

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра космической физики

Направление подготовки / специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика
Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

**АКТИВНОСТЬ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В
АТМОСФЕРЕ МАРСА НА ВЫСОТАХ 20-160 КМ ПО
ДАНЫМ СОЛНЕЧНОГО ПРОСВЕЧИВАНИЯ
АППАРАТА ACS/TGO**

(магистерская диссертация)

Студент:

Стариченко Екатерина Дмитриевна

(подпись студента)

Научный руководитель:

Беляев Денис Анатольевич,
канд. физ.-мат. наук

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2021

Аннотация

Гравитационные волны (ГВ) в планетных атмосферах представляют собой распространение колебаний воздушных масс вследствие изменения их плотности в вертикальном направлении. Энергия и импульс, переносимые волнами из нижних плотных слоев атмосферы в верхние, оказывают значительное влияние на общую динамику атмосферы. В данной работе исследуются ГВ в атмосфере Марса по высотным профилям температуры, полученным в результате эксперимента по солнечному просвечиванию российским спектрометрическим комплексом ACS (Atmospheric Chemistry Suite) [1] с борта аппарата Trace Gas Orbiter (TGO). Анализируются такие характеристики ГВ, как вертикальный поток горизонтального импульса, потенциальная энергия, ускорение и частота Брента-Вяйсяля, характеризующая стабильность распространения волны.

Прибор ACS работает на орбитальном аппарате TGO европейско-российской миссии ExoMars 2016. Комплекс состоит из трех спектрометров ближнего – NIR (0.73–1.6 мкм) [2], среднего – MIR (2.3–4.2 мкм) и теплового – TIRVIM (1.7–17 мкм) инфракрасного диапазона. В настоящей работе используются данные канала MIR, работающего в режиме солнечных затмений. MIR представляет собой эшелле-спектрометр со скрещенной дисперсией с высокой разрешающей способностью > 25000 , отношением сигнал шум больше 1000 и пространственным разрешением ~ 0.5 – 2.5 км по высоте. Это позволяет получать детальные вертикальные профили температуры и плотности атмосферы в широком диапазоне высот, от 10 км (тропосфера) до 180 км (термосфера), из спектров пропускания углекислого газа (CO_2) в сильной полосе поглощения около 2.7 мкм. Представленный объем данных насчитывает более 500 сеансов затмений с полученными высотными профилями ГВ и их характеристиками в период с начала работы ACS-MIR (апрель 2018, середина 34го Марсианского года МУ34) до января 2021 (конец МУ35).

Благодарности

Я хочу выразить свою благодарность Александру Медведеву, идейному вдохновителю данной работы и специалисту в области гравитационных волн, а также Институту Макса Планка (г. Геттинген, Германия).

Также выражаю свою благодарность своему научному руководителю Денису Беляеву за руководство и помощь в работе. Олегу Игоревичу Кораблеву – научному руководителю эксперимента ACS, и Александру Трохимовскому за предоставление экспериментальных данных ACS-MIR по спектрам пропускания.

Содержание

Введение	5
Постановка задачи и её актуальность	9
Описание эксперимента	10
Спектрометр ACS-MIR	10
Покрытие данных	11
Метод солнечного просвечивания	12
Обработка данных	14
Восстановление температуры	14
Получение ГВ	16
Волновая активность и Потенциальная энергия ГВ	21
Поток импульса и Ускорение	22
Результаты	26
Анализ одной орбиты	26
Пространственно-временное распределение активности ГВ	27
Зависимость амплитуды ГВ от средней температуры и частоты Брента-Вяйсяля	31
Заключение	35
Список литературы	37

Введение

Существует множество различных видов волн, которые отличаются как своей природой (механические, электромагнитные), так и средой распространения (воздух, вода, вакуум). Гравитационные волны (ГВ), о которых в дальнейшем будет идти речь, проявляют себя как распространение колебаний водных или воздушных масс под действием силы тяжести. Они возникают вследствие неравномерно распределенной плотности в среде, из-за которой объем воды/воздуха вынужден смещаться вверх или вниз. Сместившийся объем вещества сталкивается с противодействием силы тяжести (гравитации). Осциллирующие объемы воды/воздуха возбуждают окружающую их среду в вертикальном и горизонтальном направлениях, таким образом, ГВ распространяются как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости. При распространении волны передают импульс и энергию соседним слоям среды, вследствие чего ГВ являются большой составляющей общей динамики океана/атмосферы. Они влияют на климат, а также ответственны за такие явления, как турбулентность, явление “мертвой воды” [3] и др.

Взаимодействие ГВ с окружающей средой активно изучается в земной атмосфере [4, 5]. На Марсе, несмотря на относительно разреженную атмосферу, ГВ также исследуются как фактор, влияющий на климатологию и глобальную циркуляцию. Марсианская атмосфера, в отличие от земной, состоит на 96 % из углекислого газа (CO_2), что дает возможность изучать волновые процессы по флуктуациям плотности CO_2 и соответствующей температуры. Также из-за отсутствия обильного озонового слоя в атмосфере Марса нет стратосферы и распределение температуры с высотой характеризуется плавным переходом тропосферы в мезосферу (Рис. 1).

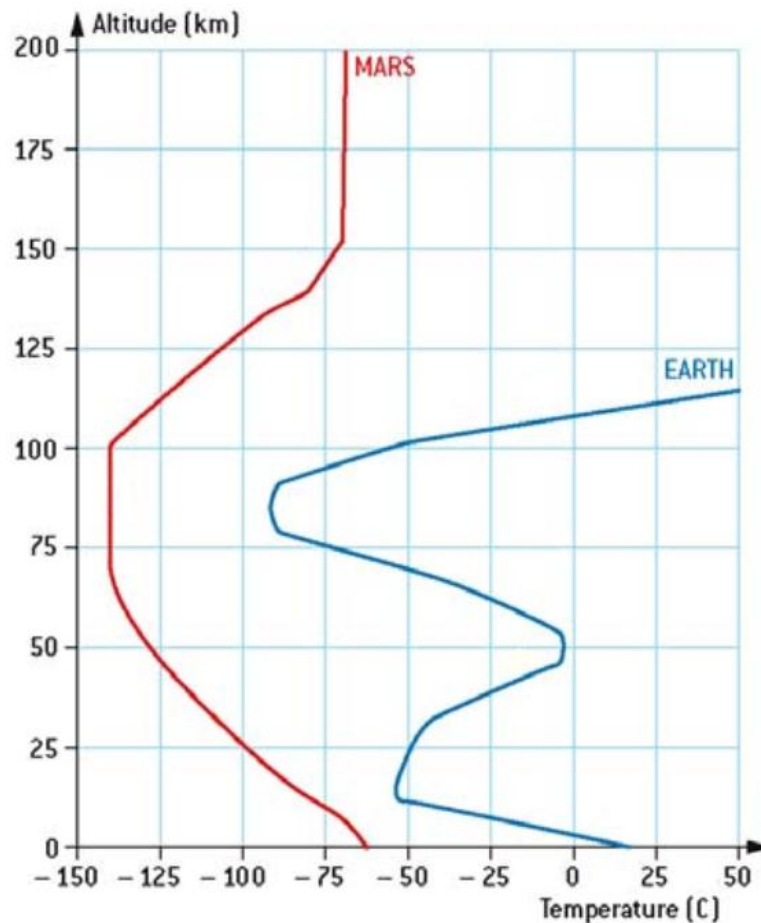


Рис. 1 Средние температурные профили на Земле (синий) и на Марсе (красный) [6]

ГВ на Марсе наблюдались во многих экспериментах при помощи дистанционных и контактных (in situ) методов. Так, измерения флуктуаций плотности in situ проводились на высотах термосферы (>100 км) с помощью акселерометров во время аэроторможения космическими аппаратами MGS (Mars Global Surveyor), ODY (Mars Odyssey), MRO (Mars Reconnaissance Orbiter), MAVEN (Mars Atmosphere and Volatile Evolution) и TGO (Trace Gas Orbiter) [7–15]. В верхней атмосфере измерения также проводились с помощью масс-спектрометра NGIMS (Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer), работающего на борту MAVEN [16–18]. Среди дистанционных методов наблюдений ГВ наиболее чувствительными к регистрации возмущений плотности и температуры являются эксперименты по солнечному, звездному и радио просвечиванию атмосферы, а также лимбовые наблюдения [19–24]. В

данных экспериментах с орбиты зондируется вертикальная структура атмосферы с соответствующими флуктуациями по высотному столбу.

Недостатком предыдущих исследований было их ограниченное покрытие по высоте. Измерения *in situ* лимитированы узким высотным интервалом в термосфере, тогда как радио просвечивание и лимбовые наблюдения позволяют наблюдать только нижнюю (0–40 км) часть атмосферы. Звездные затмения в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне спектра обладают большим высотным покрытием, как было продемонстрировано приборами SPICAM (Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars) на борту MEX (Mars Express) и IUVS (The Imaging Ultraviolet Spectrograph) на борту MAVEN. Первый измерял вертикальные профили температуры и плотности на высотах от 60 до 130 км [25, 26], а второй – в диапазоне от 40 до 140 км [27, 28]. Пространственное разрешение по высоте в указанных УФ экспериментах составляет около 5 км.

Несмотря на обилие перечисленных выше экспериментов, учет измеренных параметров ГВ в моделировании глобальной циркуляции атмосферы Марса до сих пор представляется довольно сложной задачей. Это связано с недостаточным разрешением и покрытием данных по пространству и времени, а также с невыясненным поведением волн в период пылевых бурь. В литературе можно найти лишь несколько работ с моделями, описывающими роль ГВ в климатологии и глобальной циркуляции [28–30].

С апреля 2018 года спектрометрический комплекс ACS (Atmospheric Chemistry Suite) на борту аппарата TGO (Trace Gas Orbiter) измеряет вертикальное распределение плотности и температуры атмосферы Марса в режиме солнечного просвечивания. Канал ACS среднего инфракрасного диапазона ACS-MIR (Middle InfraRed) чувствителен к атмосферному поглощению в рекордного широком диапазоне высот, от 10 до 170 км, благодаря измерениям в сильной полосе CO₂ около 2.7 мкм с высоким разрешением по спектру ($\lambda/\Delta\lambda > 25000$) и по высоте (~ 2 км).

В настоящей работе приводится анализ ГВ, выявленных из более 500 высотных профилей температуры по измерениям ACS-MIR за период полутора марсианских лет (МҮ): с середины МҮ34 (апрель 2018) до конца МҮ35 (январь 2021), включая глобальную пылевую бурю 2018 года.

Постановка задачи и её актуальность

Целью работы является получение параметров гравитационных волн в атмосфере Марса и анализ их пространственного и сезонного распределения.

Для выполнения этой цели решаются следующие задачи:

1. Выявление волновых структур в высотных профилях температуры с помощью пошагового сглаживания каждого профиля. Отладка и тестирование алгоритма сглаживания.
2. Определение параметров ГВ таких, как амплитуда, потенциальная энергия, частота Брента-Вяйсяля, вертикальный поток горизонтального импульса и ускорение.
3. Составление карт распределения параметров ГВ по пространству и сезону на Марсе. Сравнение сезона глобальной пылевой бури в МУ34 с сезоном без бури в МУ35.

Научная задача имеет особую актуальность, поскольку впервые анализируются данные за полтора марсианских года, включая одну глобальную пылевую бурю и два сезона перигелия, в рекордно широком диапазоне высот: от 10 до 170 км. Таким образом, поведение гравитационных волн сравнивается по пылевым и непылевым сезонам.

Описание эксперимента

Спектрометр ACS-MIR

Российский комплекс ACS, работающий на борту орбитального аппарата TGO, состоит из трех спектрометров инфракрасного диапазона: ближнего – NIR, среднего – MIR и теплового – TIRVIM [1]. Их совместное покрытие по спектру составляет диапазон 0.7–17 мкм. Канал MIR, используемый в настоящей работе, представляет собой эшелле спектрометр со скрещенной дисперсией, работающий в режиме солнечного просвечивания. Он предназначен для детектирования малых газовых составляющих Марсианской атмосферы, а также для измерений температуры, плотностей CO₂, H₂O и их изотопов. Спектральный диапазон MIR составляет 2.3–4.2 мкм, а разделение порядков эшелле по пространству достигается благодаря наклону вторичной дифракционной решетки, который может принимать 10 дискретных угловых положений. При солнечном просвечивании прибор записывает спектр Солнца с помощью охлаждаемого матричного детектора размером 640 × 512 пикселей. Спектральная развертка каждого дифракционного порядка эшелле происходит по 640 элементам, тогда как сами порядки разносятся по пространству вдоль другой координаты матрицы. При этом, на каждый порядок приходится около 20 матричных строк, что соответствует распределению спектров вдоль щели спектрометра. Сеанс затмения посвящен одному из 10 угловых положений вторичной решетки, что охватывает около 15–20 порядков эшелле, попадающих на матрицу и покрывающих суммарно интервал спектра шириной 150–300 нм.

Для анализа представленных в работе данных был использован эшелле порядок #223 четвертого положения вторичной решетки, что соответствует длинам волн в диапазоне от 2.66 до 2.68 мкм. Используя этот дифракционный порядок, мы можем исследовать склон полосы CO₂ около 2.7 мкм (Рис. 4а). Сильные линии поглощения данной полосы позволяют с хорошей точностью восстанавливать высотные профили плотности и температуры атмосферы.

Прибор ACS-MIR измеряет спектры солнечного излучения, прошедшего сквозь атмосферу, с высокой разрешающей способностью $\lambda/\Delta\lambda > 25000$, отношением сигнал-шум $\text{SNR} \sim 1000\text{--}10000$ и вертикальным разрешением от 0.5 до 2.5 км, зависящем от времени накопления сигнала (~ 2 сек). Весь столб атмосферы, от 0 до 200 км, измеряется за 3–6 минут.

Покрытие данных

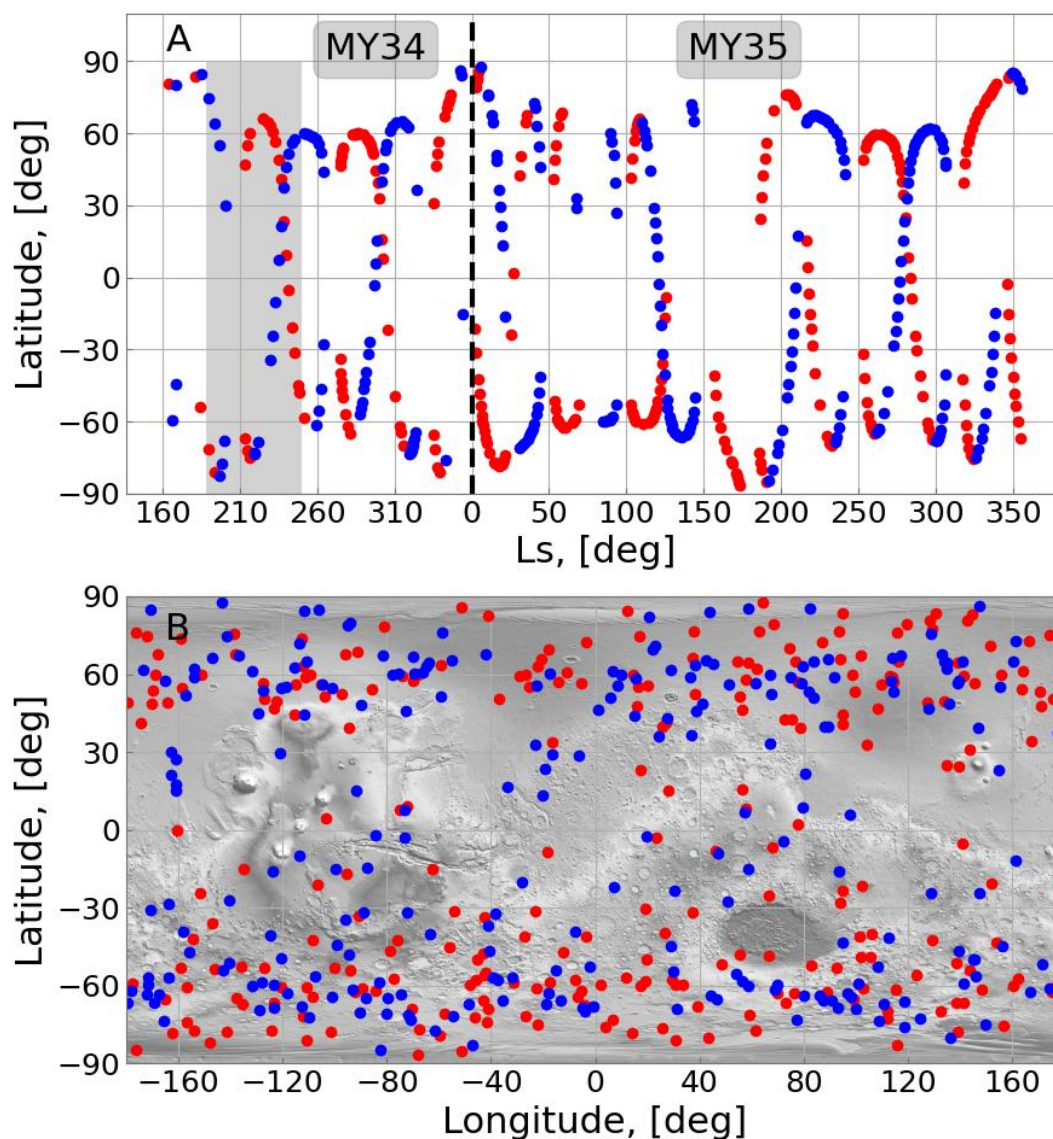


Рис. 2 а) Широтно-сезонное (L_s) б) широтно-долготное покрытие затменных измерений ACS MIR, использованных в данной работе. Утренние и вечерние затмения обозначены красным и синим цветом соответственно. На рис. 2а серым цветом обозначен период глобальной пылевой бури.

В настоящей работе используются наблюдения ACS-MIR солнечных затмений за вторую половину 34 марсианского года (MY34) в период Солнечной

долготы (Ls) от 164° до 354°, а также за весь MY35 (Рис. 2). Данные насчитывают 504 высотных профиля температуры, включающих период глобальной пылевой бури (Ls = 190°–230°) в MY34 и охватывающих два перигелия (Ls ~ 270°) в MY34 и MY35 (Рис. 2а).

Вследствие геометрии наблюдений с орбиты TGO, большинство измерений проходят в области больших широт, и экваториальная область остается мало изученной (Рис. 2а, 2б).

Метод солнечного просвечивания

Метод солнечного просвечивания представляет собой получение спектра пропускания атмосферы планеты вдоль луча зрения, проходящего через неё (Рис. 3). Прибор, при направленном на Солнце поле зрения, сначала измеряет интенсивность солнечного спектра вне атмосферы Марса (~ 200 км) $F_0(\nu)$. Затем измеряется аналогичный спектр сквозь атмосферу планеты $F(\nu, z)$ на высоте прицельной точки z .

Мы получаем спектр пропускания атмосферы путем деления второго спектра на первый.

$$J_{mes}(\nu, z) = F(\nu, z)/F_0(\nu)$$

Таким образом, измерения являются самокалибрующимися и нет необходимости в дальнейших калибровках прибора по абсолютной интенсивности излучения.

Солнечное просвечивание атмосферы, измеренное прибором с высоким спектральным разрешением, чувствительно к регистрации тонких линий молекулярного поглощения. Высокая чувствительность обусловлена мощным излучением Солнца в качестве источника сигнала и длинным оптическим путём луча света сквозь атмосферу (в ~ 50 раз длиннее, чем при наблюдениях в надир). Это позволяет восстанавливать плотность и температуру атмосферы вплоть до высот термосферы, ~ 200 км, если измерять в сильных линиях CO₂. С другой стороны, как предполагает сама суть метода и другое его название “Затменный метод”, измерения могут проводиться только на терминаторе

планеты, восходе и/или закате Солнца. Это ограничивает покрытие данных, как видно из рисунка 2.

В случае TGO, аппарат совершает 12 оборотов вокруг Марса за сутки, следовательно, ACS-MIR может сделать 24 измерения за один день.

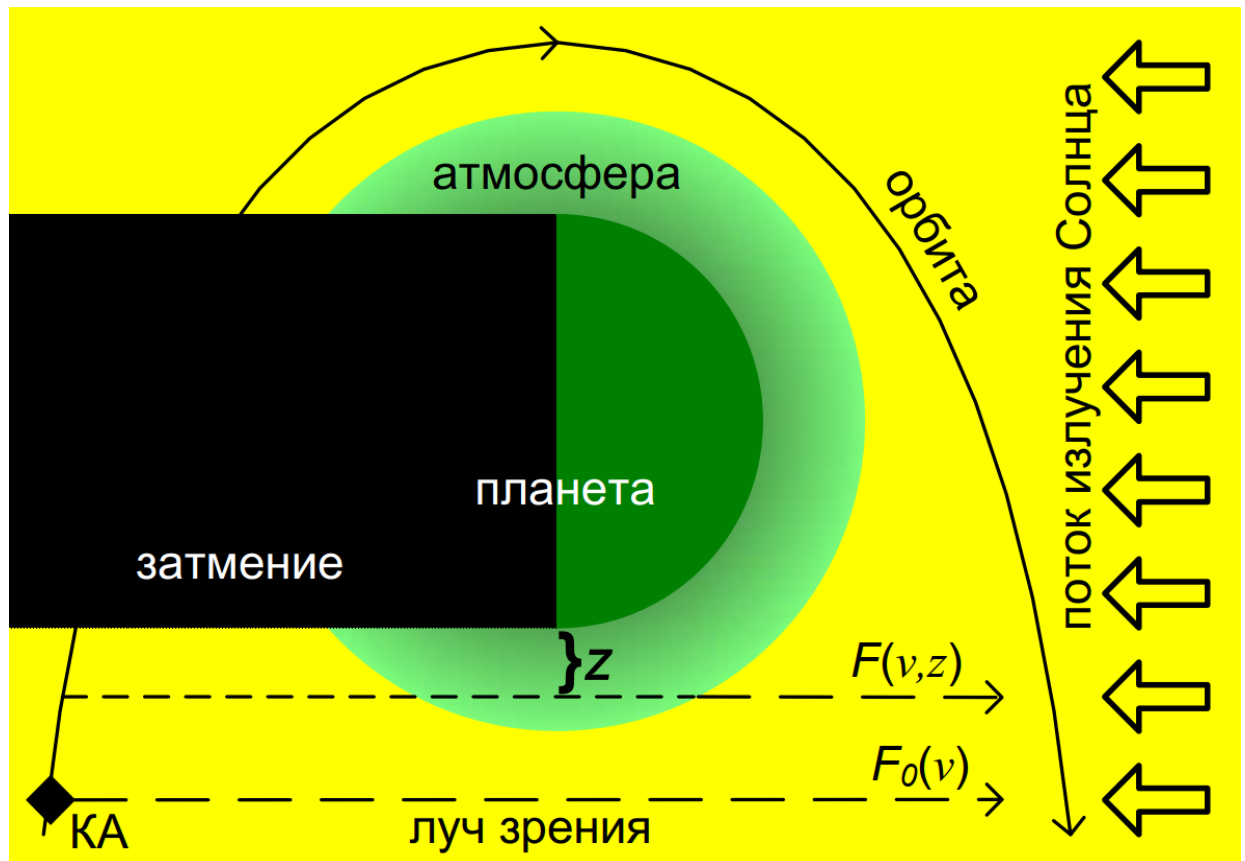


Рис. 3 Схема работы аппарата методом солнечного затмения [31]

Обработка данных

Восстановление температуры

Алгоритм восстановления плотности и температуры атмосферы по измеренным спектрам пропускания основан на численном решении обратной задачи. Оптимальное решение находится путем сопоставления измеренного пропускания J_{mes} с модельным J_{mod} , которое записывается в виде известного закона Бугера-Ламберта-Бэра:

$$J_{mod}(\nu, z) = \exp \left[- \int (\sigma_{CO_2}(T, p)n_{CO_2}(z') + \sigma_{H_2O}(T, p)n_{H_2O}(z') + \tau_a) dz' \right], \quad (1)$$

где $n(z)$ – линейные концентрации газов, $\sigma(T, p)$ – сечения поглощения CO_2 и H_2O для заданных температуры $T(z)$ и давления $p(z)$ на высоте z , τ_a – оптическая толща для аэрозоля. Переход от линейной $[cm^{-2}]$ к объемной $[cm^{-3}]$ концентрации осуществляется с помощью метода “очистки луковицы”, основывающийся на том, что для нахождения концентрации для слоя на высоте z_i , учитываются все слои атмосферы, находящиеся выше этого слоя i . Сечения поглощения молекул рассчитываются по линейно (“line-by-line”) на основе базы данных HITRAN2016 [32]. Затем производится свертка модельного спектра с аппаратной функцией. Процедура поиска оптимальных значений концентраций и температуры производится с помощью минимизации функции “хи-квадрат”

$$\chi^2 = \sum_i A^2(\nu_i), \quad A(\nu_i) = [J_{mod}(\nu_i) - J_{mes}(\nu_i)] / \delta J,$$

где δJ – погрешности пропускания. Сумма берется по всем точкам спектра (пикселям). Алгоритм оптимизации для нахождения минимума функции χ^2 основан на взятии частных производных матрицы Якоби $\partial A / \partial X$ [33], где X – вектор таких параметров, как температура, концентрация CO_2 , относительное содержание H_2O и оптическая толща аэрозоля. Здесь значительный вклад в матрицу Якоби приходится из вращательных линий поглощения, которые

сильно чувствительны к вариациям температуры в данном спектральном диапазоне.

Высокая чувствительность линий CO_2 к температуре обеспечивает одновременное восстановление температуры и концентрации CO_2 , тогда как атмосферное давление вычисляется из профиля температуры $T(z)$ в приближении гидростатического равновесия

$$p_{hyd}(z) = p_0(z_0) \exp\left[-\int_{z_0}^z \frac{g(z')M(z')}{RT(z')} dz'\right],$$

где g – ускорение свободного падения, M – молярная масса атмосферы, R – газовая постоянная. Референсное значение давления p_0 берется на высоте около 30–50 км, соответствующей минимальным ошибкам оптимизации измеренного спектра модельным. Далее, к восстановленным вертикальным профилям температуры и концентрации применяется метод регуляризации Тихонова [34] со сглаживающим коэффициентом равным менее 5 км. Регуляризация определяет наименьшую длину волны (~ 5 –6 км) при анализе волновых структур вертикальных профилей.

Похожая процедура восстановления, также использующая приближение гидростатического равновесия, была использована в работе Fedorova et al. [2] (собственный код) и Alday et al. [35] (код NEMESIS [36]) при восстановлении температуры и давления по данным ACS. Полученные нами профили температуры и концентрации хорошо совпадают с аналогичными результатами, полученными с помощью прибора ACS-NIR [2]. Канал NIR проводит измерения одновременно в тех же сеансах затмения, что и MIR, что позволяет проводить валидацию восстановленных профилей (Рис. 4b). У спектрометра NIR, измеряющего спектр слабой полосы поглощения CO_2 1.58 мкм, детектирование ограничено высотой в 110–120 км или же плотностью $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, тогда как MIR по полосе 2.7 мкм проводит измерения до 160–170 км или $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Нижний предел детектирования по высоте ограничен плотностью аэрозоля и насыщением линий поглощения CO_2 .

Подробная процедура восстановления температуры, концентрации, давления и других параметров из спектров, полученных с помощью прибора ACS-MIR, приведена в статье [37].

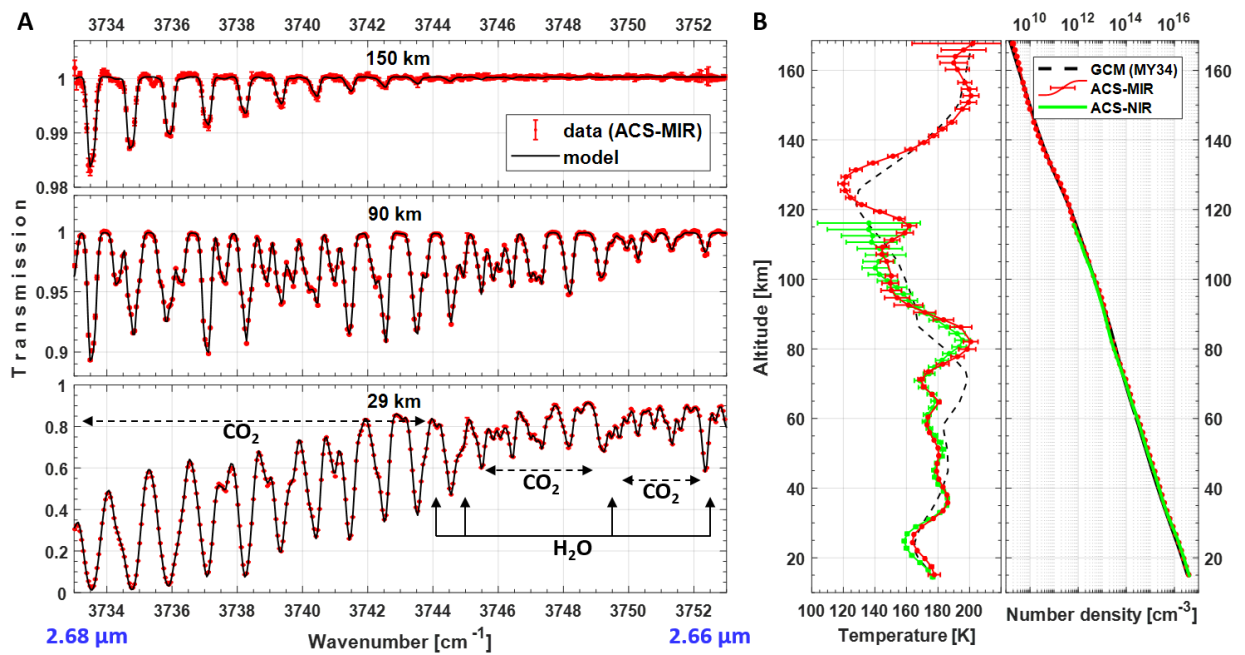


Рис. 4 Спектроскопия поглощения CO_2 и H_2O в #223 дифракционном порядке прибора ACS-MIR (панель A); пример восстановленных вертикальных профилей температуры и плотности (панель B). A) Спектры пропускания, измеренные на высотах прицельной точки 150, 90 и 29 км (красные точки), на фоне модельного спектра (черные сплошные линии); B) Высотные профили температуры (слева) и плотности (справа) полученные по данным ACS-MIR (красные точки). Для сравнения показаны соответствующие профили с канала ACS-NIR [2] (зеленые точки) и из базы MCD [38] (черные штриховые линии). Ошибки для температуры отображают 1- σ погрешности восстановления.

Получение ГВ

Вызванные гравитационными волнами колебания температуры T' находятся путем отделения среднего профиля температуры $\bar{T}(z)$ от измеренного $T(z)$:

$$T' = T - \bar{T} \quad (2)$$

Предполагается усреднение по фазам волны, пространственным и временным масштабам, которые превышают периоды и длины гравитационных волн. Так как наши измерения по солнечному просвечиванию происходят за очень короткое время по отношению к периодам ГВ, возможно различие волн только по пространству в вертикальном масштабе.

В своих работах John and Kumar [39], Ehard et al. [40] рассмотрели несколько способов получения среднего профиля температуры. Эти способы хорошо работают в условиях, когда есть четкое разделение по длинам волн между ГВ и крупномасштабными волнами, такими как приливные, планетарные волны и др. Но в марсианской атмосфере это разделение трудноосуществимо в силу наложения длин волн крупномасштабных возмущений атмосферы и ГВ. Таким образом мы должны выбрать вертикальный масштаб L_z , который бы отделял ГВ от крупномасштабных волн. Было выбрано значение $L_z = 30 \text{ km}$, в несколько раз превышающее шкалу высот атмосферы Марса. При этом, хотя возможна переоценка вклада волн, не являющихся гравитационными, не будет потеряна длинноволновая компонента ГВ. Также вследствие ограниченного высотного разрешения измерений может быть потеряна информация о коротковолновых волнах. В своей статье Alexander [41] обозначила данный “observational filter” (фильтр наблюдений) и также указала на то, что некоторые крупномасштабные гармоники могут быть подвержены рефракции, вызванной ветром, и уйти за рамки детектирования.

Нами были изучены три способа по получению средней температуры: метод спектральной фильтрации, приближение скользящим полиномом и приближение полиномом большого порядка. Первые два метода были прежде использованы применительно к лидарным и спутниковым наблюдениям в атмосфере Земли [39, 40], третий метод был применен для исследования земной [42] и марсианской атмосферы [16, 18, 13]. Перед процедурой построения среднего профиля используемые данные ACS-MIR по температуре интерполируются на равномерную сетку в 500 метров и отбираются только те

величины, погрешности которых меньше 10 К. Метод спектральной фильтрации был проведен с помощью Фурье анализа внутри окна шириной 60 км (± 30 км относительно каждой точки) и в качестве средней температуры принят нулевой коэффициент Фурье разложения. Пример приведен на рис. 5 для двух вертикальных профилей температуры: с крупномасштабными колебаниями на рис. 5a (орбита 2892n1) и мелкомасштабными волнами на рис. 5c (орбита 3251n1). Данный метод дает гладкие средние профили температуры и, как следствие, большие отклонения от измеренного профиля (Рис. 5b, 5d).

Метод скользящих полиномов был заимствован из статьи Whiteway and Carswell [43]. Профили средней температуры рассчитываются путем вписывания полиномов третьей степени в скользящее окно размером 60 км. Для учета значимости величин были использованы веса измерений, рассчитанные из погрешностей температуры. На каждом шаге окно сдвигается снизу-вверх на определенную высоту (на рис. 5a, 5c данная операция показана для шага в 2 и 11 км), затем процедура повторяется для сдвига сверху вниз. После, перекрывающиеся значения полиномов усредняются, и полученный результат сглаживается скользящим средним. Внизу профилей было использовано скользящее окно меньшего размера из-за больших вариаций вписанных полиномов. Верхние и нижние 4 км профилей средней температуры были обрезаны вследствие нереалистичных отклонений, возникающих из-за невозможности усреднения крайних вписанных полиномов с другими пересекающимися полиномами, а также из-за процедуры сглаживания профиля скользящим средним. Время от времени этот метод порождает колебания, осциллирующие не относительно нуля. Для исправления получаемого смещения мы вписываем прямолинейный тренд в высотный профиль относительных флуктуаций температуры $T'(z)/\bar{T}(z)$ методом оценочной функции Тейла-Сена [44, 45]. Здесь линейная регрессия определяется путем нахождения медианного значения в зависимости от угла наклона всех прямых, проходящих через каждую пару точек. Найденный

прямолинейный тренд затем вычитается из профиля флуктуаций, и поправка переносится на профиль средней температуры.

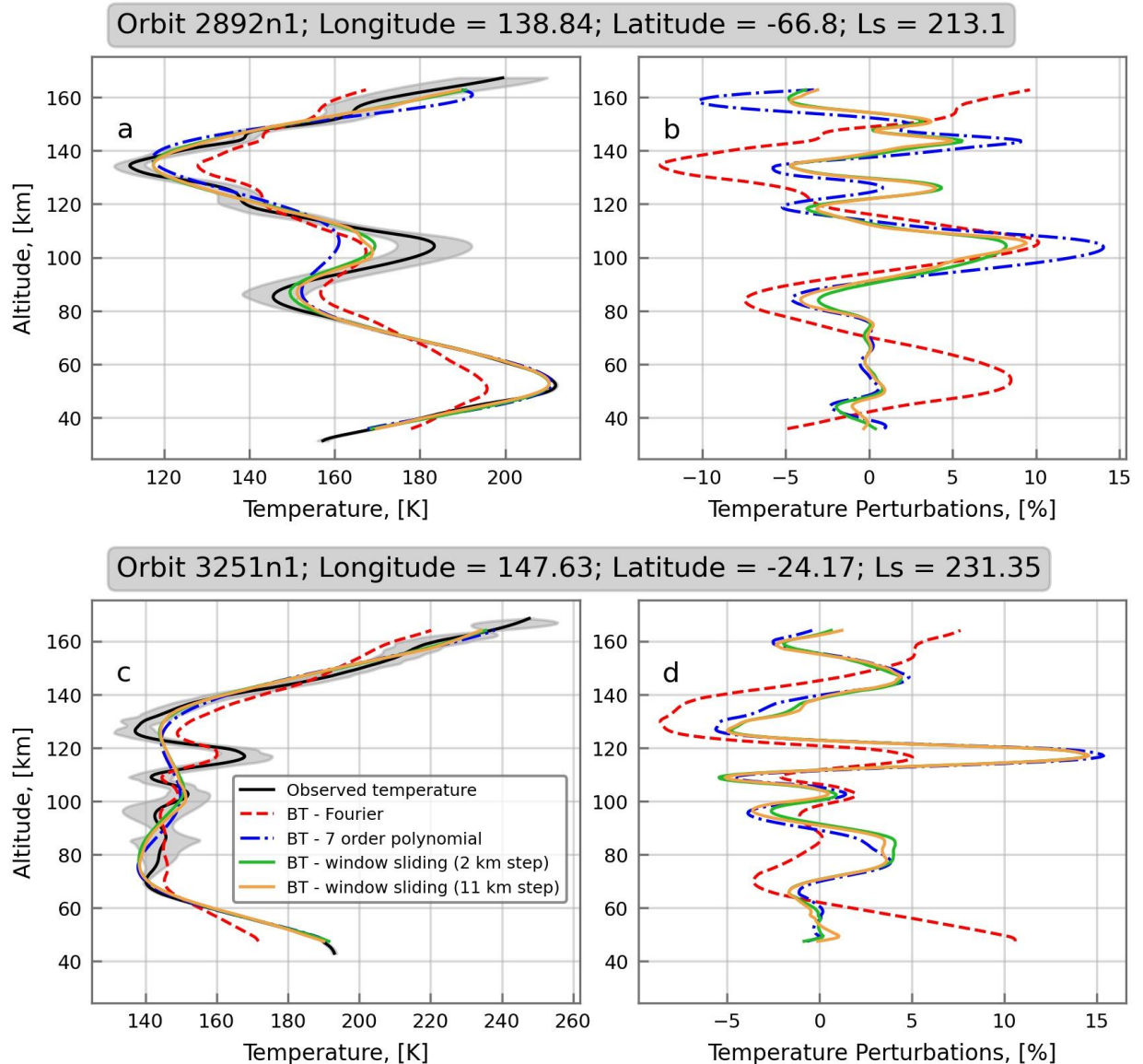


Рис.5 Разделение измеренного профиля температуры на среднюю и волновую компоненты для двух характерных примеров: преобладание крупномасштабной структуры (орбита 2892n1, верхний ряд) и мелкоструктурных возмущений (орбита 3251n1, нижний ряд). Левая колонка отображает среднюю температуру $\bar{T}(z)$, а правая – относительные флуктуации температуры $T'(z)/\bar{T}(z)$ (в процентах). В легенде приведены обозначения для разных методов построения средней температуры. Красная

штриховая линия соответствует разложению Фурье, зеленая и желтые линии отвечают за метод скользящих полиномов с шагом 2 и 11 км соответственно, синие линии получены с помощью приближения профиля температуры полиномом 7 степени. Черными линиями обозначены измеренные температурные профили. Серая закрашенная область соответствует ошибкам измерений.

Результаты, полученные методом скользящих полиномов, построены на рис. 5 для шага окна в 2 и 11 км. Разница между ними незначительна, следовательно, средний профиль и профиль флуктуаций слабо зависят от шага окна. Данный метод хорошо рекомендует себя, как при крупно-, так и при мелкомасштабных возмущениях атмосферы. В случае крупных волн (Рис. 5a), средняя температура близко вписывается к исходной, что дает более маленькие амплитуды волн (Рис. 5b). А в случае мелких колебаний температуры (Рис. 5c), метод дает более сглаженный результат и выявляет больше волновых структур (Рис. 5d). Особенно этот метод хорошо проявляет себя на малых высотах, где у ГВ должна быть маленькая амплитуда вследствие больших значений плотности.

Следующий метод представляет собой вписывание полинома 7 степени на всем промежутке высот. На рис. 5 видно, что полученные результаты хорошо согласуются с методом скользящих полиномов, особенно для профилей, содержащих мелкие возмущения (Рис. 5d). Для профилей с крупномасштабными флуктуациями хорошо вычисляется вертикальная структура волн, но может быть переоценена их амплитуда (Рис. 5b). Минус метода в том, что он иногда дает ложные возмущения средней температуры на концах профиля. После тщательного рассмотрения всех трёх методов, был выбран метод скользящих полиномов как наиболее подходящий и робастный.

Волновая активность и Потенциальная энергия ГВ

ГВ часто характеризуются амплитудой флуктуаций $|T'| = \overline{(T'^2)}^{1/2}$ и потенциальной энергией (на единицу массы):

$$E_p = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{N} \right)^2 \overline{\left(\frac{T'}{T} \right)^2} \quad (3)$$

где N – частота Брента-Вяйсяля

$$N = \sqrt{\frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right)} \quad (4)$$

g ускорение свободного падения и c_p удельная теплоёмкость при постоянном давлении. Амплитуда волнового пакета $|T'(z)|$ (также называемая “волновая активность”) представляет собой огибающую для полученного профиля $T'(z)$. На каждой высоте волновая активность была посчитана как сумма амплитуд всех гармоник разложения Фурье (в силу равенства Парсеваля) профиля $T'(z)$ для 60-км интервала (± 30 км для каждой высоты). Пример рассчитанной огибающей и потенциальной энергии приведен на рис. 6 для тех же самых орбит. Синий и красный профили отображают величины, полученные при учете вклада всех или только двух основных гармоник Фурье-спектра, соответственно. Видно что, хотя учет только двух главных частот вносит малую ошибку в определение волновой активности, он приводит к значительной недооценке потенциальной энергии волн. Следовательно, мы не можем пренебрегать остальными гармониками, как это иногда практикуется в анализе спутниковых наблюдений (напр., [46]).

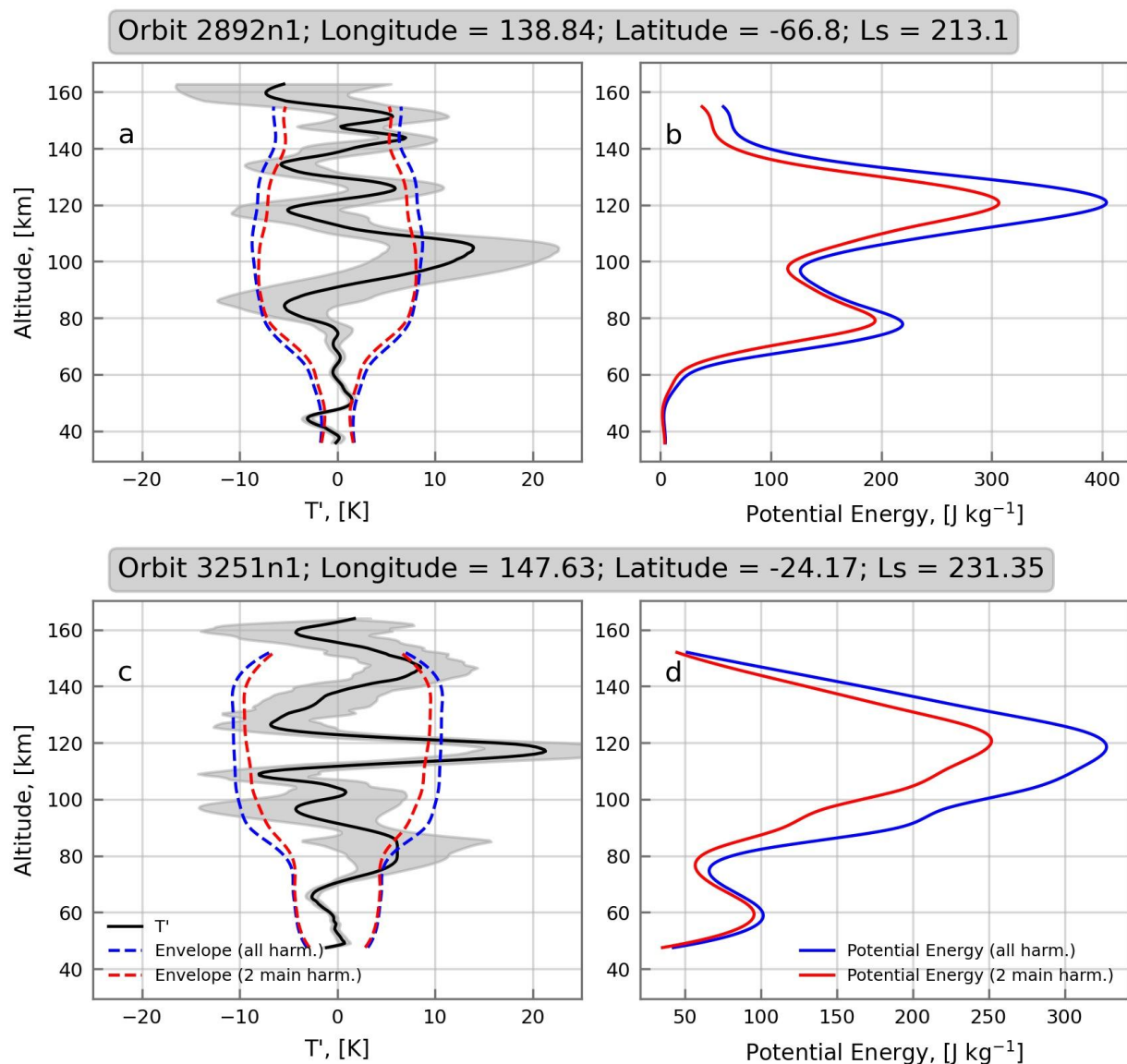


Рис. 6 Активность ГВ $|T'|$ (левая колонка) и потенциальная энергия (на единицу массы, правая колонка). Синие линии отображают величины, рассчитанные с использованием всего спектра, тогда как красные линии учитывают в своем подсчете только две главные гармоники. Серые затемненные области отображают погрешности.

Поток импульса и Ускорение

Еще одной характеристикой ГВ является вертикальный поток горизонтального импульса или, для краткости, “поток импульса”,

$\mathbf{F} = (F_x, F_y, 0) = \rho_0(\overline{u'w'}, \overline{v'w'}, 0)$, где ρ_0 средняя плотность, а (u', v', w') – компоненты флуктуации скорости ветра \mathbf{u}' для обеих горизонтальных и

вертикальной осей соответственно. Поток импульса сохраняется для консервативно распространяющихся волн. Однако рассеивающиеся/диссипирующие ГВ отдают свой импульс воздушному течению, таким образом вызывая ускорение или замедление (в зависимости от знака) горизонтального потока

$$(a_x, a_y) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{d\mathbf{F}}{dz}. \quad (5)$$

Наблюдения по солнечному просвечиванию не дают данных о направлении потока, но его абсолютное значение для гармоник

$F_{k,m} = \sqrt{F_{x,k,m}^2 + F_{y,k,m}^2}$ может быть вычислено таким образом (напр., [46]):

$$F_{k,m} = \frac{1}{2} \rho_0 \frac{k_h}{m} \left(\frac{g}{N} \right)^2 \left(\frac{|T'_{k,m}|}{T} \right)^2, \quad (6)$$

где k_h и m горизонтальные и вертикальные волновые числа соответственно, а $|T'_{k,m}|$ – амплитуда. Последние два параметра находятся из разложения Фурье, но параметр k_h не может быть вычислен из наших данных.

Полное значение потока F находится как сумма по всем гармоникам $F = \sum_m F_{k,m}$. Так как горизонтальное волновое число k_h не может быть найдено из наших измерений, оно служит масштабирующим фактором для профилей потоков и ускорений. Длина тангенциального (самого плотного) слоя атмосферы на высоте прицельной точки составляет 400–500 км в зависимости от высоты. Эта величина ограничивает верхний лимит по разрешению длины волны. Таким образом, в нашем анализе за характеристическую длину волны было принято значение $\lambda_h = 2\pi/k_h = 300 \text{ km}$ как величина, наиболее часто используемая в глобальных моделях циркуляции и дающая наилучшие результаты. На рис. 7 приведены профили потоков импульса для тех же двух орбит.

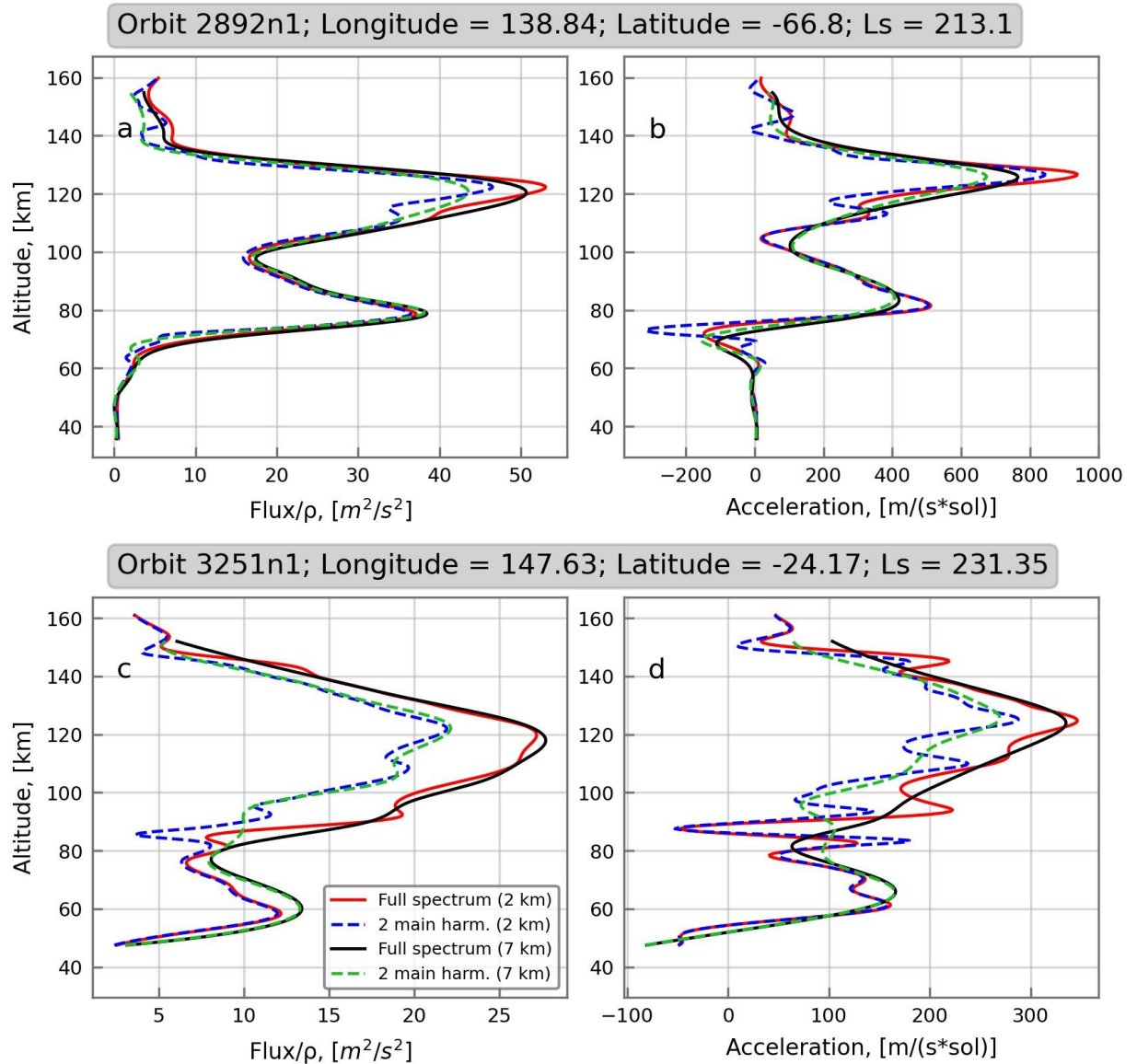


Рис. 7 Модуль потока импульса (на единицу массы) и ускорение для орбит 2892n1, 3251n1. В легенде обозначены профили полученные из полного спектра и с использованием только двух главных гармоник для шага скользящего окна 2 и 7 км.

Для демонстрации чувствительности расчетов потоков импульса (на единицу массы) F/ρ_0 и ускорения a , различным цветом приведены профили, учитывающие при расчете весь Фурье спектр, а также профили, вычисленные только по двум главным гармоникам. Также отдельно показаны результаты для шага окна в 2 и 7 км. Можно увидеть, что шаг и учет гармоник не играет роли при нахождении характеристик крупномасштабных волн (Рис. 7а, 7б), но

для мелких структур пренебрежение гармониками даёт заниженные значения потоков и ускорений, а мелкий шаг даёт более подробную структуру диссипаций отдельных спектральных гармоник волн.

Результаты

Анализ одной орбиты

Выше были приведены примеры двух профилей с крупно- и мелкомасштабной структурой (Рис. 5). В данной главе будет разобрана орбита 4926n1, на которой наблюдались колебания в большом диапазоне длин волн и с большими амплитудами.

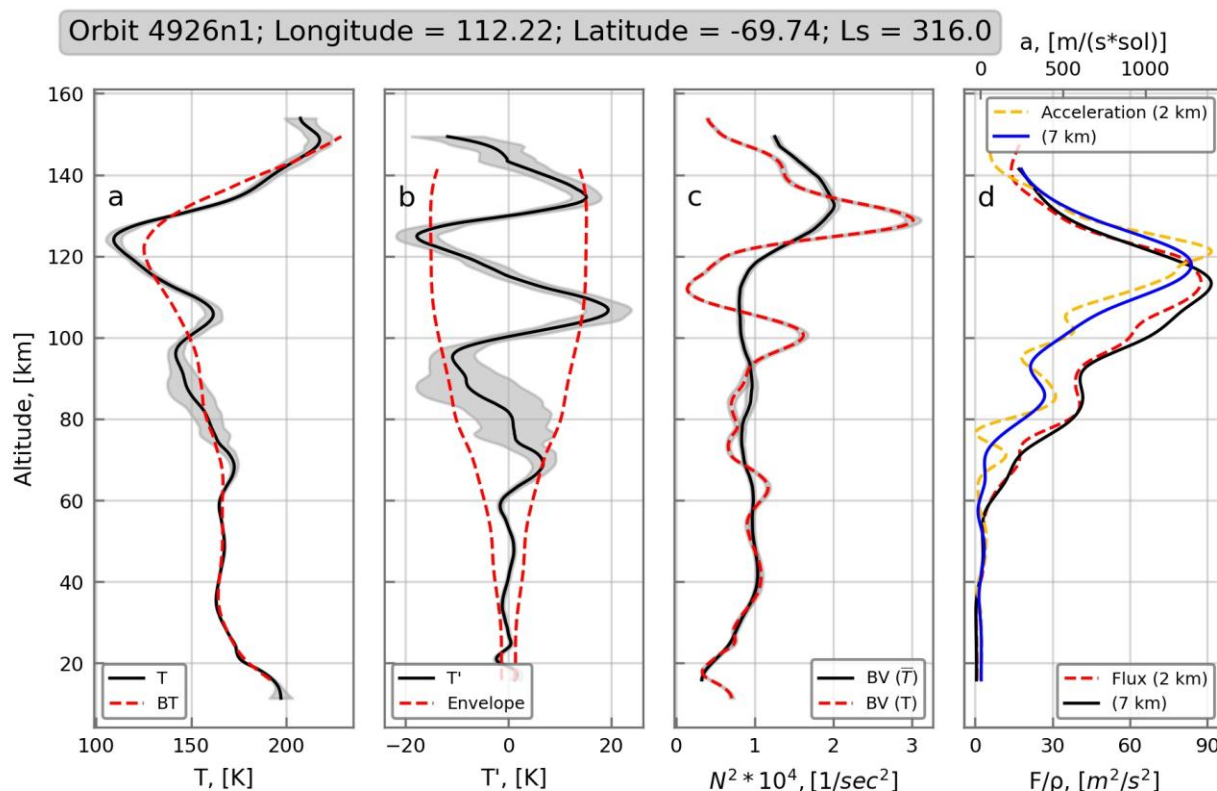


Рис. 8 Высотные профили для орбиты 4926n1. а) Измеренная (сплошная черная линия) и вписанная средняя температура (красная штриховая линия); б) колебания ГВ (сплошная черная линия) и амплитуда колебаний (красная штриховая линия); в) частота Брента-Вяйсяля, представленная для средней (сплошная черная линия) и измеренной температуры (красная штриховая линия); д) поток импульса на единицу массы для 2 и 7 км шага (нижняя ось, штриховая красная и сплошная черная линии соответственно) и ускорение (верхняя ось, штриховая желтая и сплошная синяя линия для 2 и 7 км сдвига соответственно). Затемнение отображает погрешность данных.

Восстановленная температура наряду со вписанным средним профилем построены на рис. 8а. Огибающая на рис. 8b прекращает свой экспоненциальный рост и становится почти постоянной на высоте ~ 110 км. Причина данного “насыщения” видна на рис. 8с по поведению высотного профиля частоты Брента-Вяйсяля $N^2(z)$. Профиль частоты, вычисленной по средней температуре (черная линия), остается относительно постоянным с высотой (приблизительно до 120 км), подразумевая конвективную устойчивость среднего течения. Частота N^2 , полученная из профиля измеренной температуры, испытывает флуктуации с увеличивающейся амплитудой, что связано с возмущением температурного профиля. На высоте 110 км N^2 падает почти до нуля вследствие приближения градиента температуры к адиабатическому (Рис. 8с). Усиленная диссипация ГВ, возникающая вследствие совокупности физических процессов [47], вблизи конвективной неустойчивости ограничивает рост амплитуды волн, а также приводит к уменьшению потока импульса и ускорения (Рис. 8d). При восстановлении средней температуры применение меньшего шага сдвига окна более детально демонстрирует структуру профилей потока импульса и ускорения, но не значительно меняет сами величины.

Пространственно-временное распределение активности ГВ

Рис. 9 демонстрирует широтно-высотное распределение параметров ГВ, усредненных за 34 год. Видно, что амплитуда флуктуации температуры ($|T'|$, Рис. 9а) в среднем растет с высотой. Для сравнения, было построено распределение зонального ветра, полученного с помощью модели Max Planck Institute (MAOAM) MGCM <https://mars.mipt.ru/> для 34 года и усредненного за те же интервалы L_s , что и наблюдения. Видно, что значения величин, расположенные по верхним контурам распределения, являются наибольшими. Этот результат является первым подтверждением подобных расчетов модели глобальной циркуляции атмосферы MGCM (Martian Global Circulation Model) ([28], Figures 3 and 7). Кроме того, величины ускорений, хотя и вычисленные с

точностью до константы k , согласуются с модельными симуляциями, в которых было задано такое же значение параметра k .

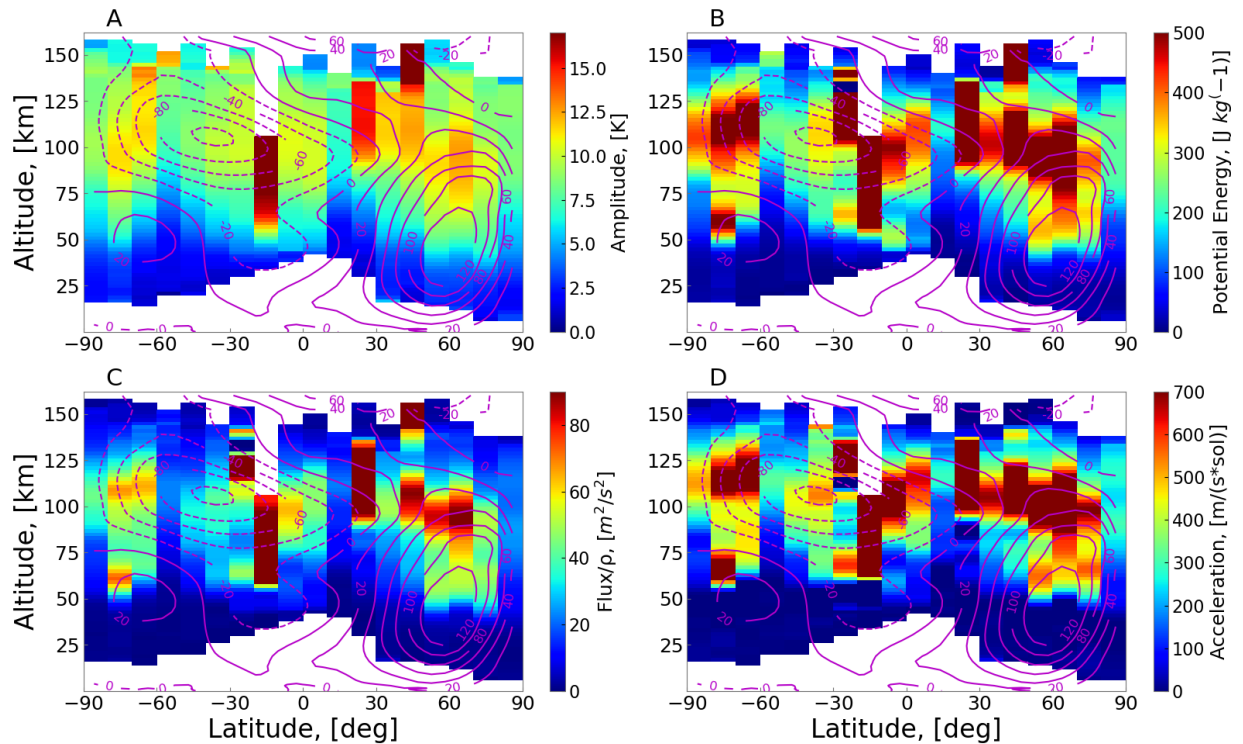


Рис. 9 Широтно-высотные распределения параметров ГВ: А) амплитуды (в Кельвинах) В) потенциальной энергии (на единицу массы) С) вертикального потока горизонтального импульса (на единицу массы) D) ускорения. Размер сетки по широте – 10 градусов, высоте – 2 км. Фиолетовыми контурными линиями обозначено распределение зонального ветра, выраженное в метрах в секунду, построенное из модели MAOAM MGCM для MУ34 (<https://mars.mipt.ru/data.php>) и усредненное за тот же период наблюдений, что и на рис. 3

На рис. 10 приведено сравнение распределений амплитуды волн за MУ34 в период глобальной пылевой бури ($L_s = 188^\circ - 250^\circ$) и MУ35 в том же интервале L_s . Видно, что в среднем амплитуды за MУ34 больше, чем за MУ35. Также видна асимметрия между полушариями 34 марсианского года и различие для утренних и вечерних наблюдений.

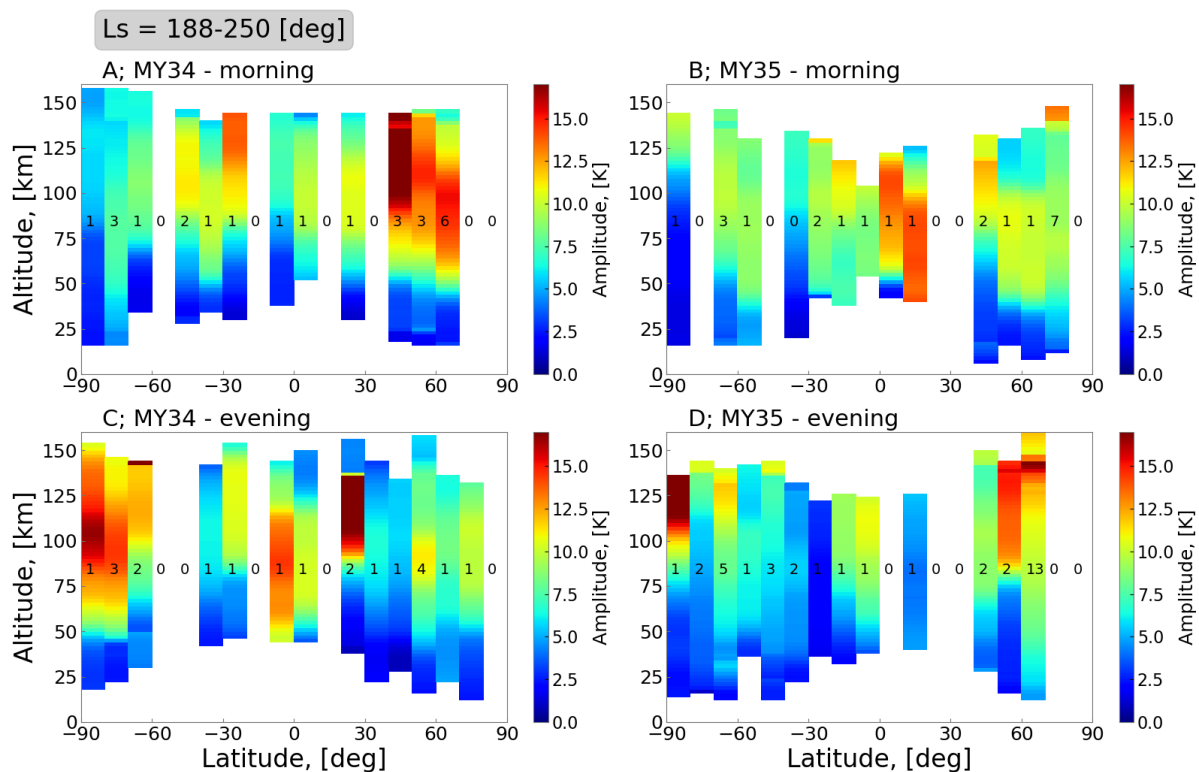


Рис. 10 Широтно-высотные распределения амплитуды ГВ для утренних и вечерних измерений 34 и 35 марсианских годов, соответствующие сезону глобальной пылевой бури MY34 ($L_s = 188^\circ - 250^\circ$). Черными числами на широтных столбцах указано количество профилей, усредненных в соответствующем интервале широт.

Утренние измерения MY35 дают бóльшие амплитуды, во всяком случае для экваториальных широт, как это видно на рис. 10b, 10d и на рис. 11 Здесь приведено сравнение утренних и вечерних амплитуд ГВ для пылевого (Рис. 11c, 11d) ($L_s = 235^\circ - 270^\circ$; $320^\circ - 330^\circ$) и непылевого (Рис. 11a, 11b) ($L_s = 0^\circ - 235^\circ$; $270^\circ - 320^\circ$; $330^\circ - 360^\circ$) сезонов MY35. Подобная разница амплитуд в зависимости от времени суток была отмечена в статьях Yiğit et al. [16], England et al. [17], Terada et al. [18], Vals et al. [14] по измерениям прибора NGIMS на борту MAVEN.

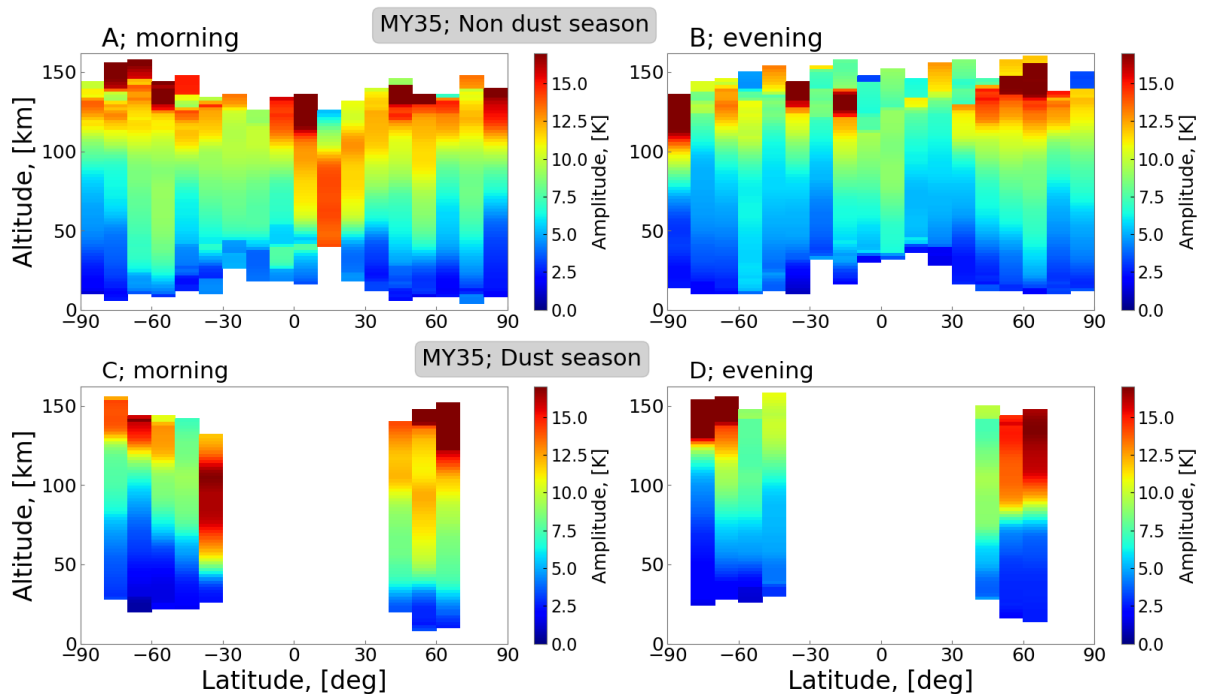


Рис. 11 Широтно-высотные распределения амплитуды ГВ для утренних и вечерних измерений 35 марсианского года, соответствующие непылевому ($L_s = 0^\circ\text{--}235^\circ$; $270^\circ\text{--}320^\circ$; $330^\circ\text{--}360^\circ$) и пылевому ($L_s = 235^\circ\text{--}270^\circ$; $320^\circ\text{--}330^\circ$) сезонам MY35.

Тем не менее нельзя однозначно утверждать о прямой зависимости амплитуды ГВ от времени суток или от температуры атмосферы (с утра температура атмосферы меньше, чем вечером) (см. следующий раздел). На рис. 12 изображена зависимость усредненной по широтам амплитуды ГВ от высоты над поверхностью Марса. Отдельно приведены зависимости для амплитуды усредненной по экваториальным ($< 30^\circ$) широтам (Рис. 12с, 12d) и остальным широтам ($> 30^\circ$) (Рис. 12а, 12b). Видно, что нет однозначной зависимости между амплитудой волн и временем суток. В случае экваториальных широт для MY34 (Рис. 12с) и MY35 (Рис. 12d) наблюдаются противоположные результаты: в MY35 по амплитуде доминируют утренние волны, а в MY34 вечерние. Данный феномен может быть связан как с недостатком наблюдений, так и с влиянием глобальной пылевой бури MY34. Для средних и полярных широт (Рис. 12а, 12b) видно доминирование утренних амплитуд ГВ, однако в случае 35 года (Рис. 12b), такая тенденция продолжается только до

определенной высоты (~ 80–100 км). Таким образом, выяснение зависимости амплитуды волн от времени суток и широты является все еще незавершенной задачей и выходит за рамки данной дипломной работы.

Отметим, что рис. 12 подтверждает вывод из рис. 10 о большей амплитуде волн во время глобальной пылевой бури MY34, чем за тот же сезон MY35, что также подтверждается наблюдениями масс-спектрометра NGIMS на борту MAVEN ([48, 49] и ссылки внутри)

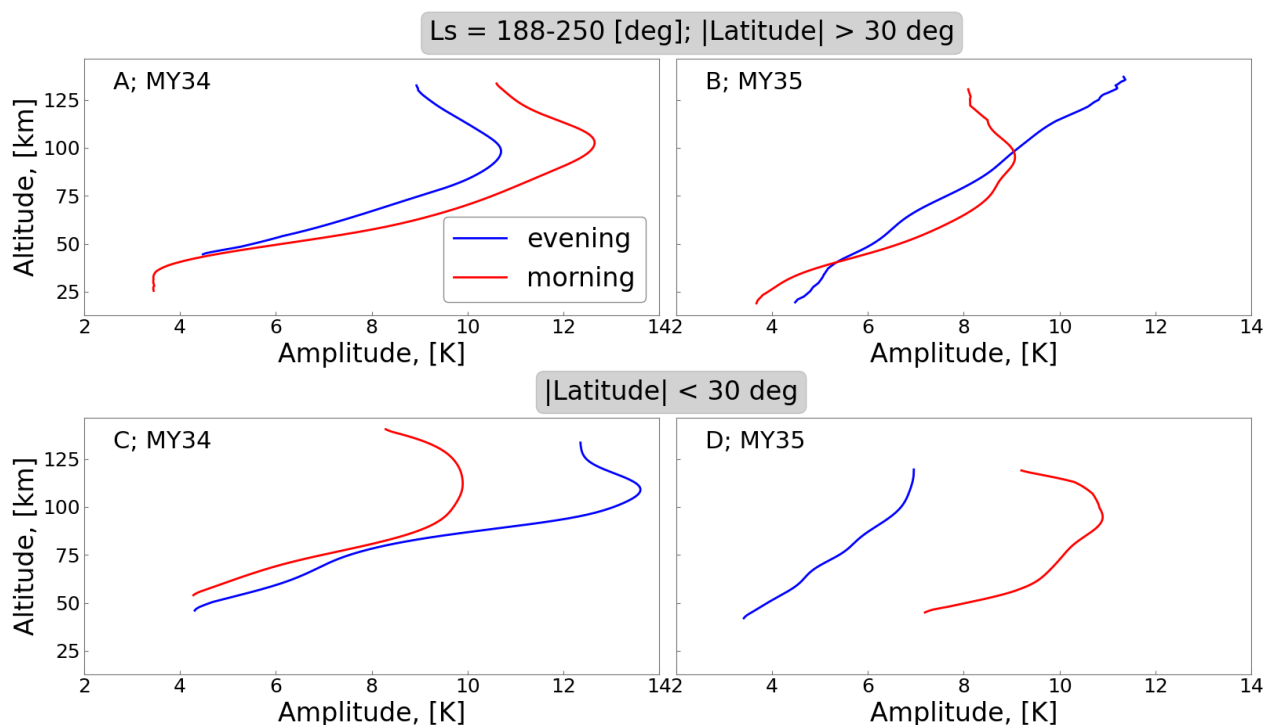


Рис. 12 Зависимость усредненной по широтам амплитуды утренних и вечерних ГВ от высоты над поверхностью Марса для экваториальных ($|\text{Latitude}| < 30^\circ$) и не экваториальных областей ($|\text{Latitude}| > 30^\circ$) для MY34 и MY35

Зависимость амплитуды ГВ от средней температуры и частоты Брента-Вяйсяля

Ранее, прибором NGIMS на борту космического аппарата MAVEN была отмечена антикорреляция между относительными флуктуациями плотности и окружающей температурой на уровнях верхней термосферы [16-18, 14]. Данный эффект связали с конвективной неустойчивостью как доминантным

механизмом ограничения роста амплитуды ГВ с высотой (насыщение волн).
Объяснение было основано на уравнении для одной гармоники ([50], Eq. 6)

$$\frac{|T'|}{\bar{T}} = \frac{|u'|}{|c - \bar{u}|} \frac{N^2}{mg}, \quad (7)$$

где $|u'|$ – амплитуда флуктуаций горизонтальной скорости волны, c – горизонтальная фазовая скорость, а \bar{u} – средняя скорость ветра. Когда $|u'|$ достигает значения $c - \bar{u}$, увеличивающаяся диссипация ограничивает рост $|u'|$, таким образом делая отношение $|u'|/(c - \bar{u})$ постоянным. Хотя явление линейной конвективной неустойчивости требует, чтобы это отношение было равно единице, измерения показывают, что оно составляет 0.7 для наблюдений (Fritts et al. [50], Eq. 2), а также учет механизма нелинейной диффузии в теоретических вычислениях даёт результат $1/\sqrt{2} \approx 0.707$ ([51], Sect. 7). Независимо от точного значения, при условиях насыщения уравнение (7) предполагает зависимость между амплитудой относительных флуктуаций плотности/температуры и частотой Брента-Вяйсяля в квадрате. Большинство наблюдений NGIMS/MAVEN проведено вблизи экзобазы (~150 км), где вертикальный градиент $d\bar{T}/dz$ мал и им можно пренебречь в уравнении (7). Таким образом достигается обратная зависимость между амплитудами относительных флуктуаций и средней температурой \bar{T} .

Измерения по солнечному просвечиванию ACS/TGO покрывают высоты ниже экзобазы, где градиентом $d\bar{T}/dz$ уже нельзя пренебречь. Следовательно, нами была построена зависимость амплитуды относительных флуктуаций температуры от частоты Брента-Вяйсяля N^2 для MУ34 (Рис. 13а).

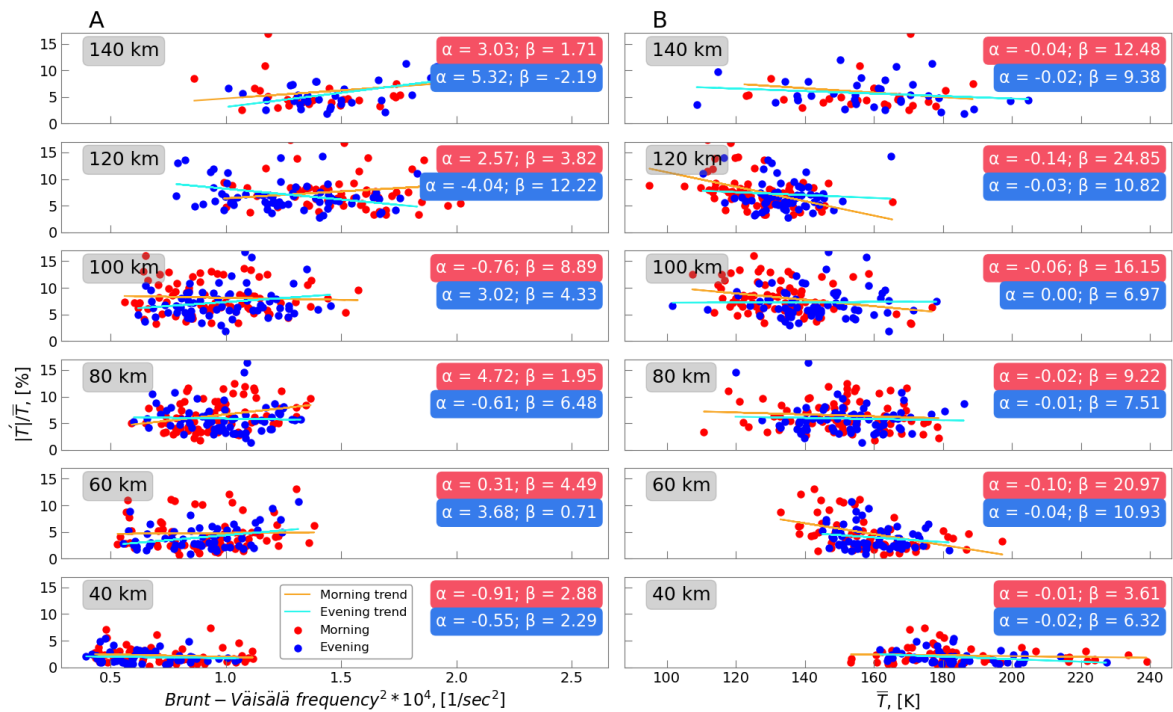


Рис. 13 Амплитуда относительных флуктуаций температуры как функция частоты Брента-Вяйсяля в квадрате (а) и средней температуры (б) на различных высотах для МУЗ4. Красные и синие точки отображают утренние и вечерние измерения соответственно. Линейные регрессии для утренних и вечерних данных, выраженные в форме а) $|T'|/\bar{T} = \alpha N^2 + \beta$ и б) $|T'|/\bar{T} = \alpha \bar{T} + \beta$, отображены оранжевыми и голубыми линиями соответственно, и значения соответствующих коэффициентов приведены в легенде.

По утренним и вечерним измерениям, видно, что нет однозначной зависимости амплитуды от N^2 на любых высотах. В попытках достижения большей точности, по данным была построена линейная регрессия вида $|T'|/\bar{T} = \alpha N^2 + \beta$. Коэффициенты α получились намного меньшими ожидаемого значения из уравнения (7), т.е. несколько десятков или сотен (зависит от характеристического волнового числа m). Различие между утренними и вечерними амплитудами также несущественно.

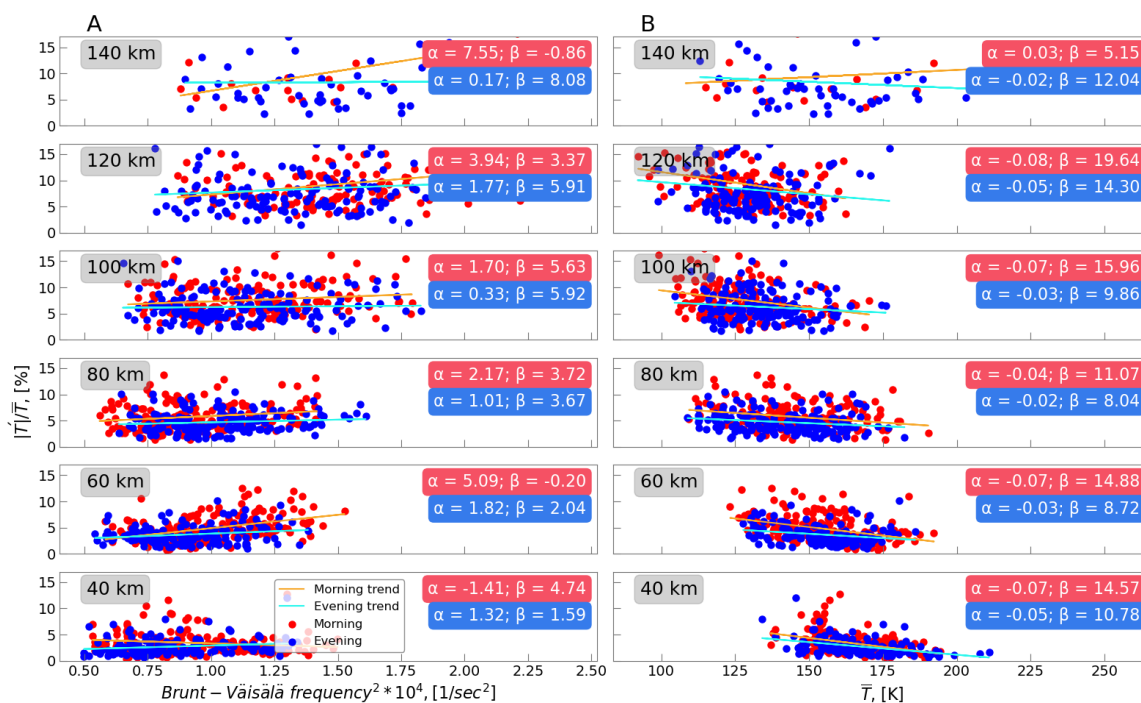


Рис. 14 То же самое, что и на рис. 13, но для MY35

Рис. 13b отображает зависимость амплитуды относительных флуктуаций от средней температуры. Хотя коэффициенты регрессии показывают отрицательный тренд почти на всех высотах, их величина значительно меньше наблюдаемых ранее ($\sim 0.5-1$) вблизи экзобазы. Похожее отсутствие корреляции было уже отмечено ранее в работе Jesch et al. [13] (Figure 12) по данным из измерений во время аэробрейкинга TGO на высотах 100–130 км. Данные соответствовали промежутку солнечной долготы L_s от 332° MY33 до 132° MY34. Используемые в данной работе измерения ACS после аэроторможения покрывают вторую половину 34 года, приходящуюся на пылевые бури, и весь 35 год (Рис. 14). В обоих годах наблюдается похожая статистика и отсутствие явной корреляции. Следовательно, данное поведение величин не зависит от сезона и наличия пылевых бурь.

Заключение

В данной выпускной квалификационной работе были представлены результаты исследования гравитационных волн (ГВ) по наблюдениям солнечного просвечивания, выполненных инструментом ACS (Atmospheric Chemistry Suite) на борту космического аппарата ExoMars TGO (Trace Gas Orbiter). Параметры ГВ находятся из высотных температурных профилей, восстанавливаемых из спектров, полученных спектрометром средне-инфракрасного диапазона ACS/MIR. Особенность данных заключается в большом высотном покрытии (20–160 км), хорошем вертикальном разрешении (0.5–2.5 км) и охвате полутора марсианских лет, включая глобальную пылевую бурю 34го марсианского года.

Были проанализированы несколько методов по сглаживанию высотных профилей для выявления профиля средней температуры. Наилучшим и робастным показал себя метод приближения скользящим полиномом. Процедура была применена к 504 профилям, полученным за вторую половину 34 и весь 35 марсианский год. Также были получены такие характеристики ГВ, как амплитуда, потенциальная энергия, модуль вертикального потока горизонтального импульса и модуль ускорения. Главные результаты:

1. Амплитуда температурных флуктуаций, вызванных ГВ, увеличивается с высотой, но процессы диссипации/насыщения ограничивают рост волн на больших высотах. Величина амплитуд обычно составляет 8–14 Кельвин в районе мезопаузы, но также может и превышать эти значения.
2. В районе мезопаузы (100–120 км) превалирует эффект диссипации волн, что видно по максимуму значений потока импульса и ускорения. Похожее значение ускорения в сотни $\text{m s}^{-1} \text{sol}^{-1}$ было продемонстрировано в глобальной модели циркуляции MGCM [47].
3. Пространственное (высотно-широтное) распределение ускорения согласуется с моделью [28]. Данный результат является первой прямой валидацией модели.

4. Амплитуды ГВ за время глобальной бури МУ34 в среднем больше, чем за МУ35 того же сезона. Обнаружена асимметрия между полушариями МУ34 для утренних и вечерних наблюдений. Также не было найдено однозначной зависимости амплитуды ГВ от времени суток для экваториальной и не экваториальной широтных областей.
5. Не было найдено корреляции между амплитудой относительных флуктуаций температуры и частотой Брента-Вяйсяля для любой высоты. Также не было найдено зависимости от года и пылевых условий.
6. Данная работа была апробирована на международных и всероссийских конференциях: MS3 (Moscow Solar System Symposium), EGU (European Geosciences Union), Современные Проблемы Дистанционного зондирования Земли из Космоса. Также по результатам исследований была написана статья “Gravity wave activity in the Martian atmosphere at altitudes 20–160 km from ACS/TGO occultation measurements” [52] и отправлена в журнал Journal of Geophysical Research: Planets (квартиль Q1). На данный момент статья прошла первую рецензию с минимальными поправками.

Список литературы

1. Korablev, O., Montmessin, F., Trokhimovskiy, A., Fedorova, A. A., Shakun, A. V., Grigoriev, A. V., et al. (2018). The Atmospheric Chemistry Suite (ACS) of Three Spectrometers for the ExoMars 2016 Trace Gas Orbiter. *Space Science Reviews*, 214. doi:10.1007/s11214-017-0437-6
2. Fedorova, A. A., Montmessin, F., Korablev, O., Luginin, M., Trokhimovskiy, A., Belyaev, D. A., et al. (2020). Stormy water on Mars: The distribution and saturation of atmospheric water during the dusty season. *Science*, 367, 297–300. doi: 10.1126/science.aay9522
3. Yiğit, E., & Medvedev, A. S. (2019). Obscure waves in planetary atmospheres. *Physics Today*, 72, 6, 40. doi: 10.1063/PT.3.4226
4. Fritts, D. C., & Alexander, J. M. (2003). Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews of Geophysics*, 41, 1003. doi:10.1029/2001RG000106
5. Yiğit, E., & Medvedev, A. S. (2015). Internal wave coupling processes in earth's atmosphere. *Advances in Space Research*, 55, 983–1003. doi:10.1016/j.asr.2014.11.020
6. Forget, F., Costard, F., & Lognonné, P. (2008). *Planet Mars*. Praxis. ISBN: 978-0-387-48925-4
7. Keating, G. M., Bougher, S. W., Zurek, R. W., Tolson, R. H., Cancro, G. J., Noll, S. N., et al. (1998). The structure of the upper atmosphere of mars: In situ accelerometer measurements from Mars Global Surveyor. *Science*, 279, 1672–1676. doi:10.1126/science.279.5357.1672
8. Creasey, J. E., Forbes, J. M., & Keating, G. M. (2006a). Density variability at scales typical of gravity waves observed in Mars' thermosphere by the MGS accelerometer. *Geophysical Research Letters*, 33. doi:10.1029/2006GL027583
9. Fritts, D. C., Wang, L., & Tolson, R. H. (2006). Mean and gravity wave structures and variability in the Mars upper atmosphere inferred from Mars Global Surveyor and Mars Odyssey aerobraking densities. *Journal of Geophysical Research*, 111. doi:10.1029/2006JA011897

10. Tolson, R. H., Keating, G. M., George, B. E., Escalera, P. E., & Werner, M. R. (2005). Application of Accelerometer Data to Mars Odyssey Aerobraking and Atmospheric Modeling. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 45. doi:10.2514/1.15173
11. Tolson, R. H., Bemis, E., Hough, S., Zaleski, K., Keating, G., Shidner, J., et al. (2008). Atmospheric Modeling Using Accelerometer Data During Mars Reconnaissance Orbiter Aerobraking Operations. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 45. doi:10.2514/1.34301
12. Withers, P. (2006). Mars Global Surveyor and Mars Odyssey Accelerometer observations of the Martian upper atmosphere during aerobraking. *Geophysical Research Letters*, 33, L02201. doi:10.1029/2005GL024447
13. Jesch, D., Medvedev, A. S., Castellini, F., Yiğit, E., & Hartogh, P. (2019). Density fluctuations in the lower thermosphere of Mars retrieved from the ExoMars Trace Gas Orbiter (TGO) aerobraking. *Atmosphere*, 10. doi:10.3390/atmos10100620
14. Vals, M., Spiga, A., Forget, F., Millour, E., Montabone, L., & Lott, F. (2019). Study of gravity waves distribution and propagation in the thermosphere of Mars based on MGS, ODY, MRO and MAVEN density measurements. *Planetary and Space Science*, 178. doi:10.1016/j.pss.2019.104708
15. Siddle, A. G., Mueller-Wodarg, I. C., Bruinsma, S., & Marty, J. -C. (2020). Density structures in the Martian lower thermosphere as inferred by Trace Gas Orbiter accelerometer measurements. *Icarus*. doi:10.1016/j.icarus.2020.114109
16. Yiğit, E., England, S. L., Liu, G., Medvedev, A. S., Mahaffy, P. R., Kuroda, T., & Jakosky, B. M. (2015). High-altitude gravity waves in the Martian thermosphere observed by MAVEN/NGIMS and modeled by a gravity wave scheme. *Geophysical Research Letters*, 42, 8993–9000. doi:10.1002/2015GL065307
17. England, S. L., Liu, G., Yiğit, E., Mahaffy, P. R., Elrod, M., Benna, M., et al. (2017). MAVEN NGIMS observations of atmospheric gravity waves in the Martian

- thermosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2310–2335. doi:10.1002/2016JA023475
18. Terada, N., Leblanc, F., Nakagawa, H., Medvedev, A. S., Yiğit, E., Kuroda, T., et al. (2017). Global distribution and parameter dependences of gravity wave activity in the Martian upper thermosphere derived from MAVEN/NGIMS observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122, 2374–2397. doi:10.1002/2016JA023476
19. Hinson, D. P., Simpson, R. A., Twicken, J. D., Tyler, G. L., & Flasar, F. M. (1999). Initial results from radio occultation measurements with Mars Global Surveyor. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 104, 26997–27012. doi:10.1029/1999JE001069
20. Creasey, J. E., Forbes, J. M., & Hinson, D. P. (2006b). Global and seasonal distribution of gravity wave activity in Mars' lower atmosphere derived from MGS radio occultation data. *Geophysical Research Letters*, 33, L01803. doi:10.1029/2005GL024037
21. Ando, H., Imamura, T., & Tsuda, T. (2012). Vertical wavenumber spectra of gravity waves in the Martian atmosphere obtained from Mars Global Surveyor radio occultation data. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69, 2906–2912. doi:10.1175/JAS-D-11-0339.1
22. Wright, C. J. (2012). A one-year seasonal analysis of martian gravity waves using MCS data. *Icarus*, 219, 274–282. doi:10.1016/j.icarus.2012.03.004
23. Heavens, N. G., Kass, D. M., Kleinböhl, A., & Schofield, J. T. (2020). A multiannual record of gravity wave activity in Mars's lower atmosphere from on-planet observations by the Mars Climate Sounder. *Icarus*, 341, 113630. doi:10.1016/j.icarus.2020.113630
24. Nakagawa, H., Terada, N., Jain, S. K., Schneider, N. M., Montmessin, F., Yelle, R. V., et al. (2020). Vertical propagation of wave perturbations in the middle atmosphere on Mars by MAVEN/IUVS. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 125. doi: 10.1029/2020JE006481

25. Quémerais, E., Bertaux, J. -L., Korablev, O., Dimarellis, E., Charles, C., Sandel, B. R., & Fussen, D. (2006). Stellar occultations observed by SPICAM on Mars Express. *Journal of Geophysical Research*, *111*, E09S04. doi:10.1029/2005JE002604
26. Forget, F., Montmessin, F., Bertaux, J. -L., González-Galindo, F., Lebonnois, S., Quémerais, E., Reberac, A., et al. (2009). Density and temperatures of the upper Martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM. *Journal of Geophysical Research*, *114*. doi:10.1029/2008JE003086
27. Gröller, H., Montmessin, F., Yelle, R. V., Lefèvre, F., Forget, F., Schneider, N. M., et al. (2018). Maven/IUVS stellar occultation measurements of Mars atmospheric structure and composition. *Journal of Geophysical Research: Planets*, *123*, 1449-1483. doi:10.1029/2017JE005466
28. Medvedev, A. S., Yiğit, E., Hartogh, P., & Becker, E. (2011). Influence of gravity waves on the Martian atmosphere: General circulation modeling. *Geophysical Research*, *116*. doi:10.1029/2011JE003848
29. Medvedev, A. S., & Yiğit, E. (2019). Gravity waves in planetary atmospheres: Their effects and parameterization in global circulation models. *Atmosphere*, *10*. doi:10.3390/atmos10090531
30. Gilli, G., Forget, F., Spiga, A., Navarro, T., Millour, E., Montabone, L., et al. (2020). Impact of Gravity Waves on the Middle Atmosphere of Mars: A Non-Orographic Gravity Wave Parameterization Based on Global Climate Modeling and MCS Observations. *Journal of Geophysical Research: Planets*, *125*. doi: 10.1029/2018JE005873
31. Беляев, Д. А. (2008). Исследование планетных атмосфер методом солнечного просвечивания с применением акустооптической фильтрации. [дис. канд. физ.-мат. наук., Институт Космических Исследований РАН, Москва].
32. Gordon, I., Rothman, L., Hill, C., Kochanov, R., Tan, Y., Bernath, P., et al. (2017). The HITRAN2016 molecular spectroscopic database. *Journal of*

- Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 203, 3-69.
doi:10.1016/j.jqsrt.2017.06.038.
33. Marquardt, D. W. (1963). An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11, 431-441. doi:10.1137/0111030
34. Tikhonov, A. N., & Arsenin, V. Y. (1977). *Solutions of Ill-Posed Problems*.
35. Alday, J., Wilson, C. F., Irwin, P. G., Olsen, K. S., Baggio, L., Montmessin, F., et al. (2019). Oxygen isotopic ratios in Martian water vapour observed by ACS MIR on board the ExoMars Trace Gas Orbiter. *Astronomy & Astrophysics*, 630. doi:10.1051/0004-6361/201936234
36. Irwin, P. G., Teanby, N. A., de Kok, R., Fletcher, L. N., Howett, C. J., Tsang, C. C., et al. (2008). The NEMESIS planetary atmosphere radiative transfer and retrieval tool. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 109(6), 1136-1150. doi:10.1016/j.jqsrt.2007.11.006
37. Belyaev, D. A., Fedorova, A. A., Trokhimovskiy, A., Alday, J., Montmessin, F., Korablev, O. I., et al. (2021). Revealing a High Water Abundance in the Upper Mesosphere of Mars With ACS Onboard TGO. *Geophysical Research Letters*, 48. doi: 10.1029/2021GL093411
38. Millour, E., Forget, F., Spiga, A., Vals, M., Zakharov, V., Montabone, L., et al. (2018). The Mars Climate Database (version 5.3). [Paper presented at the Mars Science Workshop "From Mars Express to ExoMars", held 27-28 February 2018 at ESAC]. Madrid, Spain, id.68. Retrieved from <https://www.cosmos.esa.int/web/mars-science-workshop-2018>
39. John, S. R., & Kumar, K. K. (2013). A discussion on the methods of extracting gravity wave perturbations from space-based measurements. *Geophysical Research Letters*, 40, 2406–2410. doi:10.1002/grl.50451
40. Ehard, B., Kaifler, B., Kaifler, N., & Rapp, M. (2015). Evaluation of methods for gravity wave extraction from middle-atmospheric lidar temperature measurements. *Atmospheric Measurement Techniques*, 8, 4645–4655. doi:10.5194/amt-8-4645-2015

41. Alexander, M. J. (1998). Interpretation of observed climatological patterns in stratospheric gravity wave variance. *Journal of Geophysical Research*, *103* (D8), 8627-8640. doi: 10.1029/97JD03325
42. Spiga, A., Teitelbaum, H., & Zeitlin, V. (2008). Identification of the sources of inertia-gravity waves in the Andes Cordillera region. *Annales Geophysicae*, *26*, 2551–2568. doi:10.5194/angeo-26-2551-2008
43. Whiteway, J., & Carswell, A. (1995). Lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere over Toronto. *Journal of Geophysical Research*, *100*, 14113–14124. doi:10.1029/95JD00511
44. Theil, H. (1950). A rank-invariant method of linear and polynomial regression analysis. *Proceedings van de Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen*, *53*, 386–39, 2521-525, 1397-1412.
45. Sen, P. K. (б.д.). Estimates of the Regression Coefficient Based on Kendall's Tau. *Journal of the American Statistical Association*, *63* (324), 1379–1389. doi: 10.2307/2285891
46. Ern, M., Preusse, P., Alexander, J. M., & Warner, C. D. (2004). Absolute values of gravity wave momentum flux derived from satellite data. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *109*, D20103. doi:10.1029/2004JD004752
47. Yiğit, E., Medvedev, A. S., & Hartogh, P. (2018). Influence of gravity waves on the climatology of high-altitude Martian carbon dioxide ice clouds. *Annales Geophysicae*, *36*, 1631–1646. doi:10.5194/angeo-36-1631-2018
48. Yiğit, E., Medvedev, A. S., Benna, M., & Jakosky, B. M. (2021). Dust Storm-Enhanced Gravity Wave Activity in the Martian Thermosphere Observed by MAVEN and Implication for Atmospheric Escape. *Geophysical Research Letters*, *48*. doi:10.1029/2020GL092095
49. Leelavathi, V., Venkateswara Rao, N., & Rao, S. V. (2020). Interannual variability of atmospheric gravity waves in the Martian thermosphere: Effects of the 2018 planet-encircling dust event. *Journal of Geophysical Research: Planets*, *125*. doi:10.1029/2020JE006649

50. Fritts, D. C., Tsuda, T., Kato, S., Sato, T., & Fukao, S. (1988). Observational evidence of a saturated gravity wave spectrum in the troposphere and lower stratosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45, 1741–1759. doi:10.1175/1520-0469
51. Medvedev, A. S., & Klaassen, G. P. (2000). Parameterization of gravity wave momentum deposition based on nonlinear wave interactions: Basic formulation and sensitivity tests. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62, 1015–1033. doi:10.1016/S1364-6826
52. Starichenko, E. D., Belyeav, D. A., Medvedev, A. S., Fedorova, A. A., Korablev, O. I., Trokhimovskiy, A., et al. (2021). Gravity wave activity in the Martian atmosphere at altitudes 20-160 km from ACS/TGO occultation measurements. doi: 10.1002/essoar.10506561.2