_e вдоль траектории распространения излучения; c — скорость света. Четвертая степень отношения частот $(\omega_L/\omega_B)^4$ в формуле (16) является следствием того факта, что в условиях сильной анизотропии, $\omega_L \ll \omega_B$, групповая скорость необыкновенных волн в

области частот, где показатель преломления этих волн мал, $n_e \ll 1$, зависит от квадрата отношения частот $(\omega_L/\omega_B)^2$, $v_{gr} \approx cn_e(\omega_L/\omega_B)^2$, в то время как скорость частотного дрейфа пропорциональна квадрату групповой скорости, $d\omega/dt \propto v_{gr}^2$.

4. ФОРМИРОВАНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ДРЕЙФУЮЩИХ ПО ЧАСТОТЕ S-ВСПЛЕСКОВ ДЕКАМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ, СВЯЗАННОГО С ГАНИМЕДОМ

Рассмотрим возможность применения плазменной модели для интерпретации наблюдаемых периодических последовательностей дрейфующих по частоте S-всплесков декаметрового радиоизлучения, связанного с Ганимедом и представленных на рис. 1. Для этого оценим параметры плазмы в источнике излучения, необходимые для формирования таких последовательностей, и проведем сопоставление полученных результатов с известными данными о магнитосфере и ионосфере Юпитера.

Как следует из плазменной модели и соотношения (16), частотный дрейф обусловлен групповым запаздыванием электромагнитных волн, а его скорость существенно зависит от отношения плазменной частоты к гирочастоте электронов. Полагая, что характерный масштаб L_n в (16) порядка размеров ионосферного источника $L_n \approx 4 \times 10^7$ см (см. в этой связи Гродент и др., 2009), получаем следующие оценки величины отношения плазменной частоты к гирочастоте электронов. Для всплеска, представленного на рис. 1а, где скорость частотного дрейфа -16.9 МГц/с, получаем из (16) отношение плазменной частоты к гирочастоте электронов в области генерации $\frac{\omega_L}{\omega_B} \approx 2 \times 10^{-1}$, а для всплеска, представленного на рис. 1б, где скорость дрейфа -3.4 МГц/с, отношение $\frac{\omega_L}{\omega_B} \approx 10^{-1}$. Согласно модели, электромагнитные волны, генерируемые в результате рассеяния плазменных волн, имеют частоты, близкие к частоте отсечки для необыкновенной моды ω_{cut} , которая в условиях обсуждаемого источника S-всплесков мало отличается от гирочастоты электронов $\omega_e \approx \omega_{cut} = \sqrt{\omega_B^2 + 2\omega_L^2} \approx \omega_B + \frac{\omega_L^2}{\omega_B}$. Полагая $\omega_e = 2\pi \times 15$ МГц (Модюит и др., 2023), получаем следующую оценку концентрации равновесной плазмы в области генерации $N_0 \approx (0.5 - 1) \times 10^5$ см $^{-3}$, которая находится в согласии с известными данными о концентрации плазмы в ионосфере Юпитера (Хинсон и др., 1997).

Необходимую концентрацию электронов, возбуждающих плазменные волны, можно оценить из выражения для периода повторения S-всплесков (14). Согласно Модюит и др. (2023), период повторения импульсов в представленных на рис. 1 квазипериодических последовательностях излучения составляет соответственно 31 и 38 мс. Причем визуально расстояние между импульсами по порядку величины совпадает с периодом следования импульсов. Полагая температу-

ру плазмы в ионосфере Юпитера $T_0 \approx 1500$ К (Хинсон и др., 1997) и концентрацию равновесной плазмы в области генерации соответственно 10^5 см $^{-3}$ и 5×10^4 см $^{-3}$, получаем следующую оценку концентрации энергичных электронов в потоке $N_e \approx 10^2$ см $^{-3}$.

Как показано в разделе 2, плазменные волны в основном возбуждаются на частотах, близких к частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_p \approx \omega_{UH} = \sqrt{\omega_B^2 + \omega_L^2} \approx \omega_B + \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$. При рассеянии этих волн на ионе, скорость которого v_i , частота возникающей электромагнитной волны ω_e определяется из закона сохранения

$$\omega_e = \omega_p + (\vec{k}_e - \vec{k}_p)\vec{v}_i \approx \omega_p + k_p v_{i\perp}, \quad (17)$$

где $k_p \approx \frac{\omega_p}{v_e} \approx \frac{\omega_B}{v_e}$ и $k_e = \frac{\omega_e}{c} n_e$ — волновой вектор возбуждаемой плазменной волны и волновой вектор конвертированной электромагнитной волны соответственно. В (17) принято во внимание, что $k_p \gg k_e$ и плазменные волны возбуждаются под малыми углами к направлению, ортогональному магнитному полю в источнике. Таким образом, конверсия плазменных волн в электромагнитные волны, которая сопровождается увеличением частоты на величину $\Delta\omega = \omega_e - \omega_p \approx \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$, возможна при условии, что скорость рассеивающих ионов превышает величину $v_{i\perp} \geq \frac{\Delta\omega}{\omega_B} v_e \approx \frac{\omega_L^2}{2\omega_B} v_e$. При условии, что рассеяние происходит на протонах и, полагая $\frac{\omega_L^2}{\omega_B} \approx 4 \times 10^{-2}$, что соответствует всплеску, представленному на рис. 1а, указанное условие в энергетических единицах принимает вид $\epsilon_i \geq 40\epsilon_e$, где $\epsilon_{e,i}$ — характерная энергия излучающих плазменных волн электронов (e) и рассеивающих эти волн ионов (i). Для всплеска с меньшими по абсолютной величине скоростями дрейфа (рис. 1б) энергия рассеивающих ионов может быть меньше $\epsilon_i \geq 10\epsilon_e$.

В рамках обсуждаемой в работе модели, энергия излучающих электронов является свободным параметром, причем в широком диапазоне энергий электроны могут эффективно возбуждать плазменные волны. Измерения энергии электронов, распространяющихся в альфвеновской трубке Ганимеда, показали, что эти электроны обладают широким энергетическим спектром, протянувшимся от нескольких десятков электроновольт до нескольких десятков килоэлектронвольт с возрастанием потока в сторону меньших энергий. Причем электроны, ускоренные непосредственно в трубке, наблюдались на энергиях $\epsilon_e \geq 70$ эВ (Раба и др., 2024). Заметное увеличение потока электронов наблюдается на нижней границе (≈ 70 эВ) измеряемого интервала энергий (см. рис. 4б в работе Раба и др., 2024). Полагая, для определенности, эту энергию как энергию излучающих электронов $\epsilon_e = 70$ эВ, получаем следующую оценку необходимой для конверсии энергии ионов: $\epsilon_i \approx (0.7 - 2.8)$ кэВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на примере всплесков излучения, связанных с Ганимедом и представленных в работе Модюит и др. (2023), рассмотрена возможность реализации плазменного механизма генерации этого излучения и объяснения на основе плазменного механизма формирования квазипериодических последовательностей дрейфующих по частоте импульсов излучения. Этот механизм, который был впервые предложен в работе Зайцев и др. (1985) для объяснения узкополосных квазипериодических последовательностей импульсов связанного с Ио S-излучения, представляет собой двухэтапный процесс. На первом этапе возбуждаются плазменные волны энергичными электронами с неравновесной по поперечным скоростям функцией распределения. Плазменные волны возбуждаются на частотах вблизи верхнего гибридного резонанса. В рамках обсуждаемой модели энергия электронов, возбуждающих плазменные волны, является свободным параметром и слабо влияет на эффективность возбуждения. В предлагаемой модели для оценок была взята энергия ~ 70 эВ, соответствующая энергии электронов, ускоренных непосредственно в альфвеновской трубке Ганимеда (Рабиа и др., 2024).

Плазменные волны не могут выйти за пределы магнитосферы планеты. Необходима конверсия этих волн в электромагнитное излучение. Это происходит на втором этапе процесса генерации. Согласно модели, в результате рассеяния плазменных волн на потоках энергичных ионов происходит конвертация этих волн в необыкновенные электромагнитные волны с частотами, близкими к частоте “отсечки” необыкновенной моды $\omega_{\text{cut}} \approx \omega_B + \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$, где показатель преломления необыкновенной волны мал, $n_e \ll 1$. В процессе рассеяния, благодаря энергии ионов, происходит увеличение частоты рассеиваемых волн, что необходимо для преодоления так называемой полосы задержки, ширина которой равна $\Delta\omega \approx \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$. Необходимая для этого энергия ионов зависит, кроме отношения $\frac{\omega_L}{\omega_B}$, от энергии возбуждающих плазменные волны электронов ϵ_e . Для обсуждаемых в работе всплесков излучения необходимую конверсию могут обеспечить ионы с энергией $\epsilon_i \approx (0.7-2.8)$ кэВ.

Эффект группового запаздывания электромагнитных волн с малым показателем преломления проявляется на динамическом спектре излучения как отрицательный частотный дрейф, и его величина существенно зависит от концентрации основной плазмы в источнике, точнее от отношения $\frac{\omega_L}{\omega_B}$. Оценки показывают, что наблюдаемые скорости частотного дрейфа реализуются при концентрации плазмы $N_0 \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$. Причем более низкие по абсолютной величине скорости дрейфа реализуются в источнике с меньшей концентрацией плазмы. Так, для всплесков излучения, представленных на рис. 1, концентрация $N_0 \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ ($\frac{\omega_L}{\omega_B} \approx 2 \times 10^{-1}$) соответствует ско-

рости дрейфа ≈ -17 МГц/с, а концентрация $N_0 \approx 5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ ($\frac{\omega_L}{\omega_B} \approx 10^{-1}$) соответствует дрейфу со скоростью -3.4 МГц/с.

Реализация в источнике пульсирующего режима конверсии обеспечивает появление квазипериодических последовательностей импульсов. Период пульсаций излучения зависит от параметров основной плазмы в источнике, температуры T_0 и концентрации N_0 , а также от концентрации энергичных неравновесных электронов N_e . Мы нашли, что при $T_0 = 1500$ К и $N_0 = (0.5-1) \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ энергичные электроны с концентрацией $N_e \approx 10^2 \text{ см}^{-3}$ обеспечивают наблюдаемые периоды повторения импульсов излучения 31 и 38 мс.

Модюит и др. (2023) отмечают, что всплески с более низкими абсолютными скоростями дрейфа, как правило, менее интенсивны, чем быстро дрейфующие всплески. В рамках плазменной модели этот эффект является следствием конверсии плазменных волн в электромагнитные волны, соответствующие необыкновенной моде с малым показателем преломления. Согласно модели, скорость частотного дрейфа зависит от величины отношения $\frac{\omega_L}{\omega_B}$ в источнике: чем меньше отношение, тем меньше скорость дрейфа. С другой стороны, отношение $\frac{\omega_L}{\omega_B}$ определяет ширину “полосы задержки” $\Delta\omega \approx \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$, которую необходимо преодолеть в процессе конверсии. Чем меньше отношение $\frac{\omega_L}{\omega_B}$, тем уже “полоса задержки” и меньше частота “отсечки” необыкновенной моды $\omega_{\text{cut}} \approx \omega_B + \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$. Это означает, что при одной и той же энергии рассеивающих ионов, при меньших значениях $\frac{\omega_L}{\omega_B}$ конверсия будет происходить в область частот, где коэффициент преломления больше. Согласно дисперсионной кривой для необыкновенной моды, чем дальше частота волны от частоты “отсечки”, тем больше коэффициент преломления. Спектральный поток излучения F_ω , наблюдаемый на некотором расстоянии от источника, обратно пропорционален третьей степени коэффициента преломления $F_\omega \propto \frac{W_e}{n_e^3}$, что обусловлено зависимостью спектрального потока излучения от фазового объема в пространстве волновых чисел (Зайцев и др., 1986). Отсюда следует, что при одной и той же величине плотности энергии электромагнитных волн в источнике W_e , при уменьшении отношения $\frac{\omega_L}{\omega_B}$ и, как следствие, возрастании коэффициента преломления, регистрируемый от источника спектральный поток излучения F_ω будет меньше.

В целом, наше исследование показывает, что плазменный механизм генерации способен обеспечить генерацию квазипериодических последовательностей отрицательно дрейфующих импульсов дециметрового излучения, связанного с Ганимедом, при параметрах плазмы в источнике, находящихся в хорошем согласии с известными данными об ионосфере Юпитера. Скорость регистрируемого частотного дрейфа может быть использована для радиоастрономической диагностики концентрации плазмы в верхней ионосфе-

ре планеты в области генерации декаметрового радиоизлучения, которая подвержена воздействию потоков энергичных электронов и ионов. Вопрос о формировании параметров ионосферной плазмы в активной области ионосферы требует специального рассмотрения и находится вне рамок настоящей работы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 25-22-00238).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахизер А.И., Ахизер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н., *Электродинамика плазмы* (М.: Наука, 1974).
2. Вонг и др. (H.K. Wong, D. Krauss-Varban, and C.S. Wu), *J. Geophys. Res.* **94**, 5327 (1989).
3. Ву, Ли (C.S. Wu and L.C. Lee), *Astrophys. J.* **230**, 621 (1979).
4. Гесс и др. (S. Hess, F. Mottez, and P. Zarka), *J. Geophys. Res.* **112**, A11312 (2007a).
5. Гесс и др. (S. Hess, P. Zarka, and F. Mottez), *Planet. Sci.* **55**, 89 (2007b).
6. Гесс и др. (S.L.G. Hess, P. Delamere, V. Dols, et al.), *J. Geophys. Res.* **115**, A06205 (2010).
7. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А., *Волны в магнитоактивной плазме* (М.: Наука, 1975).
8. Гольдштейн, Герц (M.L. Goldstein and C.K. Goertz), *Physics of the Jovian magnetosphere: Theories of radio emissions and plasma waves* (Ed. A.J. Dessler, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1983), p. 317.
9. Гродент и др. (D. Grodent, B. Bonfond, A. Radioti, et al.), *J. Geophys. Res.* **114**, A07212 (2009).
10. Дамиано и др. (P.A. Damiano, P.A. Delamere, B. Stauffer, et al.), *Geophys. Res. Lett.* **46**, 3043 (2019).
11. Зайцев В.В., *Изв. ВУЗов Радиофизика* **13**, 837 (1970).
12. Зайцев (V.V. Zaitsev), *Solar Phys.* **20**, 95 (1971).
13. Зайцев В.В., Злотник Е.Я., Шапошников В.Е., *Письма в Астрон. журн.* **11**, 208 (1985).
14. Зайцев и др. (V.V. Zaitsev, E.Ya. Zlotnik, and V.E. Shaposhnikov), *Astron. Astrophys.* **169**, 345 (1986).
15. Зайцев В.В., Шапошников В.Е., *Астрон. журн.* **65**, 1067 (1988).
16. Зайцев В.В., Шапошников В.Е., *Изв. ВУЗов Радиофизика* **37**, 693 (1994).
17. Зарка (P. Zarka), *J. Geophys. Res.* **103**, 20159 (1998).
18. Зарка (P. Zarka), *Planet. Space Sci.* **55**, 598 (2007).
19. Железняков В.В., *Электромагнитные волны в космической плазме* (М.: Наука, 1977).
20. Железняков, Злотник (V.V. Zheleznyakov and E.Ya. Zlotnik), *Solar Phys.* **43**, 431 (1975).
21. Карр и др. (T.D. Carr, M.D. Desch, and J.K. Alexander), *Physics of the Jovian Magnetosphere: Phenomenology of magnetospheric radio emissions* (Ed. A.J. Dessler, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1983), p. 226.
22. Лаврухин, Алексеев (A.S. Lavrukhin and I.I. Alexeev), *Astron. Lett.* **41**, 687 (2015).
23. Луарн (P. Louarn), *Adv. Space Res.* **12**, 121 (1992).
24. Лысак, Лотко (R.L. Lysak and W. Lotko), *J. Geophys. Res.* **101**, 5085 (1996).
25. Модюит и др. (E. Mauduit, P. Zarka, L. Lamy, and S.L.G. Hess), *Nature Communicat.* **14**, id. 5981 (2023).
26. Панченко и др. (M. Panchenko, S. Rocer, H.O. Rucker, et al.), *Astron. Astrophys.* **610**, id. A69 (2018).
27. Рабиа и др. (J. Rabia, V. Hue, N. Andre, et al.), *J. Geophys. Res.* **129**, id. e2024JA032604 (2024).
28. Риихимаа и др. (J.J. Riihimaa, T.D. Carr, R.S. Flag, et al.), *Icarus* **48**, 298 (1981).
29. Су и др. (Y.-J. Su, S.T. Jones, R.E. Ergun, et al.), *J. Geophys. Res.* **111**, id. a06211 (2006).
30. Флагг и др. (R.S. Flagg, D.S. Krausche, and G.R. Lebo), *Icarus* **29**, 477 (1976).
31. Хинсон и др. (D.P. Hinson, F.M. Flasar, A.J. Kliore, et al.), *J. Geophys. Res.* **24**, 2110 (1997).
32. Хуэй, Сейлер (C.-H. Hui and C.E. Seyler), *J. Geophys. Res.* **97**, 3953 (1992).
33. Частон и др. (C.C. Chaston, J.M. Bonell, C.W. Chalson, et al.), *J. Geophys. Res.* **107**, 1413 (2002).
34. Эллис (J.R.A. Ellis), *Radio Sci.* **69D**, 1513 (1965).
35. Эргун и др. (R.E. Ergun, Y.-J. Su, L. Andersson, et al.), *J. Geophys. Res.* **111** id. A06212 (2006).

ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ НУТАЦИЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ В СИСТЕМЕ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА

© 2025 г. В. В. Пашкевич^{1*}, А. Н. Вершков¹

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.2025 г.

После доработки 11.08.2025 г.; принята к публикации 19.08.2025 г.

На 800-летнем интервале времени исследуется релятивистский эффект геодезической нутации во вращении вокруг своих осей Юпитера и 94 его спутников, для которых известны эфемериды. Впервые определены наиболее существенные периодические члены геодезического вращения этих небесных тел: 1) для Юпитера относительно барицентра Солнечной системы и плоскости средней орбиты Юпитера эпохи J2000.0 в углах Эйлера, в возмущающих членах физической либрации и в абсолютной величине вектора углового поворота геодезического вращения исследуемого тела; 2) для восьми регулярных (4 внутренних (Метиды (Metis J16), Адрастеи (Adrastea J15), Амальтеи (Amalthea J5) и Фивы (Thebe J14)) и 4 галилеевых (Ио (Io J1), Европы (Europa J2), Ганимеда (Ganymede J3) и Каллисто (Callisto J4))) спутников Юпитера относительно: а) барицентра Солнечной системы и плоскости средней орбиты исследуемого спутника эпохи J2000.0 в углах Эйлера, в возмущающих членах физической либрации и в абсолютной величине вектора углового поворота геодезического вращения исследуемого тела; б) барицентра Солнечной системы и плоскости средней орбиты барицентра Юпитерианской системы эпохи J2000.0 в углах Эйлера, в возмущающих членах физической либрации и в абсолютной величине вектора углового поворота геодезического вращения исследуемого тела; в) барицентра системы спутников Юпитера и плоскости средней орбиты исследуемого спутника эпохи J2000.0 в возмущающих членах физической либрации и в абсолютной величине вектора углового поворота геодезического вращения исследуемого тела; 3) для 86 иррегулярных спутников (J6–J13, J17–J72, J5501–J5507, J5509–J5523) Юпитера в абсолютной величине вектора углового поворота геодезического вращения исследуемого тела относительно: а) барицентра Солнечной системы, б) барицентра системы спутников Юпитера. Вычисленные аналитические величины геодезической нутации изучаемых небесных тел могут быть использованы для численного исследования вращения этих тел в релятивистском приближении.

Ключевые слова: релятивистское вращение, геодезическая нутация, Юпитер, регулярные и иррегулярные спутники.

DOI: 10.31857/S0320010825040054

ВВЕДЕНИЕ

Среди релятивистских эффектов ОТО и СТО наиболее существенным во вращении небесных тел вокруг своих осей является эффект геодезического вращения, состоящий из двух эффектов: систематического (или векового) эффекта — геодезической прецессии (Де Ситтер, 1916) и периодического эффекта — геодезической нутации (Фукушима, 1991). Имея формальное сходство с известными в классической механике явлениями прецессии и нутации, геодезические эффекты отличаются от классических. Их появление обусловлено только изменением направления оси вращения исследуемого тела в результате параллельного переноса вектора его углового момента вдоль его орбиты в искривленном пространстве-времени и не связано с действием на него каких-либо сил.

Другие релятивистские эффекты — изменение шкалы координатного времени (Зоффель и др., 2003; Пети и др., 2010) (переход к шкале собственного вре-

мени исследуемых небесных тел, эффект, зависящий от величины периода обращения исследуемого тела вокруг своей оси), прецессия Ленса–Тирринга (Ленс, Тирринг, 1918) (эффект, зависящий от вращения центрального тела, изменяющего геометрию пространства–времени) и прецессия Томаса (Томас, 1926, 1927) (эффект прецессии координатных осей при ускоренном движении) значительно (на несколько порядков) меньше влияют на релятивистское вращение небесных тел вокруг своей оси. Заметим, что следующим по значимости является эффект Ленса–Тирринга, который наиболее существенен у небесных тел, вращающихся вокруг центральных тел с быстрым вращением вокруг своей оси, и чьи орбиты близко расположены к вращающемуся центральному телу. Отметим, что дальнейшее изучение этих релятивистских эффектов является предметом отдельных исследований и может быть полезным при изучении влияния внутренних физических процессов изучаемых тел на их вращение, которые могут быть сравнимы с ними по величине. А именно, чтобы отделить их друг от друга.

* Электронный адрес: apeks@gaoran.ru

Данная статья по сути является продолжением нашего предыдущего исследования (Пашкевич, Вершков, 2024а), в котором был подробно рассмотрен эффект геодезической прецессии Юпитера и его 94 спутников (J1–J72, J5501–J5507, J5509–J5523), для которых известны эфемериды, и посвящена исследованию периодического эффекта в их геодезическом вращении — геодезической нутации этих тел.

Результаты данного исследования можно использовать для уточнения моделей вращательного движения вокруг своих осей планет и спутников. Для этого полученные величины геодезической нутации необходимо добавить в модели вращательного движения вокруг своих осей планет и спутников при уточнении параметров их вращения из наблюдений. Таким образом, получим более точные значения параметров их вращения и сможем определить влияние других эффектов на их вращение вокруг своих осей, которые сравнимы с ними по величине.

В настоящем исследовании, как в наших предыдущих научных работах (Вершков, Пашкевич, 2023; Пашкевич, Вершков, 2024, 2024а), вместо плоскости эклиптики в качестве опорных плоскостей используются плоскости орбит исследуемых небесных тел. Для этого применяются аналитические и численные методы: численного интегрирования, наименьших квадратов и спектрального анализа.

Наши предыдущие исследования (Вершков, Пашкевич, 2023; Пашкевич, Вершков, 2024) показали зависимость величины эффекта геодезического вращения от выбора координатной системы. А именно, для исследуемых небесных тел относительно разных систем координат существуют разные векторы угловой скорости их геодезического вращения, более того, эти векторы не переходят один в другой путем параллельного переноса или угловых поворотов, как это происходит для векторов угловой скорости в евклидовом пространстве (т.е. не проецируются друг в друга и имеют разные величины своих абсолютных значений) (Вершков, Пашкевич, 2023; Пашкевич, Вершков, 2024).

Таким образом, основными целями данного исследования является определение наиболее существенных периодических членов геодезического вращения (основных величин геодезической нутации) Юпитера относительно барицентра Солнечной системы (Solar System Barycenter — SSB) и его 94 спутников (J1–J72, J5501–J5507, J5509–J5523) относительно SSB и барицентра системы спутников Юпитера (Jovian System Barycenter — JSB).

Часто в различной литературе по небесной механике используются разные названия одного и того же понятия. Для того чтобы избежать путаницы и разночтений, дадим определения некоторых из них:

Средняя орбита тела эпохи или *неподвижная орбита тела эпохи* — это усредненная относительно выбранной эпохи возмущенная орбита исследуемого тела,

учитывающая только вековые (прецессионные) возмущения от возмущающих тел, т.е. орбита без периодических (нутационных) возмущений.

Мгновенная орбита тела или *истинная орбита даты тела* или просто *орбита даты тела* — это возмущенная орбита тела на текущий момент времени (даты), учитывающая как вековые (прецессионные) возмущения от возмущающих тел, так и периодические (нутационные) возмущения от возмущающих тел.

Средний экватор тела эпохи или *неподвижный экватор тела эпохи* — это усредненный относительно выбранной эпохи экватор исследуемого тела, на положение которого влияют только вековые (прецессионные) возмущения от возмущающих тел.

Мгновенный экватор тела или *истинный экватор даты тела* или просто *экватор даты тела* — определяет истинное положение экватора тела на текущий момент времени (даты), учитывает как вековые (прецессионные) возмущения от возмущающих тел, так и периодические (нутационные) возмущения от возмущающих тел.

Далее для краткости в статье, для средних или неподвижных орбит тела эпохи, экватора Земли и эклиптики всегда будет подразумеваться эпоха J2000.0, а выражение “эпохи J2000.0” в некоторых местах будет опущено.

В небесной механике нутационное движение оси вращения тела традиционно называют периодическим, хотя оно может описываться как периодически рядами Фурье, так и, дополнительно к ним, смешанными по времени рядами Пуассона (см., например, Вулард, 1963; Абалакин, 1979; Бретаньон и др., 1998). Таким образом, в данной статье эффект геодезической нутации исследуемого тела в рассматриваемых параметрах вращения Δx будет представлен в виде суммы периодических членов рядов Фурье и смешанных по времени пуассоновских членов (которые далее в статье будут называться “периодическими” и “смешанными” членами):

$$\Delta x = \sum_j \sum_{k=0}^M (\Delta x_{Cjk} \cos(v_{j0} + v_{j1}t) + \Delta x_{Sjk} \sin(v_{j0} + v_{j1}t)) t^k, \quad (1)$$

где t — время в Юлианских днях; индекс суммирования j определяет количество суммируемых членов и его значение изменяется для каждого исследуемого тела; Δx_{Sjk} , Δx_{Cjk} — коэффициенты периодических членов и смешанных по времени пуассоновских членов при синусах и косинусах соответственно; v_{j0} , v_{j1} — фазы и частоты исследуемого тела в данном исследовании берутся из работы (Архинал и др., 2018); M — параметр аппроксимации (в данной работе $M = 1$). В настоящей работе выражение (1), являющееся разностью релятивистского и ньютонового параметров, принимает значения рассматриваемых разностей углов Эйлера ($\Delta\psi$, $\Delta\theta$, $\Delta\varphi$) (ψ — угол долготы нисходящего узла подвижного экватора даты тела на его сред-

ней орбите; θ — угол наклона подвижного экватора даты тела к его средней орбите; φ — угол собственного вращения тела между восходящим узлом его средней орбиты и главной осью минимального момента инерции тела (в данном исследовании углы Эйлера относятся к экватору вращения (истинному экватору даты) исследуемого тела, как определено в работе (Архинал и др., 2018), и могут не совпадать с углами Эйлера, определенными в классической механике относительно экватора фигуры исследуемого тела (Суслов, 1946), за исключением случаев, когда экватор фигуры исследуемого тела совпадает с экватором его вращения)), разностей возмущающих членов физической либрации ($\Delta t, \Delta p, \Delta I\sigma$) (τ, ρ и σ — возмущающие члены физической либрации исследуемого тела для его неподвижной средней орбиты в долготе, в наклоне и в долготе узла соответственно; I — постоянный угол наклона экватора исследуемого тела эпохи J2000.0 к его средней орбите) и абсолютной величины вектора углового поворота геодезического вращения $|\vec{\lambda}| = |\int \vec{\sigma} dt|$ исследуемого тела (Вершков, Пашкевич, 2023) ($\vec{\sigma} = \frac{1}{c^2} \sum_l \frac{Gm_l}{|\vec{R} - \vec{R}_l|^3} (\vec{R} - \vec{R}_l) \wedge (\frac{3}{2}\vec{R} - 2\vec{R}_l)$ — вектор угловой скорости геодезического вращения для любых тел Солнечной системы (Ерошкин, Пашкевич, 2007); c — скорость света в вакууме; G — гравитационная постоянная; индекс l соответствует возмущающим телам (Солнцу, Луне, Плутону и большим планетам (Юпитер исключается из возмущающих тел, когда становится исследуемым телом)); $\vec{R}, \vec{R}, \vec{R}_l, \vec{R}_l$ — барицентрические векторы положений и скоростей исследуемого тела (Юпитера и его 94 спутников) и l -го возмущающего тела соответственно; m_l — масса l -го тела; символ $\wedge$ означает векторное произведение).

В данной работе использовался модифицированный метод (Вершков, Пашкевич, 2023), разработанный в статье (Пашкевич, 2016) для вычисления величин геодезического вращения любых тел Солнечной системы, для которых имеется долгосрочная эфемерида.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

В четырех пунктах кратко излагается суть применяемого модифицированного метода (Пашкевич, 2016; Вершков, Пашкевич, 2023; Пашкевич, Вершков, 2024а):

1. Задача о геодезическом (релятивистском) вращении Юпитера и его 94 спутников, для которых известны эфемериды, изучается относительно кинематически невращающейся (Копейкин и др., 2011) собственной координатной системы исследуемых тел (Архинал и др., 2018). Для Солнца, Луны, Плутона и больших планет положения и скорости вычисляются с помощью фундаментальной эфемериды JPL DE441/LE441 (Парк и др., 2021). Положения, скорости и орбитальные элементы для спутников Юпитера

берутся из Horizons On-Line Ephemeris System (Гиоргини и др., 2001).

2. Используя средние элементы орбит исследуемых тел (см. табл. 1 и 2, Пашкевич, Вершков, 2024а), которые определяют опорные плоскости данного исследования, вычисляются средние орбиты Юпитера (вокруг барицентра Солнечной системы) и его регулярных спутников (вокруг барицентра Юпитерианской системы и вокруг барицентра Солнечной системы).

3. Вычисляются временные ряды скоростей геодезического вращения для каждого исследуемого тела в рассматриваемых параметрах их вращения (подробное описание приводится в нашей предыдущей работе (Пашкевич, Вершков, 2024а)).

4. Наиболее существенные составляющие геодезического вращения исследуемых тел находятся из вычисленных временных рядов аналитическими и численными методами: численного интегрирования, наименьших квадратов и спектрального анализа. В результате вычисляются значения коэффициентов основных периодических членов геодезического вращения этих тел в рассматриваемых параметрах их вращения. Способы их вычисления подробно описаны в наших предыдущих статьях (Пашкевич, 2016; Вершков, Пашкевич, 2023; Пашкевич, Вершков, 2024).

В результате, для каждого исследуемого тела методом наименьших квадратов вычисляются периодические и смешанные члены (1) геодезической нутации Δx (для Юпитера и его регулярных спутников $\Delta x = \Delta \psi, \Delta \theta, \Delta \varphi, \Delta t, \Delta p, \Delta I\sigma, |\vec{\lambda}|$ и для иррегулярных спутников Юпитера $\Delta x = |\vec{\lambda}|$).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Используя результирующие временные ряды геодезического вращения и набор периодических гармоник, взятых из работы (Архинал и др., 2018) и из Horizons On-Line Ephemeris System (Гиоргини и др., 2001), во всех исследуемых углах для каждого исследуемого тела методом спектрального анализа (Джекинс, Ваттс, 1969) были построены спектры мощности (некоторые из них приведены на рис. 1–5), которые определяют порядок вычисления периодических и смешанных членов геодезического вращения исследуемого тела. С их помощью определялся дальнейший порядок (в порядке убывания от гармоник с наибольшей мощностью к гармонике с наименьшей мощностью) вычисления периодических и смешанных членов геодезического вращения исследуемого тела, соответствующих этим гармоникам, и их исключения из результирующего временного ряда геодезического вращения. Следует обратить внимание, что доминирующей гармоникой на рис. 1, 3 и 5 является гармоника средней долготы Юпитера λ_5 , с периодом 11.862 года обращения Юпитера вокруг барицентра Солнечной системы, а на рис. 2 и 4 доминирующей являет-

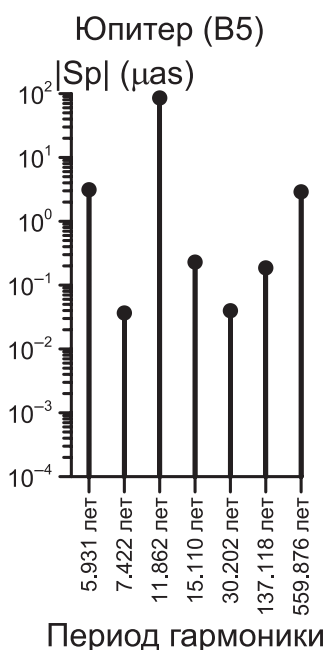


Рис. 1. Спектр мощности Юпитера, вычисленный для абсолютной величины вектора его углового поворота геодезического вращения $|\bar{\Lambda}_{SSB}|$ относительно SSB и средней орбиты Юпитера.

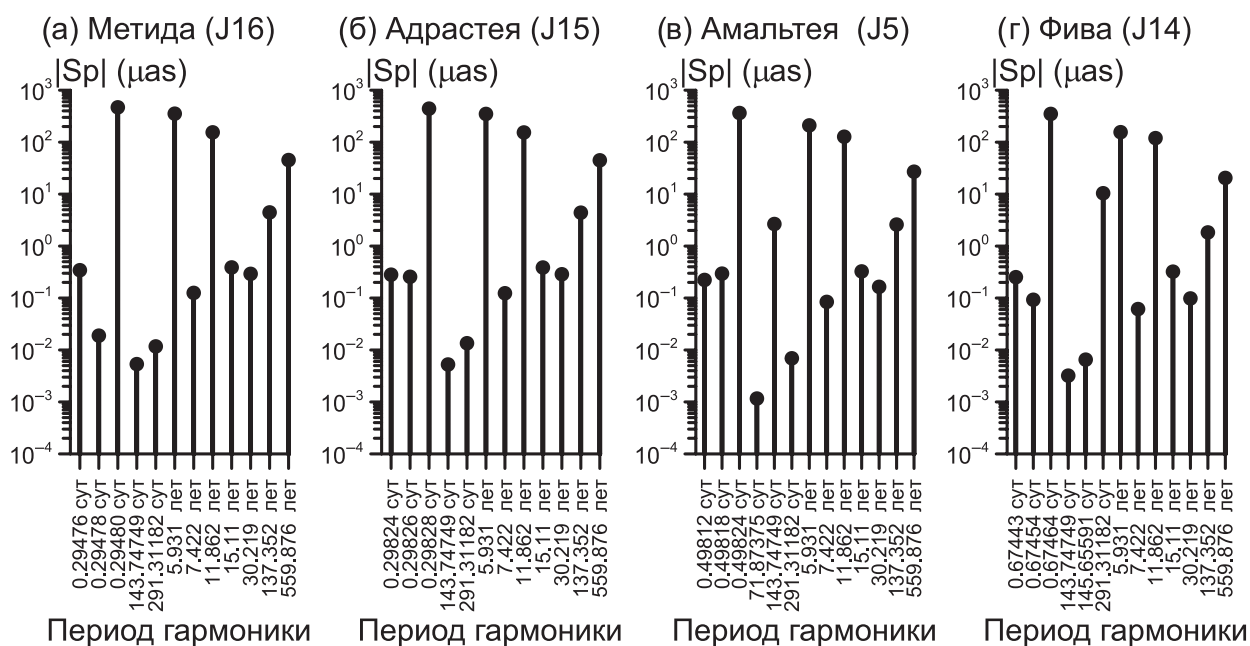


Рис. 2. Спектры мощности внутренних спутников Юпитера, вычисленные для абсолютной величины вектора их углового поворота геодезического вращения $|\bar{\Lambda}_{SSB}|$ относительно SSB и средней орбиты Юпитера.

ся гармоника разности средних долгот исследуемого j -го спутника Юпитера и Юпитера $\lambda_{5j} - \lambda_5 = D_{5j} - 180^\circ$ или гармоника угла средней элонгации j -го спутника Юпитера от Солнца, повернутого на 180° , с соответствующим периодом.

В результате для Юпитера и его 94 спутников впервые вычислены наиболее существенные периодические члены их геодезического вращения (табл. 1–6):

1. Для Юпитера относительно барицентра Солнечной системы и плоскости средней орбиты Юпитера

эпохи J2000.0 в углах Эйлера, в возмущающих членах физической либрации и в абсолютной величине вектора углового поворота геодезического вращения исследуемого тела;

2. Для 8 регулярных (4 внутренних (Метиды (Metis J16), Адрастеи (Adrastea J15), Амальтеи (Amalthea J5) и Фивы (Thebe J14)) и 4 галилеевых (Ио (Io J1), Европы (Europa J2), Ганимеда (Ganymede J3) и Каллисто (Callisto J4))) спутников Юпитера относительно:

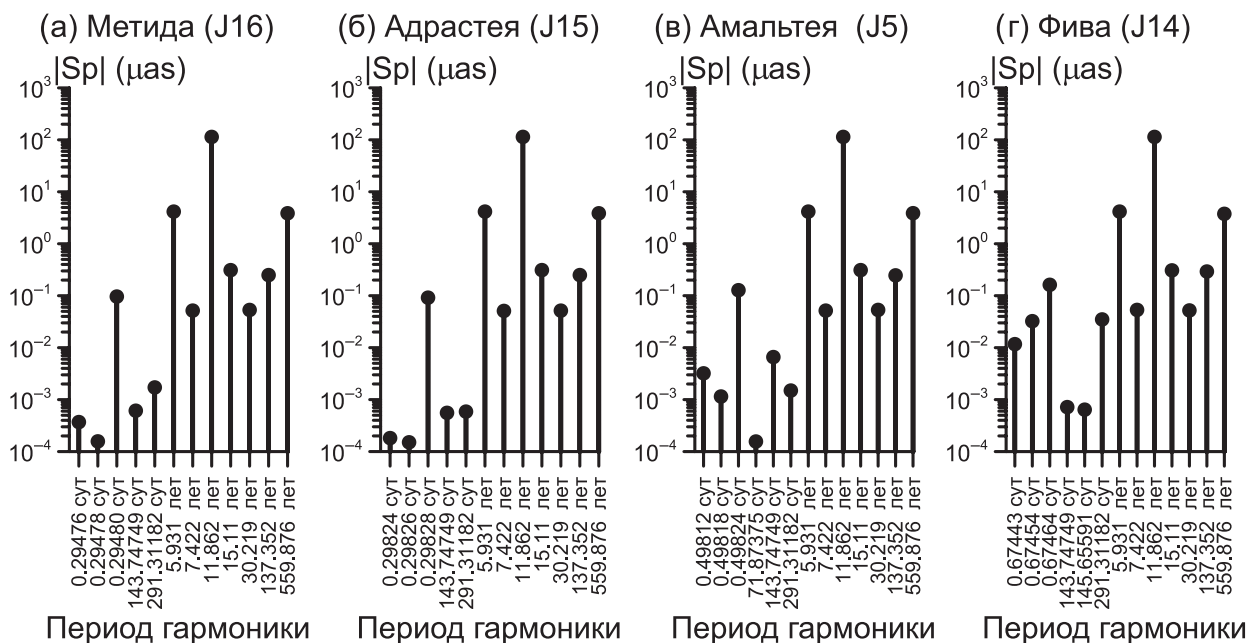


Рис. 3. Спектры мощности внутренних спутников Юпитера, вычисленные для абсолютной величины вектора их углового поворота геодезического вращения $|\bar{\Lambda}_{JSB}|$ относительно JSB и средней орбиты спутника.

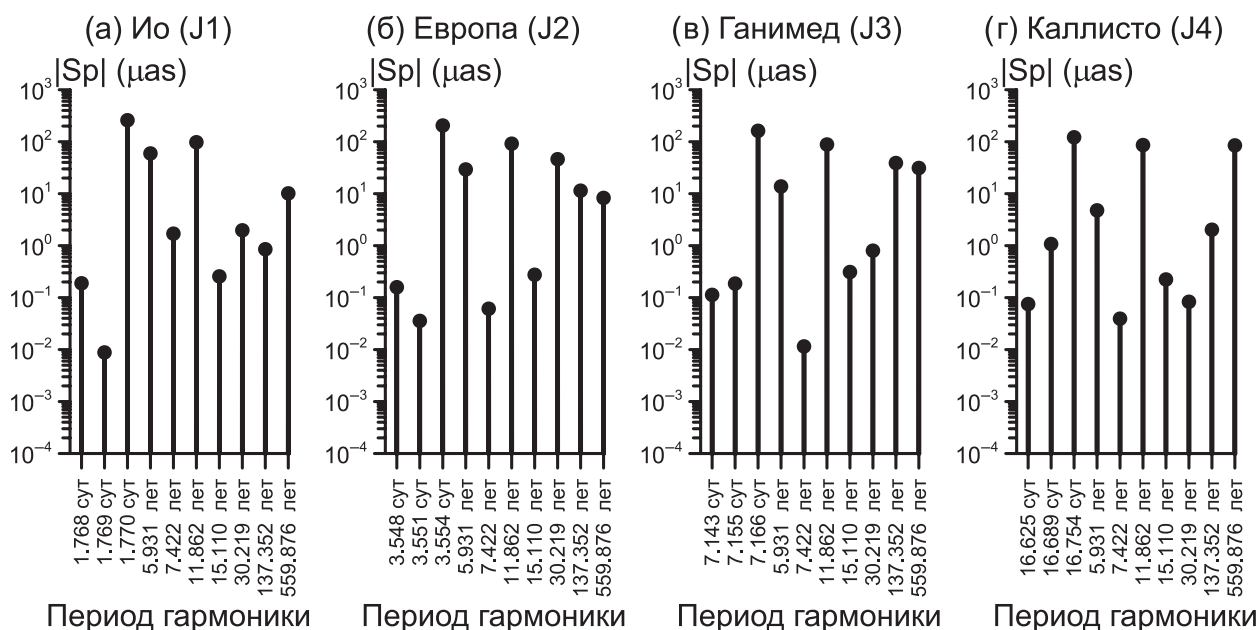


Рис. 4. Спектры мощности галилеевых спутников Юпитера, вычисленные для абсолютной величины вектора их углового поворота геодезического вращения $|\bar{\Lambda}_{SSB}|$ относительно SSB и средней орбиты Юпитера.

- а) барицентра Солнечной системы и плоскости средней орбиты исследуемого спутника эпохи J2000.0 в углах Эйлера, в возмущающих членах физической либрации и в абсолютной величине вектора углового поворота геодезического вращения исследуемого тела;
- б) барицентра Солнечной системы и плоскости средней орбиты барицентра Юпитерианской системы эпохи J2000.0 в углах Эйлера, в возмуща-

- ющих членах физической либрации и в абсолютной величине вектора углового поворота геодезического вращения исследуемого тела;
- в) барицентра системы спутников Юпитера и плоскости средней орбиты исследуемого спутника эпохи J2000.0 из-за особенности в синусе наклона $(\sin \theta)^{-1}$ (Пашкевич и Вершков, 2024а) вычисляются только в возмущающих членах физической либрации и в абсолютной величине вектора угло-

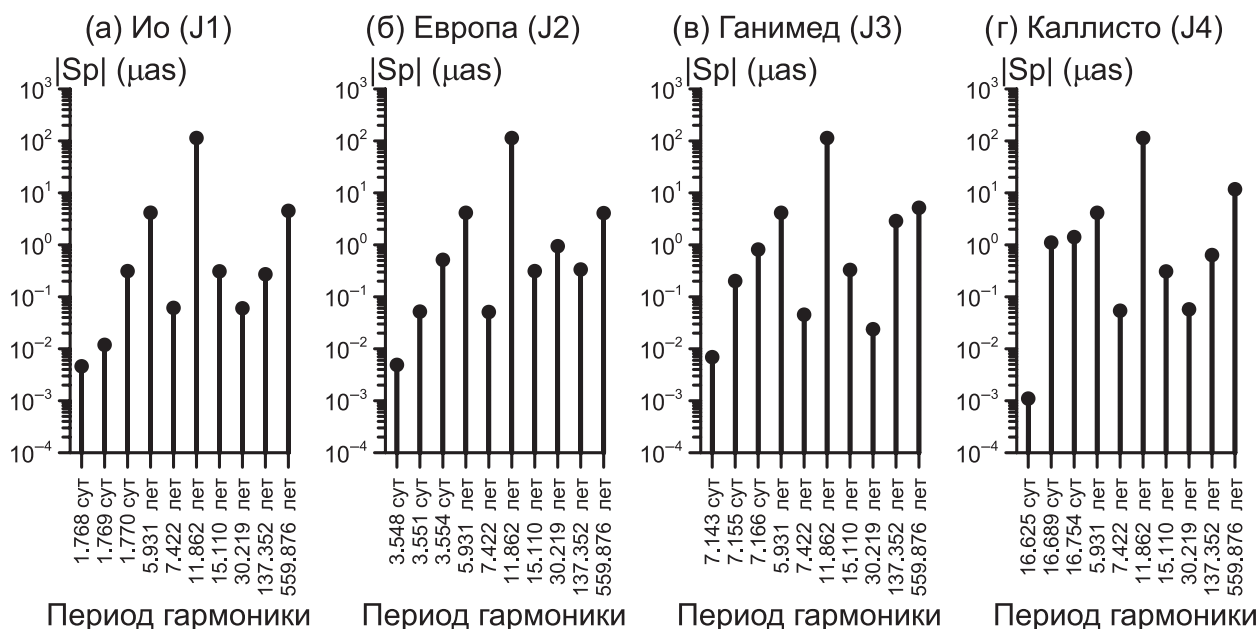


Рис. 5. Спектры мощности галилеевых спутников Юпитера, вычисленные для абсолютной величины вектора их углового поворота геодезического вращения $|\bar{\Lambda}_{JSB}|$ относительно JSB и средней орбиты спутника.

вого поворота геодезического вращения исследуемого тела;

3. Для 86 иррегулярных спутников (J6–J13, J17–J72, J5501–J5507, J5509–J5523) Юпитера, поскольку для них в настоящее время нет параметров их вращения вокруг своих осей, вычисляются только в абсолютной величине вектора углового поворота геодезического вращения исследуемого тела относительно:

- а) барицентра Солнечной системы;
- б) барицентра системы спутников Юпитера.

Их значения используются в выражениях (1) для вычисления величины эффекта геодезической нутации небесного тела.

На геодезическое вращение Юпитера его спутники оказывают малое влияние, поэтому основным для него является влияние от Солнца. Действительно, как видно из рис. 1 и табл. 1, в параметрах $|\bar{\Lambda}|$, $\Delta\psi$ и Δt преобладающей по величине — основной гармоникой геодезической нутации Юпитера является гармоника с аргументом средней долготы Юпитера (λ_5), а величины ее коэффициентов при периодических членах данной гармоник с аргументом λ_5 в $\Delta\psi$ и Δt соответственно близки друг к другу.

В табл. 1–6: t — динамическое барицентрическое время (TDB), измеряемое в юлианских тысячелетиях (tjy) (365250 юлианских дней) от эпохи J2000.0; $OL5j = \Omega_{5j}$ — долгота восходящего узла орбиты j -го спутника Юпитера на плоскости Лапласа (средней орбиты этого спутника эпохи J2000.0) от их пересечения с неподвижным экватором Земли ICRF эпохи J2000.0; $L5 = \lambda_5$ — средняя долгота Юпитера; $L5j = \lambda_{5j}$ —

средняя юпитероцентрическая долгота j -го спутника Юпитера (для иррегулярных спутников Юпитера $\lambda_{5j} = (360 \times 365250/P_j)t$ в градусах, P_j — орбитальный период j -го спутника из Horizons On-Line Ephemeris System (Гиоргини и др., 2001); $D_{5j} = \lambda_{5j} - \lambda_5 + 180^\circ$ — средняя элонгация от Солнца j -го спутника Юпитера. $JPa_j = (360 \times 1000/P_a)t$ в градусах, $JPN_j = (360 \times 1000/P_n)t$ в градусах, P_a , P_n — периоды прецессии перицентра и прецессии долготы восходящего узла взятые из Horizons On-Line Ephemeris System (Гиоргини и др., 2001). Средняя долгота Юпитера λ_5 взята из работы (Брумберг, Бретаньон, 2000), средние долготы и долготы восходящих узлов галилеевых спутников Юпитера взяты из статьи (Архинал и др., 2018):

$$\begin{aligned}
 J_a &= 99^\circ.360714 + 48504^\circ.046t, \\
 J_b &= 175^\circ.895369 + 11919^\circ.605t, \\
 J_c &= 300^\circ.323162 + 2625^\circ.475t, \\
 J_d &= 114^\circ.012305 + 60702^\circ.476t, \\
 J_e &= 49^\circ.511251 + 643^\circ.000t, \\
 J_7 &= 352^\circ.25 + 23826^\circ.0t, \quad J_8 = 113^\circ.35 + 60700^\circ.0t, \\
 \lambda_5 &= 34^\circ.35 + 30349^\circ.1t, \\
 \lambda_{516} = W_{16} &= 346^\circ.09 + 446063290^\circ.169025t, \\
 \lambda_{515} = W_{15} &= 33^\circ.29 + 440856260^\circ.6t, \\
 \lambda_{55} = W_5 &= 231^\circ.67 + 263941139^\circ.3t, \\
 OL_{55} = \Omega_{55} = J_1 &= 73^\circ.32 + 914729^\circ.0t, \\
 \lambda_{514} = W_{14} &= 8^\circ.56 + 194934074^\circ.8t, \\
 OL_{514} = \Omega_{514} = J_2 &= 24^\circ.62 + 451372^\circ.0t, \\
 \lambda_{51} = W_1 &= 200^\circ.39 + 74324340^\circ.4t, \\
 OL_{51} = \Omega_{51} = J_3 &= 283^\circ.90 + 48507^\circ.0t,
 \end{aligned}$$

Таблица 1. Периодические и смешанные члены геодезического вращения Юпитера, вычисленные (для углов Эйлера, возмущающих членов физической либрации и абсолютной величины вектора их углового поворота) относительно SSB и плоскости средней орбиты Юпитера эпохи J2000.0 (Вершков, Пашкевич, 2023; Пашкевич, Вершков, 2024)

Юпитер (B5)					
Параметр	Период, лет	Аргумент (Arg _j)	Коэффициент $C(\Delta x_j) = C_{0j} + C_{1j}t$ при $\cos(\text{Arg}_j)$, ((угл. с) $\times 10^{-6}$)	Коэффициент $S(\Delta x_j) = S_{0j} + S_{1j}t$ при $\sin(\text{Arg}_j)$, ((угл. с) $\times 10^{-6}$)	Спектр мощности $\text{Sp}(\Delta x_j) = \sqrt{C_{0j}^2 + S_{0j}^2}$ ((угл. с) $\times 10^{-6}$)
$\Delta\psi$	11.862	λ_5	$21.6144 + 4.4208t$	$-82.5517 - 0.8898t$	85.3344
	559.876	Je	$13.4688 - 76.0074t$	$10.8813 + 65.3776t$	17.3151
	5.931	Jd	$2.9843 + 0.4400t$	$-0.8552 + 0.6162t$	3.1044
	137.118	Jc	$-0.4169 + 3.3367t$	$0.3496 + 2.1046t$	0.5441
$\Delta\theta$	559.876	Je	$-2.9523 + 21.2373t$	$-3.6402 - 18.0637t$	4.6869
	137.118	Jc	$0.0638 - 0.9536t$	$-0.1239 - 0.5583t$	0.1394
	30.202	Jb	$-0.0271 - 0.0162t$	$0.0040 - 0.0807t$	0.0274
	11.862	λ_5	$-0.0094 - 0.0194t$	$-0.0060 + 0.0637t$	0.0111
$\Delta\varphi$	559.876	Je	$-15.9931 + 74.9080t$	$-9.4152 - 67.1425t$	18.5587
	137.118	Jc	$0.5726 - 3.2540t$	$-0.2499 - 1.8430t$	0.6248
	30.202	Jb	$-0.1311 + 0.5056t$	$0.0474 - 0.4328t$	0.1394
$\Delta\tau$	11.862	λ_5	$21.2540 + 4.5698t$	$-82.8337 + 0.1697t$	85.5169
	5.931	Jd	$3.0064 + 0.2687t$	$-0.8390 + 0.4810t$	3.1213
	559.876	Je	$-2.5144 - 1.1126t$	$1.4574 - 1.7675t$	2.9063
$\Delta(\text{Io})$	11.862	λ_5	$1.1776 + 0.2670t$	$-4.4928 - 0.0320t$	4.6446
	559.876	Je	$0.4426 - 4.1923t$	$0.9392 + 3.6135t$	1.0383
	5.931	Jd	$0.1625 + 0.0259t$	$-0.0466 + 0.0346t$	0.1690
	137.118	Jc	$-0.0700 + 0.1832t$	$0.0750 + 0.1141t$	0.1026
$ \bar{\Lambda} $	11.862	λ_5	$-21.2545 - 4.5696t$	$82.8332 - 0.1682t$	85.5167
	5.931	Jd	$-3.0064 - 0.2709t$	$0.8391 - 0.4821t$	3.1213
	559.876	Je	$2.4911 + 1.2239t$	$-1.4717 + 1.6682t$	2.8933

Таблица 2. Периодические и смешанные члены геодезического вращения 8 регулярных спутников Юпитера, вычисленные (для углов Эйлера, возмущающих членов физической либрации и абсолютной величины вектора их углового поворота) относительно SSB и плоскости средней орбиты исследуемого спутника эпохи J2000.0 (*представлена в электронном виде*)

Таблица 3. Периодические и смешанные члены геодезического вращения 8 регулярных спутников Юпитера, вычисленные (для углов Эйлера, возмущающих членов физической либрации и абсолютной величины вектора их углового поворота) относительно SSB и плоскости средней орбиты барицентра Юпитерианской системы (средней орбиты Юпитера) эпохи J2000.0 (*представлена в электронном виде*)

Таблица 4. Периодические и смешанные члены геодезического вращения 8 регулярных спутников Юпитера, вычисленные (для возмущающих членов физической либрации и абсолютной величины вектора их углового поворота) относительно JSB и плоскости средней орбиты исследуемого спутника эпохи J2000.0 (*представлена в электронном виде*)

Таблица 5. Периодические и смешанные члены геодезического вращения 86 иррегулярных спутников (J6–J13, J17–J72, J5501–J5507, J5509–J5523) Юпитера, вычисленные для абсолютной величины вектора их углового поворота относительно SSB (*представлена в электронном виде*)

Таблица 6. Периодические и смешанные члены геодезического вращения 86 иррегулярных спутников (J6–J13, J17–J72, J5501–J5507, J5509–J5523) Юпитера, вычисленные для абсолютной величины вектора их углового поворота относительно JSB (*представлена в электронном виде*)

$$\begin{aligned}
\lambda_{52} &= W2 = 36^\circ.02 + 37027117^\circ.8t, \\
OL52 &= \Omega_{52} = J4 = 355^\circ.80 + 11913^\circ.0t, \\
\lambda_{53} &= W3 = 44^\circ.06 + 18378506^\circ.4t, \\
OL53 &= \Omega_{53} = J5 = 119^\circ.90 + 2621^\circ.0t, \\
\lambda_{54} &= W4 = 259^\circ.51 + 7878833^\circ.9t, \\
OL54 &= \Omega_{54} = J6 = 229^\circ.80 + 643^\circ.0t.
\end{aligned}$$

Для удобства вычислений из полученных результатов табл. 1–6 геодезической нутации на любой момент времени (даты) формулу (1) представим в виде

$$\begin{aligned}
\Delta x = \sum_j ((C_{0j}(\Delta x) + C_{1j}(\Delta x)t) \cos(Arg_j) + \\
+ (S_{0j}(\Delta x) + S_{1j}(\Delta x)t) \sin(Arg_j)),
\end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned}
C_{0j}(\Delta x) + C_{1j}(\Delta x)t &= \Delta x_{Cj0} + \Delta x_{Cj1}t = C(\Delta x_j), \\
S_{0j}(\Delta x) + S_{1j}(\Delta x)t &= \Delta x_{Sj0} + \Delta x_{Sj1}t = S(\Delta x_j), \\
Arg_j &= v_{j0} + v_{j1}t.
\end{aligned}$$

Для Юпитера и его регулярных спутников величины для вычисления аргумента Arg_j приведены выше. Для иррегулярных спутников Юпитера используемые в вычислениях Arg_j величины периодов Ph_j гармоник в Юлианских днях можно найти в шестом столбце табл. 5–6 (в этом случае для вычислений Arg_j в градусах используются следующие выражения:

$$\begin{aligned}
\lambda_{5j} - \lambda_5 &= (360 \times 365250 / Ph_j)t - 34^\circ.35, \\
\lambda_{5j} + \lambda_5 &= (360 \times 365250 / Ph_j)t + 34^\circ.35
\end{aligned}$$

и для других $Arg_j = (360 \times 365250 / Ph_j)t$).

Спутники Юпитера условно разделены по группам. Наиболее близкими к Юпитеру из них являются обычные (регулярные) спутники с синхронным вращением, которые, в свою очередь, разделены на две группы: внутренние спутники или группа Амальтеи (самые близкие к Юпитеру, поддерживающие его систему колец) и Галилеевы спутники или основная группа (одни из крупнейших по массе среди объектов Солнечной системы после Солнца и 8 больших планет). Более удаленными от Юпитера являются нерегулярные (иррегулярные) спутники с прямым и обратным движением по орбите. Они так же разделены по своей удаленности от Юпитера и близости орбит на группы (рис. 6 и 7) (группы с прямым движением по орбите: 1-я – Фемисто, 2-я – Гималия, 3-я – Карпо, 4-я – Валетудо; группы с обратным движением по орбите: 5-я – Ананке, 6-я – Карме, 7-я – Пасифе), а некоторые из них являются по своим характеристикам единственными в группе (Фемисто и Валетудо) (Шеппард, 2023). Следует отметить, что группы Карме и Пасифе (рис. 6 и 7) пересекаются по расстоянию от Юпитера (величины больших полуосей орбит спутников этих групп располагаются между 22–24 млн км и 22–25 млн км соответственно), их основное различие отражается в наклонах их орбит (между 164° – 166° и 141° – 157° соответственно) (Horizons On-Line Ephemeris System (Гиоргини и др., 2001)).

На рис. 6 и 7 отображена динамика поведения основных гармоник спектров мощности S_p исследуемых 86 иррегулярных спутников в зависимости от их удаленности (a – большая полуось их орбиты) от Юпитера, вычисленные для абсолютных величин векторов

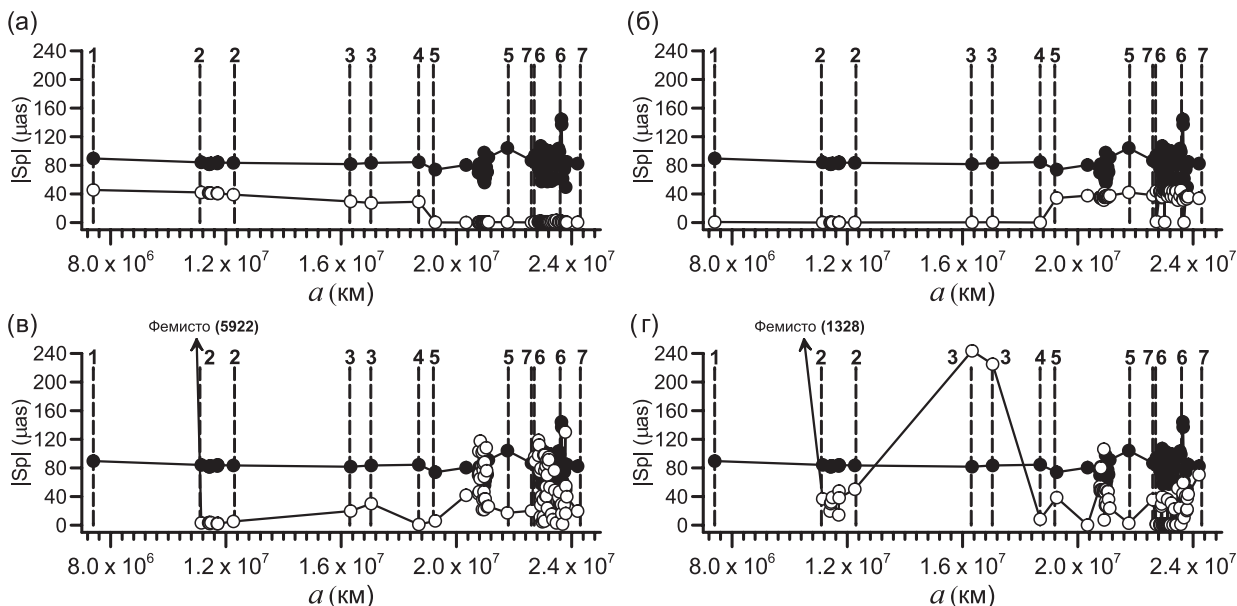


Рис. 6. Поведение основных гармоник спектров мощности 86 иррегулярных спутников (J6–J13, J17–J72, J5501–J5507, J5509–J5523) Юпитера, вычисленные для абсолютных величин векторов их углового поворота геодезического вращения $|\bar{\Lambda}_{SSB}|$ относительно SSB для аргументов гармоник: (а) λ_5 и $\lambda_{5j} - \lambda_5$, (б) λ_5 и $\lambda_{5j} + \lambda_5$, (в) λ_5 и Ω_{54} , (г) λ_5 и JPr_j .

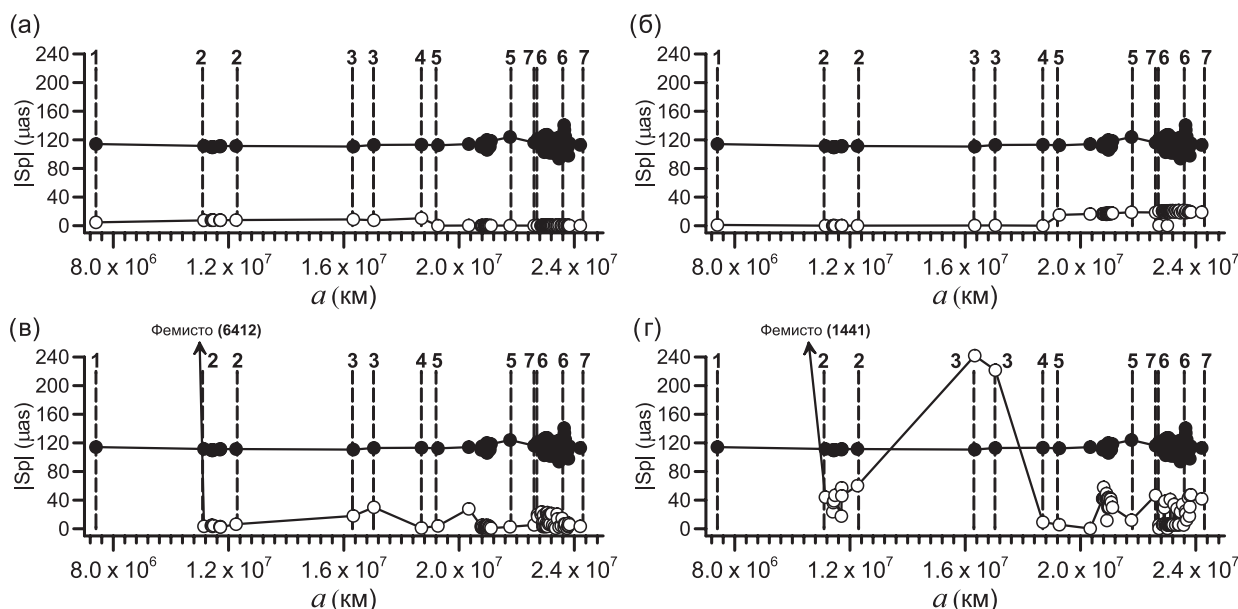


Рис. 7. Поведение основных гармоник спектров мощности 86 иррегулярных спутников (J6–J13, J17–J72, J5501–J5507, J5509–J5523) Юпитера, вычисленные для абсолютных величин векторов их углового поворота геодезического вращения $|\bar{\Lambda}_{JSB}|$ относительно JSB для аргументов гармоник: (а) λ_5 и $\lambda_{5j} - \lambda_5$, (б) λ_5 и $\lambda_{5j} + \lambda_5$, (в) λ_5 и Ω_{54} , (г) λ_5 и JPr_j .

их углового поворота геодезического вращения $|\bar{\Lambda}_{SSB}|$ и $|\bar{\Lambda}_{JSB}|$ относительно SSB и JSB соответственно.

Черными точками на этих рисунках обозначена гармоника средней долготы Юпитера λ_5 , а белыми — другие гармоники, пунктирными линиями с цифрами обозначены границы групп иррегулярных спутников. $JPr_j = 2JPa_j$ — гармоники, связанные с прецессией линии апсид, либо (в случае если в Horizons On-Line Ephemeris System отсутствует информация о прецессии линии апсид) с прецессией линии узлов $JPr_j = 2JPN_j$ (где $JPa_j = 36000/Pa_j$ градусов в столетие, $JPN_j = 36000/Pn_j$ градусов в столетие, Pa_j , Pn_j — периоды прецессии перицентра и прецессии долготы восходящего узла взятые из Horizons On-Line Ephemeris System (Гиоргини и др., 2001)). Спутники, у которых отсутствует информация о прецессии линии апсид, а есть информация о прецессии линии узлов: J18 Фемисто, J34 Эвпории, J46 Карпо и J5520 S2018_J4. Заметим, что у спутника J5520 гармоника JPN_j доминирует над гармоникой $2JPN_j$, поэтому на рис. 6 и 7 для этого спутника $JPr_j = JPN_j$.

Юпитер и его спутники находятся в среднем на одном расстоянии от Солнца, чья масса является доминирующей в Солнечной системе, и движутся относительно него в среднем с одной скоростью. Таким образом, одна из частей геодезического вращения для планет, имеющих спутники, и их спутников является результатом их орбитального движения вокруг SSB, а величины их геодезического вращения, вызванного влиянием Солнца, подобно величинам геодезического вращения Земли и Луны (Пашкевич, 2016), должны быть достаточно близки между собой. Подтверждения

этого можно наблюдать в поведении вклада периодической гармоники с аргументом λ_5 в спектрах мощности (рис. 1–7), численные значения которой для всех исследуемых небесных тел тоже достаточно близки друг другу.

У большинства исследуемых тел спутников вклад этой гармоники в их геодезическую нутацию является преобладающим. Больше всего исключений у спутников с вычисленными гармониками для абсолютной величины вектора их углового поворота геодезического вращения относительно SSB (36 спутников):

а) у 28 иррегулярных спутников: (Карме) J11, (Ананке) J12, (Халдене) J21, (Гарпалике) J22, (Эриноме) J25, (Праксидике) J27, (Тионе) J29, (Этне) J31, (Эванте) J33, (Пазифее) J38, (Аойде) J41, (Эвкеладе) J47, J57, J64, J66, J69, J5503, J5506, J5513, J5514, J5517, J5518, J5523, где доминирует 559.876-летняя гармоника с узлом Ω_{54} , а 11.862-летняя — λ_5 — является второй в спектре; для J35 (Ортозие) она вторая в спектре, на первом — 71.793-летняя гармоника $2JPa_{35}$; для J46 (Карпо) она вторая в спектре, на первом — 56.119-летняя гармоника $2JPN_{46}$; для J54 она вторая в спектре, на первом — 86.226-летняя гармоника $2JPa_{54}$; для J5520 она вторая в спектре, на первом — 195.21-летняя гармоника JPN_{5520} ; для (Фемисто) J18 она третья в спектре, после Ω_{54} и 210.1-летней гармоники $2JPN_{18}$;

б) у всех восьми регулярных спутников: четырех Галлеевых — вторая после гармоники элонгации этих спутников, четырех внутренних — третья после гармоники элонгации этих спутников и 5.931-летней гармоники J8.

Для спутников с вычисленными гармониками для абсолютной величины вектора их углового поворота

геодезического вращения относительно JSB исключения только у трех иррегулярных спутников: для J46 (Карпо) она вторая в спектре, на первом — 56.119-летняя гармоника $2J_{Pn46}$; для J5520 она вторая в спектре, на первом — 195.21-летняя гармоника J_{Pn5520} ; для (Фемисто) J18 она третья в спектре, после Ω_{54} , и 210.1-летней гармонике $2J_{Pn18}$.

У Фемисто (J18) гармоника Ω_{54} является преобладающей среди гармоник геодезической нутации всех исследуемых спутников. Ее вклады в спектры мощности на рис. 6 (в) и 7 (в) составляют 5922 микросекунды дуги и 6412 микросекунд дуги соответственно. Гармоника $2J_{Pn}$ того же спутника J18 является второй среди гармоник геодезической нутации всех исследуемых спутников. Ее вклады в спектры мощности на рис. 6г и 7г составляют 1328 мксек. дуги и 1441 мксек. дуги соответственно.

Как было показано в нашей предыдущей статье (Пашкевич, Вершков, 2024), геодезическое вращение спутников Юпитера определяется не только Солнцем, но и Юпитером. Таким образом, другая часть геодезического вращения для планет, имеющих спутники, и их спутников является результатом их орбитального движения вокруг барицентра спутниковой системы планеты. Обращение спутников Юпитера вокруг двух барицентров JSB и SSB отражается появлением в рассматриваемых параметрах геодезического вращения (параметрах геодезической нутации) для каждого спутника двух гармоник: с аргументом D_{5j} (j — номер спутника) и гармонике с аргументом λ_5 соответственно. Появление других гармоник связано с внешним воздействием возмущающих тел (в данной работе: прямое влияние от Солнца, Луны, Плутона и больших планет Солнечной системы; косвенное влияние (через используемые эфемериды) от спутников, астероидов и прочих небесных тел).

Из-за близости регулярных спутников к Юпитеру вклад гармоник геодезического вращения относительно SSB с аргументом D_{5j} для абсолютной величины вектора их углового поворота $|\vec{\Lambda}|$ (рис. 2, 4) и (табл. 2, 3) является наибольшим. Таким образом, величины геодезической нутации регулярных спутников относительно SSB в $|\vec{\Lambda}|$ значительно превосходят аналогичную величину геодезической нутации Юпитера (рис. 1 и табл. 1). Это связано с тем, что из-за близкого к ним расстояния Юпитер оказывает большее влияние на их геодезическое вращение, чем Солнце на Юпитер. У Юпитера в $|\vec{\Lambda}|$ доминирует гармоника с аргументом λ_5 , отражающая его обращение вокруг SSB, поскольку, как уже было сказано, его спутники оказывают малое влияние. Для геодезического вращения регулярных спутников относительно JSB величины их гармоник с аргументом D_{5j} в $|\vec{\Lambda}|$ на три порядка меньше (рис. 3, 5 и табл. 4). В этом случае у этих спутников доминирует гармоника с аргументом λ_5 . Таким образом, в периодических членах геодезического вращения регулярных спутников от-

носительно JSB главенствующим возмущением является возмущение от Солнца, а в периодических членах геодезического вращения регулярных спутников относительно SSB на первом месте становится возмущение от Юпитера, а затем от Солнца.

В периодических членах геодезического вращения иррегулярных спутников относительно SSB (рис. 6, табл. 5) и относительно JSB (рис. 7, табл. 6) (за исключением 28 и 3 вышеназванных спутников соответственно) доминирует гармоника с аргументом λ_5 . Это указывает на то, что в периодических членах геодезического вращения большинства исследуемых спутников Юпитера преобладает возмущение от Солнца.

Преобладание долгопериодических гармоник (табл. 2, 3, 5, 6) в периодических членах геодезического вращения у всех спутников, попавших в исключение (рис. 2, 4, 6, 7), связано с прямыми и косвенными внешними воздействиями (помимо Солнца и Юпитера) от других, упомянутых выше, возмущающих тел.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные аналитические величины геодезической нутации исследуемых небесных тел могут быть использованы для численного исследования вращения этих тел в релятивистском приближении, а также при изучении влияния внутренних физических процессов этих тел на их вращение. Заметим, что для спутников Юпитера внутренние физические явления, оказывающие влияние на их вращение, например, связанные с приливами от Юпитера и наличием жидкого вещества в недрах спутников, могут оказаться близкими по величине с эффектом геодезической нутации. Таким образом, один эффект будет накладываться на другой, и на практике выделить их из наблюдений будет непросто. Поэтому вычисление эффектов геодезической нутации может позволить отделить одно явление от другого. Действительно, в параметрах вращения, полученных из наблюдений, будут присутствовать найденные нами величины гармоник геодезической нутации. Следовательно, путем вычитания величин этих гармоник геодезической нутации из соответствующих величин параметров вращения — это явление отделяется от оставшихся.

Очевидно, что в настоящее время для большинства далеких спутников их вращение вокруг своих осей неизвестно. Однако одной из уникальностей наших исследований является то, что даже при полном отсутствии информации о параметрах вращения исследуемых небесных тел (т.е. даже не зная положения их собственных осей вращения в пространстве), зная только их орбитальные параметры и массы основных возмущающих тел, можно вычислять релятивистские эффекты вращения этих тел вокруг своих осей (в частности, геодезической прецессии и геодезической ну-

тации — для вектора угловой скорости геодезического вращения их осей).

В настоящее время происходит стремительное развитие современной космонавтики. К различным небесным телам Солнечной системы стартует одна космическая миссия за другой. Результаты некоторых из этих космических миссий (такие как Juno, см. Болтон и др., 2017; Дуранте и др., 2024) уже определяют или уточняют вращение вокруг своей оси для некоторых исследуемых нами небесных тел. Таким образом, это позволяет в ближайшем будущем использовать для таких объектов полученные нами результаты.

Таблицы периодических и смешанных членов геодезического вращения Юпитера и 94 его спутников, вычисленные в исследуемых параметрах для вычисления их геодезической нутации, приводятся в электронном виде.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 125021201995-7 “Космометрия”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абалакин В.К., *Основы эфемеридной астрономии*. М.: Наука, 1979. 448 с.
- Архинал и др. (B.A. Archinal, C.H. Acton, M.F. A'Hearn, A. Conrad, G.J. Consolmagno, T. Duxbury, D. Hestroffer, J.L. Hilton, R.L. Kirk, S.A. Klioner, D. McCarthy, K. Meech, J. Oberst, J. Ping, P.K. Seidelmann, D.J. Tholen, P.C. Thomas, I.P. Williams), Report of the IAU Working Group on Cartographic Coordinates and Rotational Elements, *Celest. Mech. Dyn. Astron.* **130**, 21 (2015); <https://doi.org/10.1007/s10569-017-9805-5>.
- Болтон и др. (S.J. Bolton, A. Adriani, V. Adumitroaie, M. Allison, J. Anderson, S. Atreya, J. Bloxham, S. Brown, J.E.P. Connerney, E. DeJong, W. Folkner, D. Gautier, D. Grassi, S. Gulkis, T. Guillot, C. Hansen, W.B. Hubbard, L. Iess, A. Ingersoll, M. Janssen, J. Jorgensen, Y. Kaspi, S.M. Levin, C. Li, J. Lunine, Y. Miguel, A. Mura, G. Orton, T. Owen, M. Ravine, E. Smith, P. Steffes, E. Stone, D. Stevenson, R. Thorne, J. Waite, D. Durante, R.W. Ebert, T.K. Greathouse, V. Hue, M. Parisi, J.R. Szalay, R. Wilson), *Science* **356**, 821 (2017); <https://doi.org/10.1126/science.aal2108>.
- Бретаньон (P. Bretagnon), *Astron Astrophys.* **329**, 329 (1998).
- Брумберг (V.A. Brumberg), *Proc. IAU Colloq.* 180. U.S. Naval Observatory, 2000. P. 293.
- Вулард Э., *Теория вращения Земли вокруг центра масс*. М.: Физматгиз, 1963. 144 с.
- Гиоргини (J.D. Giorgini), 33rd AAS/DPS Meet. New Orleans. LA. Nov 26. 2001–Dec 01. 2001.
- Вершков А.Н., Пашкевич В.В., *Изв. ГАО* **230**, 29 (2023); <https://doi.org/10.31725/0367-7966-2023-230-4>
- Де Ситтер (W. De Sitter), *MNRAS* **77**, 155 (2016); <https://doi.org/10.1093/mnras/77.2.155>.
- Джекинс (G.M. Jenkins), *Spectral analysis and its applications*. San Francisco, Cambridge, London, Amsterdam: Holden-day, 1969. 525 p.
- Дуранте и др. (D. Durante, P. Cappuccio, I. di Stefano, M. Zannoni, L. Gomez Casajus, G. Lari, M. Falletta, D.R. Buccino, L. Iess, R.S. Park, and S.J. Bolton), *Astrophys. J.* **971**, 145 (2024); <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad5ff5>.
- Ерошкин, Пашкевич (G.I. Eroshkin and V.V. Pashkevich), *Artificial Satellites* **42**, 59 (2007) <https://doi.org/10.2478/v10018-007-0017-1>.
- Зоффель и др. (M. Soffel, S.A. Klioner, G. Petit, P. Wolf, S.M. Kopeikin, P. Bretagnon, V.A. Brumberg, N. Capitaine, T. Damour, T. Fukushima, B. Guinot, T.-Y. Huang, L. Lindegren, C. Ma, K. Nordtvedt, J.C. Ries, P.K. Seidelmann, D. Vokrouhlicky, C.M. Will, and C. Xu), *Astron. J.* **126**, 2687 (2003).
- Копейкин и др. (S. Kopeikin, M. Efroimsky, and G. Kaplan), *Relativistic Celestial Mechanics in the Solar System* (Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2011), p. 1; <https://doi.org/10.1002/9783527634569>
- Ленс (J. Lense and H. Thirring), *Physikalische Zeitschrift*. **19**, 156 (1918) (Bibcode 1918PhyZ ... 19..156L (<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1918PhyZ...19..156L>)).
- Парк (R.S. Park), *Astron. J.* **161**, 1 (2021); <https://doi.org/10.3847/1538-3881/abd414>
- Пашкевич В.В., *Вестн. СПбГУ. Сер. 1.* **3**, 506 (2016).
- Пашкевич В.В., Вершков А.Н., *Астрон. вестник*. **58**, 129 (2024); <https://doi.org/10.31857/S0320930X24010109> [V.V. Pashkevich and A.N. Vershkov, *Solar System Res.* 2024. V. 58. № 1. P. 122 140. <https://doi.org/10.1134/S0038094624010088>]
- Пашкевич В.В., Вершков А.Н., *Изв. ГАО* № 235, 51 (2024a); <https://doi.org/10.31725/0367-7966-2024-235-51-68>
- Пети и др. (G. Petit, B. Luzum, et al.), *IERS Tech. Note* **36**, 1 (2010).
- Суслов Г.К., *Теоритическая механика*. М.-Л.: ОГИЗ, 1946. 655 с.
- Томас (L.H. Thomas), *Nature* **117**, 514 (1916).
- Томас (L.H. Thomas), *London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **3**, 1 (1927); <https://doi.org/10.1080/14786440108564170>
- Фукушима (T. Fukushima), *Astron. Astrophys.* **244**, L11 (1991).
- Шеппард (Scott S. Sheppard), *Jupiter Moons sites.google.com*. Дата обращения: 23 февраля 2023. (<https://sites.google.com/carnegiescience.edu/sheppard/moons/jupitermoons>). Архивировано 24 апреля 2019 г.

ВАРИАЦИИ ПОЛНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ ПО ДАННЫМ О КОНЦЕНТРАЦИИ ^{10}Be В АНТАРКТИЧЕСКОМ ЛЬДУ

© 2025 г. М. Г. Огурцов^{1*}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25.04.2025 г.

После доработки 04.08.2025 г.; принята к публикации 19.08.2025 г.

В последнее время был получен ряд долговременных реконструкций полной солнечной радиации (TSI), указывающих на то, что амплитуда ее вековых вариаций не превышает 1 Вт/м^2 . Такая малая амплитуда предполагает очень слабое влияние TSI на изменение климата Земли как в прошлом, так и в будущем. В настоящей работе показано, что данные по концентрации космогенного бериллия во льдах центральной Антарктиды плохо вписываются в сценарий малой амплитуды. Вариации концентрации ^{10}Be в антарктическом льду указывают на то, что рост TSI может достигать $1.4\text{--}2.7 \text{ Вт/м}^2$ после окончания минимума Маундера (конец XVII в.) и до 3.4 Вт/м^2 после минимума Шперера (первая половина XV в.). Обсуждены причины сохраняющихся неопределенностей и направление дальнейших исследований.

Ключевые слова: Солнце, солнечная палеоастрофизика, солнечная активность.

DOI: 10.31857/S0320010825040068

ВВЕДЕНИЕ

Полная солнечная радиация (total solar irradiance, TSI) представляет собой значение интегрального по всему спектру потока солнечной энергии, приходящего в верхнюю часть земной атмосферы при среднем расстоянии между Солнцем и Землей. Вариации этой величины тесно связаны с изменениями магнитной активности Солнца. Поэтому сведения о временных вариациях TSI представляют значительный интерес для солнечной астрофизики. Однако на сегодня эти сведения весьма ограничены. Какова амплитуда долговременных вариаций этой величины? Всегда ли TSI изменяется синхронно с основными солнечными циклами? Полностью ли определяются вариации TSI соответствующими изменениями числа солнечных пятен и факелов? Ответы на эти вопросы до конца не ясны, в первую очередь по причине краткости экспериментальных данных о полной солнечной радиации — систематические и надежные инструментальные измерения TSI начались лишь в 1978 г. Помимо чисто научного интереса, данные о вариациях TSI имеют и практическое значение, поскольку приходящая от Солнца радиация является одним из климатообразующих факторов. Однако наши знания о долговременных вариациях этой величины пока еще ограничены. Регулярный мониторинг TSI спутниковыми радиометрами начался в 1978 г. Кросс-калибровка и объединение данных от разных инструментов в одну серию создают определенные проблемы, напри-

мер, заполнение пробела ACRIM (ACRIM gap, июль 1989 г.—октябрь 1991 г.) (Кривова и др., 2009; Скафетта, Уилсон, 2019; Амдур, Хайберс, 2023). Поэтому различные версии экспериментально измеренной величины TSI, имеющиеся в настоящее время (ACRIM, PMOD, IRMB), дают различные значения долгосрочного тренда, вследствие чего по вопросу об амплитуде вековой вариации TSI возникли продолжительные дискуссии (Захариас, 2014; Дюдок де Вит и др., 2017; Скафетта, 2023). Наши знания о вариациях TSI в доинструментальную эпоху еще менее полны, особенно если брать период ранее конца XIX в., когда стали доступны наблюдения за полным диском Солнца. В настоящее время имеются три типа реконструкций полной солнечной радиации ранее 1978 г., полученные с помощью различных индикаторов, как прямых инструментальных, так и косвенных:

а) Реконструкции TSI, полученные косвенным способом, при помощи долгоживущих космогенных радиоизотопов. Они используют концентрации изотопов ^{10}Be и ^{14}C в земных архивах в качестве индикаторов солнечной магнитной активности и позволяют реконструировать TSI в масштабах времени от многих столетий до тысячелетий.

Несмотря на значительные успехи, достигнутые солнечной палеоастрофизикой в последние годы (см. Усоскин, 2023), эти реконструкции все еще не свободны от ряда недостатков. Наши знания о процессах, которые определяют концентрацию радионуклидов в природных архивах в прошлом — их перераспределение в земных резервуарах, перенос и атмосферное

*Электронный адрес: maxim.ogurtsov@mail.ioffe.ru

перемешивание, дальнейшее архивирование, значение геомагнитного дипольного момента, — не всегда достаточно точны. Сохраняющиеся неопределенности моделей могут существенно влиять на их результаты. Другим недостатком является то, что данные по космогенным изотопам не позволяют извлечь никакой информации о факельной активности, вариации которой также оказывают существенное влияние на долговременные изменения TSI (Соланки и др., 2002; Клетте и др., 2023).

б) Реконструкции TSI, полученные при помощи телескопных данных о числе солнечных пятен. Регистрация солнечных пятен началась в начале XVII в. Эти временные серии обобщают результаты большого количества астрономов, использовавших разные телескопы и различные методики наблюдения и подсчета солнечных пятен. Они также имеют недостатки. Во-первых, качество наблюдений солнечных пятен ухудшается по мере углубления в прошлое. Из-за возникающих вследствие этого неопределенностей значительная разница между существующими в настоящее время версиями данных о группах солнечных пятен сохраняется до второй половины XIX в. (см. рис. 2 из Чатзистергос и др., 2023). Огурцов (2013) высказал сомнение в принципиальной пригодности инструментальных наблюдений, проведенных до середины XIX в., для количественной оценки солнечной активности. Другая проблема заключается в том, что данные о числе солнечных пятен, также как и данные о концентрации космогенных изотопов, не содержат никакой информации об эволюции солнечных факелов.

в) Реконструкции TSI, использующие как инструментальные наблюдения солнечных пятен, так и наблюдения полного диска Солнца в однократно ионизированной линии Ca—Ca II К. Данные по Ca II К доступны с конца XIX в. (Чатзистергос и др., 2021, 2022). Они дают информацию об эволюции солнечных факелов. Использование фотографических данных в линии Ca II К для реконструкции полной солнечной радиации началось более 20 лет назад (Фоукал, 2012; Ванг, Лин, 2021; Ксю и др., 2021; Пенза и др., 2022; Чатзистергос и др., 2023). К настоящему времени достигнуты успехи в разработке эмпирических и полуэмпирических моделей, которые связывают вариации TSI с соответствующими изменениями числа ярких факелов и темных солнечных пятен (Чатзистергос и др., 2023). Такие модели, как SATIRE, NRLST, EMPIRE, CHRONOS, LIRICA, уже применялись для реконструкции TSI на различных временных масштабах (см. Ву и др., 2018; Егорова и др. 2018; Локвуд и Болл, 2020; Чатзистергос и др., 2024). Реконструкции, которые использовали наблюдения в линии Ca II К и, следовательно, основаны на сочетании данных о факелах и солнечных пятнах, на сегодняшний день являются наиболее точным и надежным источником информации об изменениях TSI ранее 1978 г.

Таким образом, реконструкции, основанные на данных по космогенным изотопам и солнечным пятнам, охватывают достаточно длительные временные интервалы (от нескольких столетий до тысячелетий), но страдают от значительных неопределенностей. Как следствие, различные реконструкции TSI сильно отличаются друг от друга. Например, имеющиеся оценки ΔTSI_{mM}^{LMm} — роста TSI между поздним минимумом Маундера (LMm, конец XVII—начало XVIII в.) и современным максимумом (mM, 1950 г.—начало XXI века) — охватывают диапазон от 0.2 до 5.8 Вт/м² (см. табл. 1).

Реконструкции TSI, которые используют данные как по солнечным пятнам, так и по факелам, лучше согласуются друг с другом (см. рис. 16а из работы Ванг и Лин, 2021). Однако они довольно короткие и начинаются только с конца XIX в.

Таблица 1 показывает, что большинство реконструкций, дающих большую амплитуду (БА) вековых изменений полной солнечной радиации, были получены на ранних этапах исследований. В то время как все большее число современных экспертов приходит к выводу, что величина долговременных вариаций TSI, включая ΔTSI_{mM}^{LMm} , была менее 1 Вт/м² (см. также Шривер и др., 2011; Коддингтон и др., 2016). В пользу малой амплитуды (МА) вековых колебаний TSI свидетельствуют и данные инструментальных измерений этой величины (Монтиллет и др., 2022). Представления о малой амплитуде долговременных вариаций TSI стали безусловно доминирующими в консорциуме IPCC (МГЭИК) (Михр и др. 2013; МГЭИК, 2021). Радиационный форсинг, связанный с изменениями солнечной активности, IPCC также считает крайне незначительным. В пятом отчете (Михр и др., 2013) величина солнечного радиационного форсинга в 1750–2011 гг. оценена в 0.0–0.10 Вт/м². В шестом отчете (МГЭИК, 2021) эта величина равна $-0.12 \dots + 0.15$ Вт/м². IPCC явно отдает предпочтение МА-реконструкциям, таким как временные серии Юнгклауса и др. (2017), Маттеса и др. (2017) (см. рис. 2.2 из работы Гулев и др., 2021), которые дают величину векового изменения TSI менее 1 Вт/м². Концепция малой амплитуды вариаций TSI, получила полное выражение в работе Локвуда и Болла (2020), где изменение среднего значения TSI после 1700 г. было оценено в $-0.75 \dots 0.40$ Вт/м². Авторы настоящей работы так же, как и (МГЭИК, 2021), не исключают того, что полная солнечная радиация в конце Маундеровского минимума была больше, чем в современную эпоху. Уровень доверия к полученным оценкам, фактически определяющийся степенью изученности данного явления, при этом считается средним (Михр и др., 2013; МГЭИК, 2021). Следует отметить, что, если вековые изменения в TSI следуют сценарию МА (амплитуда менее 1 Вт/м²), прямое солнечное воздействие на климат Земли оказывается крайне незначительным. В шестом отчете изменения

Таблица 1. Долговременные реконструкции полной солнечной радиации, полученные различными способами

Источник	Использованный индикатор TSI	ΔTSI_{MM}^{LMM} (Вт/м ²)
Лин и др. (1992)	Солнечные индексы	3.3
Хойт и Шаттен (1993)	Солнечные пятна	4.5
Бард и др. (2000)	¹⁰ Be	3.5
Ванг и др. (2005)	Солнечные индексы	1.0
Балмаседа и др. (2007)	Солнечные пятна	1.3
Делайгу и Бард (2011)	¹⁰ Be	0.80
Шапиро и др. (2011)	¹⁰ Be	6.3
Стейнхилбер и др. (2012)	¹⁴ C, ¹⁰ Be	1.2
Рот и Джоос (2013)	¹⁴ C	0.80
Веласко Херрера и др., (2015)	Солнечные пятна	0.70–0.80
Лин (2018)	¹⁴ C, ¹⁰ Be	0.75–0.92
Ву и др. (2018)	¹⁴ C, ¹⁰ Be	0.90
Егорова и др. (2018)	¹⁴ C, ¹⁰ Be	4.7–5.8
Ванг и Лин (2021)	Солнечные пятна	0.2–0.7
Пенза и др. (2022)	¹⁴ C, ¹⁰ Be	2.5
Девитт и др. (2022)	Солнечные пятна	0.15
Чатзистергос (2024)	Солнечные пятна	<1.0

глобальной температуры, связанные с солнечной активностью, оцениваются в 0.01°C начиная с середины XVIII в. (МГЭИК, 2021). Шмутц (2021) оценил амплитуду колебаний глобальной температуры, вызванных вариациями TSI, в 0.02–0.05°C. Соответственно, столь незначительные вариации окажут крайне слабое влияние на будущую эволюцию климата (см. Седлачек и др., 2023).

Целью данной работы была проверка того, являются ли сценарий с малой амплитудой изменений TSI в прошлом безусловно предпочтительным, и следует ли считать альтернативные сценарии полностью устаревшими. В качестве источника информации были использованы данные по концентрации космогенного ¹⁰Be во льдах центральной Антарктиды.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Космогенный радионуклид ¹⁰Be образуется в атмосфере Земли под действием космических лучей. Серии данных по концентрации космогенных изотопов в земных архивах служат хорошо известным показателем солнечной активности. В настоящей работе использованы данные о концентрации ¹⁰Be в антарктическом льду, измеренные Бардом и др. (2000) и Делайгу и Бардом (2011). Данные Барда и др. (2000) охватывают временной интервал 843–1982 гг. н.э., а серия Делайгу и Барда (2011) охватывает временной интервал 695–1982 гг. н.э. Ряд Барда и др. (2000), приведенный в промилле, был преобразован в нормализованную концентрацию бериллия, используемую Делайгу и Бардом (2011). Обе бериллиевые серии показаны на рис. 1.

Временной ряд Барда и др. (2000) использовал только измерения ¹⁰Be, сделанные на Южном полюсе, в то время как ряд Делайгу и Барда (2011) был основан на измерениях, сделанных во льдах как Южного полюса, так и купола Фудзи. Эти две станции находятся на расстоянии более 1000 км друг от друга. Хотя области центральной Антарктиды характеризуются довольно высокой метеорологической стабильностью (циклоны — основной источник краткосрочных погодных колебаний — редко проникают в глубь континента), влияние местных метеорологических условий на концентрацию ¹⁰Be во льду нельзя полностью исключить. Поэтому объединение данных, полученных в двух достаточно удаленных местах, должно уменьшить влияние локальной метеорологии на бериллиевый ряд. Для оценки возможных климатических эффектов в данных по концентрации ¹⁰Be Делайгу и Бард (2011) провели численный эксперимент, в котором они рассчитали концентрацию ¹⁴C в атмосфере, используя скорость образования, основанную на концентрации бериллия, в качестве входных данных углеродообменной модели. Поскольку радиоуглерод хорошо перемешивается в атмосфере, его концентрация нечувствительна к колебаниям местного климата центральной Антарктиды. Убедительная корреляция ($R_1 = 0.9$) между значениями $\Delta^{14}\text{C}$, измеренными и смоделированными с использованием ряда Делайгу и Барда (2011), доказывает слабость климатических эффектов в этой серии. Оба антарктических ряда были использованы для реконструкции TSI. Масштабный коэффициент, определяющий уменьшение TSI во время минимума Маундера по сравнению с со-

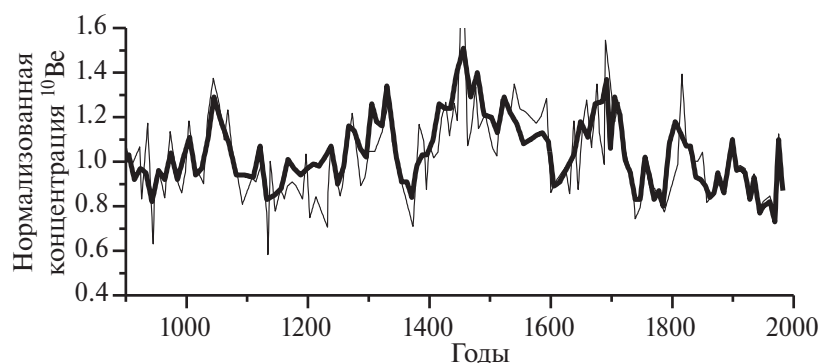


Рис. 1. Данные о концентрации ^{10}Be в антарктическом льду. Тонкая линия — Бард и др. (2000), жирная линия — Делайгу и Бард (2011).

временным значением, является ключевым параметром для оценки изменений полной солнечной радиации в прошлом по данным ^{10}Be . Значительная разница между реконструкциями, полученными в работах Бард и др. (2000) и Делайгу и Бард (2011), возникла из-за разницы в используемых значениях масштабного коэффициента. Бард и др. (2000) использовали в качестве этого значения 0.25% от современного среднего значения TSI, которое они полагали равным 1361 Вт/м^2 . Делайгу и Бард (2011) использовали увеличение солнечной радиации между минимумом Маундера и минимумами последних циклов, равное 0.5 Вт/м^2 , что было рекомендовано четвертым докладом МГЭИК (2007). Это значение, согласно МГЭИК (2007), вытекает из правдоподобного физического понимания процессов на Солнце, в то время как более высокие оценки ΔTSI_{mM}^{LMm} базируются на предполагаемых изменениях TSI, основанных на устаревших данных о колебаниях яркости солнцеподобных звезд. В итоге, Бард и др. (2000) получили $\Delta TSI_{mM}^{LMm} \approx 3.5 \text{ Вт/м}^2$, в то время как Делайгу и Бард (2011) получили $\Delta TSI_{mM}^{LMm} \approx 0.8 \text{ Вт/м}^2$. Фактически, масштабирование в обоих случаях основывалось на весьма произвольных предположениях.

В настоящей работе для преобразования концентрации бериллия в полную солнечную радиацию (калибровки) вместо использования более или менее обоснованных предположений и догадок были использованы наиболее надежные современные реконструкции TSI, основанные на инструментальных данных не только о солнечных пятнах, но и Ca II K (Ванг и Лин, 2021; Пенза и др., 2022; Чатзистергос и др., 2021, 2024). Кривые, полученные в работах Ванг и Лин (2021), Пенза и др. (2022) с помощью модели NRLTSI2 и Чатзистергос и др. (2024) с помощью модели LIRICA, были отсканированы с соответствующих рисунков и оцифрованы. Эти серии охватывают период времени с конца XIX в. до настоящего времени. Здесь мы будем называть этот временной интервал третьим циклом Глейссберга (GIC3). Все три реконструкции показаны на рис. 2. Как следует из рис. 2, ам-

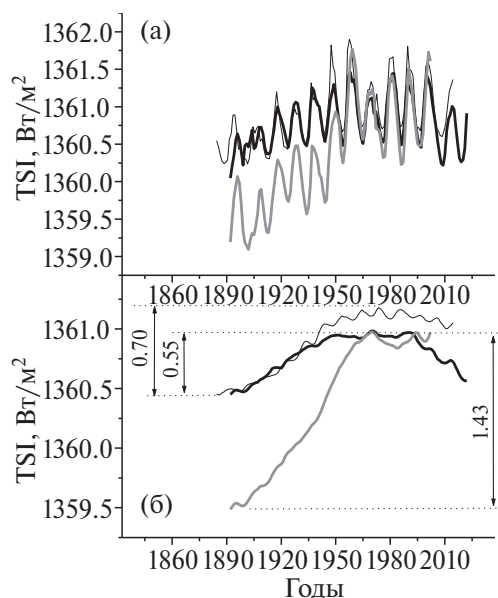


Рис. 2. Реконструкции TSI на основе комбинации факельного и пятнистого компонентов: (а) — исходные данные, (б) — средние значения за 30 лет. Тонкая черная линия — временной ряд Ванга и Лин (2021) (модель NRLTSI2), толстая черная линия — временной ряд Чатзистергоса и др. (2024) (модель LIRICA), толстая серая линия — ряд Пензы и др. (2022). Все данные были отсканированы и оцифрованы.

плитуда изменения среднего значения TSI между концом XIX в. и серединой XX в. (минимум и максимум GIC3) составила $\Delta TSI^{GIC3} \approx 0.55 \text{ Вт/м}^2$ для ряда (Чатзистергос и др., 2024), $\Delta TSI^{GIC3} \approx 0.70 \text{ Вт/м}^2$ для ряда (Ванг, Лин, 2021) и $\Delta TSI^{GIC3} \approx 1.42 \text{ Вт/м}^2$ для ряда (Пенза и др., 2022).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Оценки прошлых изменений в TSI были сделаны с использованием:

а) Двух рядов солнечного модуляционного потенциала (СМП), полученных Делайгу и Бардом (2011): ряда, полученного в предположении, что весь ^{10}Be ,

отложившийся в центральной Антарктиде, был сформирован в высоких широтах, и ряда, предполагавшего вклад в 70% со средних широт (более реалистичное предположение). В случае локального выпадения концентрация ^{10}Be оказывается практически независимой от вариаций геомагнитного момента Земли, а для геомагнитной коррекции перемешанного бериллия Делайгу и Бард (2011) использовали данные Кортэ и др. (2009) (Ко09).

(б) СМП, рассчитанного при помощи бериллиевого ряда Барда и др. (2000).

Солнечный модуляционный потенциал Φ , основанный на серии Барда и др. (2000), вычислялся по формуле

$$\Phi(t) = -637 \ln \left(([^{10}\text{Be}(t)] \times 0.052 - 0.014) \times \exp \left(-\frac{M(t)/M_0}{0.55 + 0.20M(t)/M_0} \right) \right),$$

где Φ в МВ, $[^{10}\text{Be}]$ — нормированная концентрация бериллия, $M(t)$ — геомагнитный дипольный момент Земли, $M_0 = 7.86 \times 10^{22} \text{ А м}^2$ — значение $M(t)$ в современную эпоху (2000 г.). Эта формула является модифицированной версией формулы (6) из работы Огурцова (2018), которая была получена путем аппроксимации модели Ковальцова и Усоскина (2010), описывающей образование космогенного нуклида ^{10}Be в атмосфере. В данной работе формула Огурцова (2018) была преобразована для использования концентрации ^{10}Be в нормализованных единицах и нормирована таким образом, чтобы при отсутствии геомагнитной модуляции ($M(t)/M_0 \equiv 1.0$) средний потенциал за 1950–1982 гг. был равен среднему значению $\bar{\Phi}(1950-1982) = 552 \text{ МВ}$, полученному Делайгу и Бардом (2011), в предположении о чисто локальном производстве бериллия.

Значения $M(t)$, использованные для учета изменений геомагнитного момента, были взяты из реконструкций Кортэ и др. (2009) и Лихт и др. (2013) (Ко09 и Li13). Полная солнечная радиация рассчитывалась двумя методами:

а) С помощью простой линейной зависимости между TSI и СМП. Хотя линейный подход является весьма упрощенным, достаточно высокие коэффициенты корреляции между усредненными по 30 годам значениям Φ и TSI, восстановленной в работах Ванга и Лин (2021), Пензы и др. (2022) и Чатзистергоса (2024), — 0.79–0.92 на интервале 1892–1982 гг. — свидетельствуют в пользу применимости данного упрощения.

б) Более усовершенствованным нелинейным методом, основанным на модели SATIRE-T, развитой в работе Ву и др. (2018). В рамках этой модели средняя за десятилетие спектральная плотность солнечного излучения считалась связанной со средними за десятилетие значениями потока открытого магнитного поля Солнца.

Оба этих метода детально описаны в Приложении. При восстановлении TSI использовались значения бериллиевых рядов до 1969 г. Две последние точки этих серий не учитывались, чтобы исключить резкий скачок концентрации бериллия в 1975 г. Эта часть ряда была получена с наиболее близких к поверхности слоев керна (глубина не более 2 м), которые продолжают эффективно обмениваться воздухом с атмосферой. Поэтому концентрация ^{10}Be в этих слоях наиболее чувствительна к метеорологическим флуктуациям, вероятно, породившим всплеск 1975 г. На рис. 3 показана полная солнечная радиация, восстановленная различными способами, с использованием ряда Ванг и Лин (2021) для калибровки.

Полученные в результате расчетов значения величин ΔTSI_{mM}^{LMm} и ΔTSI_{Mm}^{ESm} — увеличения TSI между поздним Маундеровским минимумом (LMm, конец XVII в.) ранним минимумом Шперера (ESm, первая половина XV в.) и современным максимумом — приведены в табл. 2. Курсивом в скобках показана вероятность того, что реальная амплитуда соответствующей вариации превышает 1.0 Вт/м^2 . Как следует из табл. 2, линейный и нелинейный методы реконструкции TSI дают достаточно близкие результаты.

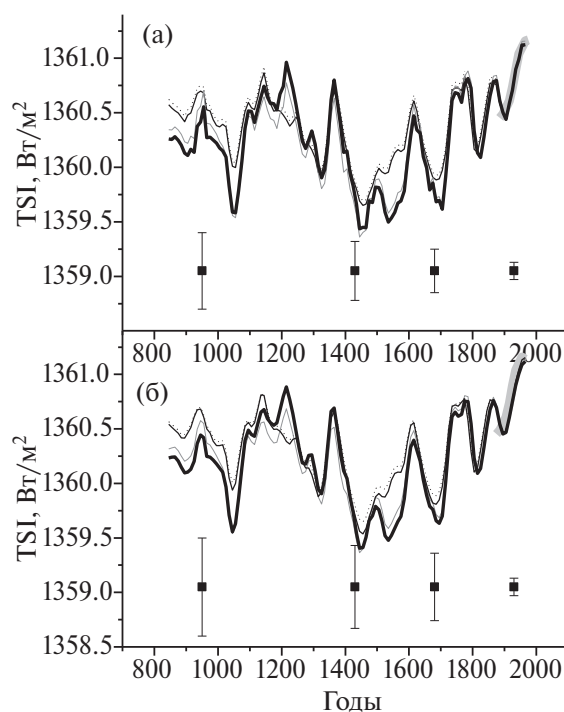


Рис. 3. Реконструкции TSI, полученные с использованием бериллиевых рядов: Делайгу и Барда (2011), локальное выпадение — штриховая линия; Делайгу и Барда (2011), перемешивание — тонкая черная линия; Барда и др. (2000), Ко09 — тонкая серая линия; Барда и др. (2000), Li13 — жирная черная линия. Приведенные на рисунке ряды были калиброваны с помощью реконструкции TSI из работы Ванг и Лин (2021). Сама эта реконструкция показана жирной серой линией; (а) — линейная модель, (б) — нелинейная модель.

Таблица 2. Оценки долговременных вариаций полной солнечной радиации

Ряд TSI использо- ванный для калибровки	Антарктический	Линейный подход		Нелинейный подход	
		ΔTSI_{mM}^{LMm} (Вт/м ²)	ΔTSI_{Mm}^{ESm} (Вт/м ²)	ΔTSI_{mM}^{LMm} (Вт/м ²)	ΔTSI_{Mm}^{ESm} (Вт/м ²)
Чатзистергос, (2024)	Делайгу и Бард, (2011), перемешивание	1.12 ± 0.18 (0.22)	1.33 ± 0.25 (0.08)	1.00 ± 0.28 (0.49)	1.22 ± 0.35 (0.37)
	Делайгу и Бард, (2011), локальный	1.0 ± 0.18 (0.51)	1.18 ± 0.27 (0.25)	0.97 ± 0.28 (0.53)	1.18 ± 0.35 (0.20)
	Бард и др., (2000), Ko09	1.11 ± 0.15 (0.24)	1.31 ± 0.24 (0.11)	1.08 ± 0.27 (0.39)	1.33 ± 0.34 (0.18)
	Бард и др., (2000), Li13	1.1 ± 0.16 (0.25)	1.27 ± 0.25 (0.16)	1.12 ± 0.27 (0.34)	1.30 ± 0.34 (0.16)
Ванг и Лин, (2021)	Делайгу и Бард, (2011), перемешивание	1.27 ± 0.20 (0.09)	1.47 ± 0.27 (0.03)	1.30 ± 0.31 (0.19)	1.59 ± 0.38 (0.23)
	Делайгу и Бард, (2011), локальный	1.23 ± 0.17 (0.09)	1.51 ± 0.24 (0.02)	1.22 ± 0.31 (0.27)	1.47 ± 0.38 (0.11)
	Бард и др., (2000), Ko09	1.44 ± 0.18 (5×10^{-3})	1.80 ± 0.25 ($< 10^{-3}$)	1.43 ± 0.31 (0.08)	1.75 ± 0.39 (0.03)
	Бард и др., (2000), Li13	1.48 ± 0.17 (3×10^{-3})	1.72 ± 0.25 (2×10^{-3})	1.48 ± 0.31 (0.06)	1.71 ± 0.38 (0.03)
Пенза и др., (2022)	Делайгу и Бард, (2011), переме- шивание	2.77 ± 0.22 ($< 10^{-3}$)	3.31 ± 0.29 ($< 10^{-3}$)	2.53 ± 0.59 (5×10^{-3})	3.09 ± 0.66 (2×10^{-3})
	Делайгу и Бард, (2011), локальный	2.51 ± 0.22 ($< 10^{-3}$)	2.99 ± 0.29 ($< 10^{-3}$)	2.41 ± 0.56 (5×10^{-3})	2.91 ± 0.63 (1×10^{-3})
	Бард и др., (2000), Ko09	3.01 ± 0.22 ($< 10^{-3}$)	3.47 ± 0.29 ($< 10^{-3}$)	2.70 ± 0.57 ($< 10^{-3}$)	3.30 ± 0.64 ($< 10^{-3}$)
	Бард и др., (2000), Li13	3.02 ± 0.21 ($< 10^{-3}$)	3.47 ± 0.28 ($< 10^{-3}$)	2.78 ± 0.56 (1×10^{-3})	3.21 ± 0.63 (1×10^{-3})

Как следует из табл. 2, только бериллиевые данные, прокалиброванные при помощи ряда Чатзистергос (2024), более-менее согласуются с предположением о малой амплитуде вековых колебаний полной солнечной радиации. Если для калибровки использовать данные Ванг и Лин (2021) и Пенза и др. (2022), то изменение среднего значения TSI между современной эпохой и эпохами Маундеровского и Шпереровского минимума может достигать 1.80–3.47 Вт/м², а вероятность того, что долговременные вариации этой величины не превосходят 1 Вт/м² (МА), оказывается незначительной.

Также была оценена возможность того, что средняя величина TSI в 1700 г. была выше, чем в современную эпоху — сценарий, который МГЭИК (2021) и Локвуд и Болл (2020) считают возможным. Вероятность того, что восстановленная в данной работе TSI, средняя за период 1685–1725 гг., была выше средней за

1915–1965 гг., была оценена с помощью статистического эксперимента с учетом погрешностей определения TSI в конце Маундеровского минимума от 0.3 до 0.7 Вт/м² (см. табл. 2). Во всех случаях она оказалась менее 10^{-4} . Если же увеличить погрешности вдвое, эта вероятность достигает $7\text{--}9 \times 10^{-3}$.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Анализ данных о концентрации ^{10}Be в антарктическом льду показал, что изменения TSI между поздним Маундеровским минимумом и серединой XX в. могли достигать 1.4–2.7 Вт/м². Такие колебания солнечной радиации могут вызывать радиационный форсинг до 0.47 Вт/м² и вариации глобальной температуры до 0.3–0.5°C. Рост TSI после окончания минимума Шперера мог быть и большим — до 3.4 Вт/м². Исследование показывает, что даже с учетом сохраняю-

щихся неопределенностей, данные по бериллию в Антарктике плохо согласуются с: а) гипотезой о малой амплитуде вариаций полной солнечной радиации и не исключают существенных изменений TSI в прошлом; б) предположением о том, что полная солнечная радиация в 1700 г. могла быть выше современной.

Можно отметить, что Стейнхилбер и др. (2012), восстановившие TSI с использованием данных по радиоуглероду и бериллию как в Антарктиде, так и в Гренландии, получили амплитуду $\Delta TSI_{mM}^{LMm} = 1.23 \text{ Вт/м}^2$, что также превышает 1.0 Вт/м^2 . Реконструкция TSI, проведенная в работе Пенза и др. (2022), выполненная также с использованием концентраций ^{14}C в кольцах деревьев и ^{10}Be во льдах Антарктиды и Гренландии, дала значительно большее значение $\Delta TSI_{mM}^{LMm} = 2.5 \text{ Вт/м}^2$. В работе Пенза и др. (2024) были получены значения $\Delta TSI_{mM}^{LMm} = 2.2$ и $\Delta TSI_{Mm}^{ESm} = 2.3 \text{ Вт/м}^2$. Соответствующие радиационные форсинги достигают 0.40 Вт/м^2 . Еще большие значения получились у Егоровой и др. (2018), которые использовали: а) несколько рядов данных о потенциале солнечной модуляции, основанных на космогенных изотопах ^{10}Be и ^{14}C ; б) модель CHRONOS; в) инструментальные данные о солнечных пятнах и факелах за 1974–2010 гг., и получили $\Delta TSI_{mM}^{LMm} = 4.7\text{--}5.8 \text{ Вт/м}^2$.

Разница между реконструкциями, полученными с использованием одной и той же бериллиевой серии, обусловлена сохраняющимися неопределенностями, в том числе: а) неопределенностями палеомагнитных данных (см. рис. 1 работы Павон-Карраско и др. (2018)); б) различием в локальных межзвездных спектрах, которое может влиять на расчет скорости образования ^{10}Be (Хербст и др., 2010); в) различием в моделях переноса ^{10}Be , которое может влиять на концентрацию бериллия в полярном льду (Хейккила и др., 2013; Педро и др., 2012; Адольфи и др., 2023); г) различием в реконструкциях, основанных на инструментальных данных и использованных для калибровки. В немалой степени они связаны с остающимися проблемами с фотометрической калибровкой исторических данных по Ca II K и их дальнейшей обработкой. Существенные – почти в два раза – расхождения, выявившиеся при оценках вариаций TSI, произведенных с использованием одного и того же бериллиевого ряда, указывают на то, что оценка уровня достоверности получаемых результатов термином “средний” (Михр и др. 2013; МГЭИК, 2021) пока еще слишком оптимистична. Несмотря на обилие МА-реконструкций, полученных в последнее время, значительная неопределенность наших знаний о вариациях TSI в прошлом сохраняется. Полученные в данной работе результаты свидетельствуют в пользу мнения Шмутца (2021) и Усоскина (2023), отмечавших, что величина амплитуды вековых вариаций TSI пока неясна.

Полученные в настоящей работе значения амплитуд долговременных вариаций TSI не противоречат

современным теоретическим представлениям о минимально возможных значениях полной солнечной радиации. Моделирование локального динамо в трехмерной магнитогидродинамике, проведенное в работе Иео и др. (2020), показало, что при наименее активном состоянии Солнца TSI не более чем на $2.0 \pm 0.7 \text{ Вт/м}^2$ слабее, чем в 2019 г. Поскольку в минимуме 2019 г. $TSI = 1360.3 \text{ Вт/м}^2$ (см. Монтилет и др., 2022), это означает, что амплитуда долговременных изменений TSI до 3.4 Вт/м^2 не запрещены солнечной астрофизикой. Полученные значения ΔTSI_{mM}^{ESm} попадают в этот диапазон, хотя и находятся на самом краю.

Полученные значения ΔTSI_{mM}^{LMm} и ΔTSI_{Mm}^{ESm} не запрещены и современными данными по вариациям светимости солнцеподобных звезд. Джадж и др. (2020) недавно проанализировали данные по фотометрии 72 солнцеподобных звезд, полученные в период с 1993 по 2017 г. Они оценили изменение солнечного форсинга, воздействующего на атмосферу Земли с 1750 г., как $\pm 4.5 \text{ Вт/м}^2$. Этот разброс указывает на то, что 25–30 лет фотометрических измерений ограниченного числа звезд еще недостаточно для точной оценки возможной долговременной изменчивости Солнца.

Полученные в работе результаты указывают на то, что предположение о малой амплитуде долговременных вариаций TSI, все более доминирующее в последнее время, пока еще трудно считать надежно доказанным. Для прояснения вопроса о том, какова была амплитуда вековых изменений полной солнечной радиации в прошлом, необходимы дополнительные исследования, в том числе: а) получение новых долговременных реконструкций вариаций TSI в прошлом; б) расширение и уточнение инструментальных спутниковых данных об вариациях TSI; в) дальнейшее совершенствование радиационных моделей. Длительный и тщательный фотометрический мониторинг солнцеподобных звезд также может помочь решить эту проблему.

ПРИЛОЖЕНИЕ

МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОЛНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

Линейный метод. В этом методе использовался СМП, рассчитанный по формуле (1) из нормализованной концентрации бериллия. Все полученные ряды СМП интерполировались ежегодно и сглаживались по 30 годам. Долгосрочные (усредненные за 30 лет) изменения TSI были реконструированы по формуле

$$TSI = a + b \times \bar{\Phi}, \quad (\text{П1})$$

где $\bar{\Phi}$ – 30-летние средние значения Φ , рассчитанные на предыдущем шаге.

Значения параметров a и b подбирались так, чтобы восстановленная при помощи бериллиевого ряда величина TSI согласовывалась наилучшим образом с реконструкциями (Ванг и Лин, 2021; Пенза и др., 2022;

Чатзистергос и др., 2024), основанными на данных по солнечным пятнам и Ca II K. Полученные значения a лежат в диапазоне 1357.19–1359.78 Вт/м², b — в диапазоне 0.0020–0.0056 Вт/(м²×МВ). Для ΔTSI^{XX} — среднее квадратичное отклонение между TSI, рассчитанной по формуле (П1), и TSI, восстановленной по солнечным пятнам и Ca II K, на интервале с конца XIX в. до настоящего времени — были получены значения 0.068–0.119 Вт/м².

Погрешность восстановленной полной солнечной радиации определялась как сумма:

$$\Delta TSI = \Delta TSI^{XX} + \Delta TSI^{\text{geom}}, \quad (\text{П2})$$

где ΔTSI^{XX} — среднее квадратичное отклонение между TSI, рассчитанной по формуле (П1) и TSI, восстановленной по солнечным пятнам и Ca II K, на интервале с конца XIX в. до настоящего времени, ΔTSI^{geom} — погрешность, связанная с неопределенностью знаний о дипольном моменте Земли в прошлом. Последняя оценивалась как разница между реконструкциями TSI, полученными с применением поправок, сделанных с использованием максимально расходящихся кривых дипольного момента Дженевай и др. (2008) и Кортэ и Констэбл (2005) (см. рис. 4 работы Усоскин, 2008).

Нелинейный метод. Этот подход был основан на упрощенной модели SATIRE-T, развитой в работе Ву и др. (2018). В рамках этой модели средняя за десятилетие спектральная плотность солнечного излучения $F(\lambda, t)$ считалась связанной со средними за десятилетие значениями потока открытого магнитного поля Солнца (opened magnetic flux) соотношением

$$\langle F(\lambda, t) \rangle_j = a_F(\lambda) \phi_{\text{open}j} + b_F(\lambda) \phi_{\text{open}j+1} + F_q(\lambda), \quad (\text{П3})$$

где $F_q(\lambda)$ — плотность излучения невозмущенного Солнца, а скобки означают усреднение по 10 годам. В рамках этого подхода сначала были восстановлены изменения магнитного потока открытых силовых линий (open magnetic flux), по формуле

$$\phi_{\text{open}} = a_0 + a_1 \times \Phi^\gamma, \quad (\text{П4})$$

где ϕ_{open} — в 10^{14} Вб, Φ в МВ, $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.01$, $\gamma = 0.97$.

Данная формула основана на результатах работ (Усоскин и др., 2002; Асвестари и Усоскин, 2016). Коэффициенты определялись таким образом, чтобы на промежутке 1951–2004 гг. ϕ_{open} , рассчитанный по этой формуле с использованием модуляционного потенциала, определенного в работе (Усоскин и др., 2005) на основе данных нейтронных мониторов, согласовывался бы наилучшим образом с ϕ_{open} , вычисленным в работе Ву и др. (2018). Среднее квадратичное отклонение между двумя этими рядами на интервале 1951–2004 гг. составило 0.97×10^{14} Вб для погодичных значений, и 0.66×10^{14} Вб для средних за десятилетие.

Полученный ряд значений открытого магнитного потока усреднялся и интерполировался по десятилетиям (временной шаг 10 лет) на промежутке 845–1965 гг. Затем полная солнечная радиация вычислялась при помощи несколько модифицированной формулы (П2):

$$\langle TSI(t) \rangle_j = a_F \langle \phi'_{\text{open}} \rangle_j + b_F \langle \phi'_{\text{open}} \rangle_{j+1} + TSI_q, \quad (\text{П5})$$

где j — номер соответствующего десятилетнего отрезка, $\phi'_{\text{open}} = \phi_{\text{open}} + \Delta\phi$, TSI_q — значение полной радиации Солнца, находящегося в полностью невозмущенном состоянии (the quiet-Sun irradiance). В данной работе она считалась равной минимальному значению TSI, наблюдавшемуся в октябре 2014 г. ($TSI_q = 1358.7$ Вт/м²). Значения $\Delta\phi$ подбирались так, чтобы восстановленная при помощи бериллиевого ряда величина TSI согласовывалась наилучшим образом с реконструкциями (Ванг, Лин, 2021; Пенза и др., 2022; Чатзистергос и др., 2024), основанными на данных по солнечным пятнам и Ca II K. Величина b_F равнялась $a_F/1.6$, согласно (Ву и др., 2018). Полученные значения a_F лежат в диапазоне $(0.138–0.446) \times 10^{-14}$ Вт/(м²×Вб), $\Delta\phi$ — в диапазоне $(-3.80–3.65) \times 10^{14}$ Вб. Погрешность восстановленной полной солнечной радиации определялась как:

$$\Delta TSI = \Delta TSI^{XX} + \Delta TSI^{\text{geom}} + dTSI/d\phi_{\text{open}} \times \Delta\phi_{\text{open}}, \quad (\text{П6})$$

где $dTSI/d\phi_{\text{open}} \times \Delta\phi_{\text{open}}$ — погрешность, связанная с погрешностью определения потока открытых линий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адольфи и др. (F. Adolphi, K. Herbst, A. Nilsson, and S. Panovska), J. Geophys. Res.: Atmosph. **128**, e2022JD038203 (2023).
- Амдур, Хайберс (T. Amdur and P. Huybers), J. Geophys. Res. Atmospheres. **128** (15), e2023JD038941 (2023).
- Асвестари, Усоскин (E. Asvestari and I.G. Usoskin), J. Space Weather Space Clim. **6**, A15 (2016).
- Балмаседа и др. (L. Balmaceda, N.A. Krivova, and S.K. Solanki), Adv. Space Res. **40**, 986 (2007).
- Бард и др. (E. Bard, G. Raisbeck, F. Yiou, and J. Jouzel), Tellus B **52**, 985 (2000).
- Ванг и др. (Y.M. Wang, J. Lean, and N. Sheeley), Astrophys. J. **625**, 522 (2005).
- Ванг, Лин (Y.M. Wang and J. L. Lean), Astrophys. J. **920**(2) (2021).
- Веласко Херрера и др. (V.C. Velasco Herrera, Br. Mendoza, and H. Graciela), New Astron. **34**, 221 (2015).
- Ву и др. (C.-J. Wu, N.A. Krivova, S.K. Solanki, and I.G. Usoskin), Astron. Astrophys. **620**, A120 (2018).
- Гулев и др. (S.K. Gulev, P.W. F.J. Thorne, J. Ahn, et al.), *Changing State of the Climate System. In Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (Ed. V. Masson-Delmotte, P. Zhai, A. Pirani, et al., Cambridge: Cambridge Univer. Press, United Kingdom and New York, NY, USA, 2021), p. 287.

11. Деви́тт и др. (S. Dewitte, J. Cornelis, and M. Meftah), *Remote Sens.* **14**, 1072 (2022).
12. Делайгу, Бард (G. Delaygue and E. Bard), *Clim. Dyn.* **36**, 2201 (2011).
13. Джадж др. (P.G. Judge, R. Egeland, and G.W. Henry), *Astrophys. J.* **891**(1), 96 (2020).
14. Дженевей и др. (A. Genevey, Y. Gallet, C. Constable, et al.), *Geophys. Geosyst.* **9**, Q04038 (2008).
15. Дюдок де Витт и др. (T. Dudok de Wit, G. Kopp, C. Fröhlich, and M. Schöll), *Geophys. Res. Lett.* **44**, 1196 (2017).
16. Егорова и др. (T. Egorova, W. Schmutz, E. Rozanov, et al.), *Astron. Astrophys.* **615**, A85 (2018).
17. Захариас (P. Zacharias), *Surv. Geophys.* **35**, 897 (2014).
18. Иео и др. (K.L. Yeo, S.K. Solanki, N.A. Krivova, et al.), *Geophys. Res. Lett.* **47**, e2020GL090243 (2020).
19. Клетте и др. (F. Clette, L. Lefèvre, T. Chatzistergos, et al.), *Status Rep. Solar Phys.* **298**, 44 (2023).
20. Ковальцов, Уоскин (G.A. Kovaltsov and I.G. Usoskin), *Earth Planet. Sci. Lett.* **291**, 182 (2010).
21. Коддингтон и др. (O. Coddington, J. Lean, P. Pilewskie, et al.), *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **97**, 1265 (2016).
22. Корте, Констэбл (M. Korte and C.G. Constable), *Earth Planet. Sci. Lett.* **236**, 348 (2005).
23. Корте и др. (M. Korte, F. Donadini, and C. Constable), *Geochem. Geophys. Geosyst.* **10**(6), Q06008 (2009).
24. Кривова и др. (N.A. Krivova, S.K. Solanki, and T. Wenzler), *Geophys. Res. Lett.* **36**, L20101 (2009).
25. Ксю и др. (H. Xu, B. Lei, and Z. Li), *Earth Space Sci.* **8**, e2021EA001819A (2021).
26. Лин и др. (J. Lean, A. Skumanich, and O. White), *Geophys. Res. Lett.* **19**, 1591 (1992).
27. Лин (J.L. Lean), *Earth Space Sci.* **5**(4), 133 (2018).
28. Лихт и др. (G. Licht, G. Hulot, Y. Gallet, and E. Thebaud), *Phys. Earth Planet. Int.* **224**, 38 (2013).
29. Локвуд, Болл (M. Lockwood and W.T. Ball), *Proc. Roy. Soc. A* **476**(2238), 20200077 (2020).
30. Маттес и др. (K. Matthes, B. Funke, M. Anderson, et al.), *Geosci. Model Dev.* **10**, 2247 (2017).
31. МГЭИК (IPCC), *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (Ed. S. Solomon, D. Qin, M. Manning, et al. Cambridge Univer. Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2007), 996 p.
32. МГЭИК (IPCC), *Summary for Policymakers. In: Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (Ed. P. Masson-Delmotte, V. Zhai, A. Pirani et al., Cambridge Univer. Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2021), p. 3-32.
33. Михр и др. (G.D. Myhre, F.-M. Shindell, W. Bréon, et al.) *Anthropogenic and Natural Radiative Forcing. In: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (Ed. T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, et al. Cambridge Univer. Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2013).
34. Огурцов (M.G. Ogurtsov), *Geomagn. Aeron.* **53**, 663 (2013).
35. Огурцов (M. Ogurtsov), *Astron. Lett.* **44**(4), 278 (2018).
36. Павон-Карраско и др. (F. Pavón-Carrasco, M. Gómez-Raccard, S. Campuzano, et al.), *Sci. Rep.* **8**, 9820 (2018).
37. Педро и др. (J.B. Pedro, J.R. McConnell, T. van Ommen, et al.), *Earth Planet. Sci. Lett.* **355**(356), 174 (2012).
38. Пенза и др. (V. Penza, F. Berrilli, L. Bertello, et al.), *Astrophys. J.* **937**, 84 (2022).
39. Рот, Джоос (R. Roth and F. Joos), *Climate of the Past* **9**, 1879 (2013).
40. Скафетта, Виллсон (N. Scafetta and R. Willson), *Adv. Astron.* **1214**, 896 (2019).
41. Седлачек и др. (J. Sedlacek, T. Sukhodolov, T. Egorova, et al.), *Earth Space Sci.* **10**, e2022EA002783 (2023).
42. Скафетта (N. Scafetta), *Geoscience Front.* **14**(6), 101650 (2023).
43. Соланки и др. (S.K. Solanki, M. Schüssler, and M. Fligge), *Astron. Astrophys.* **383**(2), 706 (2002).
44. Стейнхильбер и др. (F. Steinhilber, J.A. Abreu, J. Beer, et al.), *Proc. Nat. Acad. Sci.* **109**(16), 5967 (2012).
45. Уоскин и др. (I. G. Usoskin, K. Mursula, S. K. Solanki, et al.), *J. Geophys. Res.* **107**(A11), (2002).
46. Уоскин и др. (I.G. Usoskin, K. Alanko-Huotari, G.A. Kovaltsov, and K. Mursula), *J. Geophys. Res.* **110**(A12) (2005).
47. Уоскин (I.G. Usoskin), *Living Rev. Sol. Phys.* **5**, 1 (2008).
48. Уоскин (I.G. Usoskin), *Living Rev. Sol. Phys.* **20**, 2 (2023).
49. Фоукал (P. Foukal), *Geophys. Res. Lett.* **29**, 2089 (2002).
50. Хейккила и др. (U. Heikkilä, S.J. Phipps, and A.M. Smith), *Climate of the Past.* **9**(6), 2641 (2013).
51. Хербст и др. (K. Herbst, A. Kopp, B. Heber, et al.), *J. Geophys. Res.: Atmosph.* **115** (D1), D00120 (2010).
52. Хойт, Шаттен (D.V. Hoyt and K.H. Schatten), *J. Geophys. Res.* **98**, 18 (1993).
53. Чатзистергос и др. (T. Chatzistergos, N.A. Krivova, I. Ermolli, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A104 (2021).
54. Чатзистергос и др. (T. Chatzistergos, N.A. Krivova, and I. Ermolli), *Front. Astron. Space Sci.* **9** (2022).
55. Чатзистергос (T. Chatzistergos), *Rend. Fis. Acc. Lincei* **34**, 11 (2023).
56. Чатзистергос и др. (T. Chatzistergos, N.A. Krivova, and L. Yeo), *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **252**, 106150 (2023).
57. Чатзистергос (T. Chatzistergos), *Solar Phys.* **299**, 21 (2024).
58. Чатзистергос и др. (T. Chatzistergos, N. Krivova, and I. Ermolli), *J. Space Weather Space Clim.* **14** (2024).
59. Шапиро и др. (A.I. Shapiro, W. Schmutz, E. Rozanov, et al.), *Astron. Astrophys.* **529**, A67 (2011).
60. Шмутц (W. Schmutz), *J. Space Weather Space Clim.* **11**, 40, (2021).
61. Шривер и др. (C.J. Schrijver, W.C. Livingston, T.N. Woods, and R.A. Mewaldt), *Geophys. Res. Lett.* **38**, L06701 (2011).
62. Юнгклаус и др. (J.H. Jungclaus, E. Bard, M. Baroni, and P. Braconnot), *Geosci. Model Dev.* **10**, 4005 (2017).