

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ОКОЛОЛУННОЙ ПЛАЗМЕ: СВОЙСТВА, ПРОЯВЛЕНИЯ, ЭФФЕКТЫ

*Л. М. Зеленый**, *С. И. Попель***, *А. П. Голубь*

*Институт космических исследований Российской академии наук
117997, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 февраля 2024 г.,
после переработки 15 марта 2024 г.
Принята к публикации 15 марта 2024 г.

Рассматриваются возможные проявления магнитных полей в окололунной плазме. Отмечается, что благодаря действию магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли возможен перенос частиц заряженной пыли над лунной поверхностью на большие расстояния. Соответственно, пылевая плазма над освещенной Солнцем поверхностью Луны может существовать для всего диапазона лунных широт. Из-за существенной локализации областей магнитных аномалий их влияние на перенос заряженных пылевых частиц над Луной несущественно. Тем не менее показано, что в зонах магнитных аномалий пылевая плазма «подавлена» по сравнению с ситуацией вне этих зон. Важным объектом исследования являются мини-магнитосферы, связанные с зонами лунных магнитных аномалий и ответственные за ряд оптических и спутниковых наблюдений, таких как «лунные завитки», нижегибридная турбулентность и т. д.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 130-летию П. Л. Капицы

DOI: 10.31857/S0044451024070137

1. ВВЕДЕНИЕ

В жизни Петра Леонидовича Капицы был относительно небольшой период, начавшийся в 1946 году, когда из-за конфликта с Л.П. Берия он попал в серьезную опалу и был снят с должности директора Института физических проблем АН СССР, который он основал в 1934 году. П.Н. Капица пробыл в опале девять лет. В это время он в основном жил на даче в Николиной Горе. Но он не перестал заниматься физикой: он заинтересовался новым направлением — электроникой больших мощностей и физикой плазмы. На даче он снова основал ИФП, только это был не Институт физических проблем, а «Имба физических проблем» — так называл Капица свою домашнюю лабораторию, где создал свои первые высокочастотные генераторы большой мощности.

Можно, таким образом, сказать, что физика плазмы тоже присутствует в широчайшем спектре научных интересов и достижений П.Л. Капицы.

Кроме того, Петр Леонидович был свидетелем захватывающего соревнования за первенство в освоении Луны между СССР и США в 1960–1970-е годы, и плазменная физика экзосферы Луны, важность которой только начала осознаваться в те годы, наверняка бы его заинтересовала. С учетом также большого интереса П.Л. Капицы к физике магнитных полей в данной работе представлен материал, посвященный влиянию магнитных полей на плазму экзосферы Луны.

Одной из ключевых проблем физики окололунного пространства в настоящее время является исследование взаимодействий окололунной плазмы с магнитными полями. Хотя магнитные поля у Луны и являются довольно малыми, они могут приводить к интересным и весьма ощутимым следствиям. Окололунная плазма подвержена действию двух типов магнитных полей. Прежде всего, это поле хвоста магнитосферы Земли, типичные значения которого составляют величины порядка 10^{-5} – 10^{-4} Гс [1,2]. Луна находится в хвосте магнитосферы Земли около четверти своей орбиты. Кроме того, на Луне имеются так называемые области магнитных аномалий, связанные с магнитным веществом в лунной коре. Измерения приповерхностных магнитных полей

* E-mail: lzelenyi@cosmos.ru

** E-mail: popel@iki.rssi.ru

на видимой стороне Луны, выполненные в рамках миссий Аполлон 12, 14, 15 и 16, составили соответственно $3.8 \cdot 10^{-4}$, $1.03 \cdot 10^{-3}$, $3 \cdot 10^{-5}$ и $3.27 \cdot 10^{-3}$ Гс [3]. Из спутниковых измерений известно [4], что наибольшие (для Луны) магнитные поля присутствуют на невидимой стороне Луны. Считается, что эти поля определяют лимбовые возмущения солнечного ветра.

До сих пор открыт вопрос о происхождении магнитных полей в зонах магнитных аномалий. Соответственно теоретические исследования магнитных полей у Луны посвящены в основном выявлению причин возникновения магнитных полей у Луны (см., например, [5–7]). Одна из гипотез о происхождении магнитных полей утверждает, что Луна когда-то обладала магнитным динамо, приводимым в движение за счет тепловых процессов. Однако ввиду, в частности, небольшого размера лунного ядра данная теория оказывается проблематичной [8]. Другая гипотеза состоит в том, что ударные события могли либо создать, либо усилить ранее существовавшие магнитные поля, особенно вблизи антиподов крупнейших кратеров [9]. Однако и данная гипотеза имеет противоречия с результатами наблюдений, а также с тем фактом, что мощные ударные события, необходимые для генерации магнитных полей в рамках данной гипотезы, могли бы либо вывести Луну из синхронного вращения, либо вызвать либрации большой амплитуды, которые длились бы несколько десятков тысяч лет [10]. Имеется гипотеза, предполагающая альтернативный механизм создания лунного динамо, в котором энергия для действия динамо исходит от вращения Луны, а не от тепловых эффектов [5].

При описании взаимодействия окололунной плазмы с магнитными полями прежде всего следует учесть тот факт, что очень часто плазму в окрестности Луны следует рассматривать как пылевую [11, 12]. В качестве пылевой компоненты над поверхностью Луны рассматривают частицы лунного реголита [13], поднятые либо в результате электростатических процессов (см., например, [14–20]), либо вследствие ударов метеороидов [21–23]. И те и другие пылевые частицы вносят вклад в «запыленную» экзосферу Луны. Наиболее «мощная» плазменно-пылевая экзосфера сосредоточена над обращенной к Солнцу стороной Луны, которая находится под действием солнечного ветра и излучения. В ней важную роль приобретает фотоэффект, за счет которого освещенная солнечным светом поверхность Луны приобретает положительный заряд [24]. В результате пылевая

плазма над освещенной стороной Луны содержит электроны и ионы солнечного ветра, левитирующие пылевые частицы, фотоэлектроны, поступающие в экзосферу в результате фотоэмиссии с лунной поверхности и с поверхностями левитирующих пылевых частиц. В 2013 году в Соединенных Штатах Америки была осуществлена миссия NASA LADEE («Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer» — «Исследователь лунной атмосферы и пылевой среды») [25], в рамках которой окололунная пылевая плазма изучалась посредством наблюдений с орбиты. У поверхности Луны пыль изучалась в рамках миссии Китайской Народной Республики Chang E-3 [26]. В России готовятся лунные миссии «Луна-26» и «Луна-27» (см., например, [12, 27, 28]), в задачи которых входят исследования свойств пыли и пылевой плазмы на орбите вокруг Луны и у лунной поверхности. Проект Международной лунной исследовательской станции (International Lunar Research Station), в котором участвуют, в частности, китайские и российские ученые, также предполагает исследования лунной пыли.

Солнечный ветер, взаимодействующий с магнитными аномалиями на поверхности Луны, приводит к формированию так называемых мини-магнитосфер [29–33]. Анализ мини-магнитосфер представляет большой интерес для фундаментальной физики плазмы. Их появление в лунной экзосфере означает, что возможны внешние (спутниковые) измерения, в том числе функций распределения частиц. Тот факт, что они расположены на ближайшем к нам планетарном теле, также обеспечивает высокий уровень разнообразия наблюдательных возможностей. Особый интерес представляет также связь между мини-магнитосферами и «лунными завитками» («lunar swirls») [34]. Завитки представляют собой обнаженные силикатные материалы, альbedo которых избирательно сохранялись с течением времени из-за воздействия космического выветривания за счет отклонения ионной бомбардировки солнечного ветра [35].

В настоящей работе рассматриваются возможные проявления магнитных полей в окололунной плазме. Статья носит частично обзорный характер. В ней описываются некоторые ранее исследованные эффекты, но при этом приводится ряд новых результатов, касающихся в основном влияния магнитных полей в областях магнитных аномалий на процессы формирования пылевой плазмы над Луной. Описание влияния магнитных полей хвоста магнитосферы Земли приводится в разд. 2. В разд. 3 обсуждается влияние магнитных полей в областях

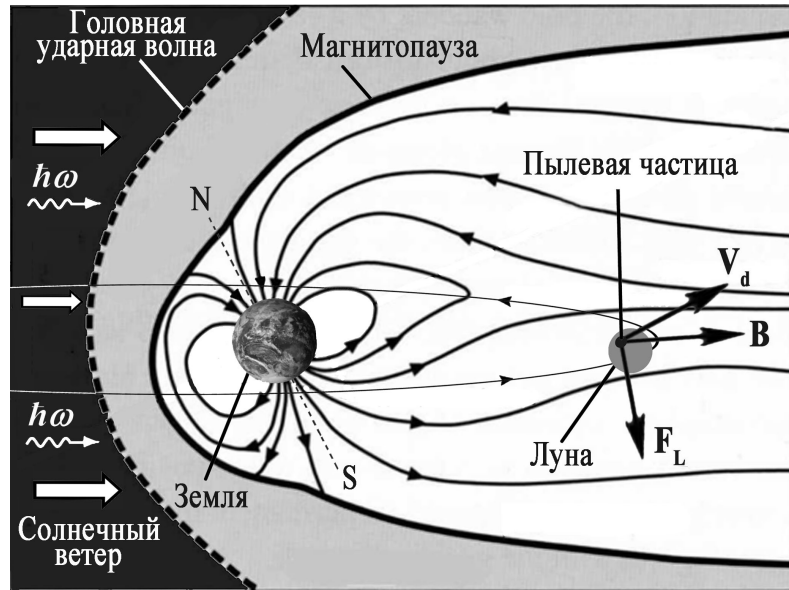


Рис. 1. Схематическое изображение движения Луны в хвосте магнитосферы Земли. Лунная орбита изображена тонкой линией, стрелки на лунной орбите показывают направление движения Луны. Также изображены солнечный ветер и фотоны солнечного излучения ($\hbar\omega$)

лунных магнитных аномалий. В разд. 4 результаты кратко суммируются.

2. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Луна движется по орбите со скоростью около 1 км/с [18]. Таким образом, с учетом того, что пылевая плазма у Луны «привязана» к ее поверхности, возникает относительная скорость движения заряженных пылевых частиц по отношению к магнитным силовым линиям поля магнитосферы Земли, имеющая порядок 1 км/с. Следовательно, несмотря даже на небольшие значения индукции магнитного поля у Луны, возможно появление довольно ощутимой (из-за больших значений относительной скорости) магнитной части силы Лоренца, действующей на пылевую частицу. Схематически движение Луны в хвосте земной магнитосферы, вектор индукции магнитного поля \mathbf{B} , скорость пылевой частицы \mathbf{v}_d , а также магнитная часть силы Лоренца \mathbf{F}_L показаны на рис. 1.

Ниже рассматриваются проявления [36], обусловленные действием магнитной части силы Лоренца в хвосте магнитосферы Земли на движение заряженных пылевых частиц в «запыленной» экзосфере Луны, а также возможность генерации нижнегибридных волн в окололунной пылевой плазме [20].

2.1. Уравнения для описания динамики пыли

Динамика заряженной пылевой частицы над поверхностью Луны определяется уравнением, описывающим второй закон Ньютона, в котором учтены электростатическая и магнитная части силы Лоренца, а также сила тяжести:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_d}{dt^2} = q_d \mathbf{E} + \frac{q_d}{c} \mathbf{v}_d \times \mathbf{B} + m_d \mathbf{g}_0. \quad (1)$$

Здесь m_d — масса пылевой частицы, \mathbf{r}_d — ее радиус-вектор, \mathbf{E} — электрическое поле, q_d — заряд пылевой частицы, c — скорость света, \mathbf{g}_0 — ускорение свободного падения вблизи лунной поверхности. При этом плазма, окружающая пылевую частицу, влияет на параметры, содержащиеся в правой части уравнения (1), и прежде всего на заряд пылевой частицы. Уравнение, описывающее ее зарядку, имеет вид

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d), \quad (2)$$

где $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ — микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу, $I_{ph}(q_d)$ — фототок электронов с пылевой частицы, обусловленный взаимодействием ее поверхности с солнечным излучением, $I_{e,ph}(q_d)$ — ток фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу, на нее. Выражения для указанных токов имеют вид

$$I_e \approx -\pi a^2 e n_{eS} \sqrt{\frac{8T_{eS}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{eS}} \right), \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
I_i \approx & \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \times \\
& \times \left\{ \frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \right. \\
& \left. + \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) \right\} + \\
& + \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{4m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \right. \\
& \left. + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right\} \left(1 + \frac{2Z_d e^2}{aT_{iS}} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2} \right), \quad (4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{ph} \approx & -\pi a^2 e N_0 \sqrt{\frac{T_{e,ph}}{2\pi m_e}} \times \\
& \times \left(1 + \frac{Z_d e^2}{aT_{e,ph}} \right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{aT_{e,ph}}\right), \quad (5)
\end{aligned}$$

$$I_{e,ph} \approx -\pi a^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8T_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{aT_{e,ph}} \right). \quad (6)$$

Здесь a — размер пылевой частицы, Z_d — ее зарядовое число ($q_d = Z_d e$), e — элементарный заряд, $n_{e(i)S}$ — концентрация электронов (ионов) солнечного ветра, $T_{e(i)S}$ — температура электронов (ионов) солнечного ветра, $m_{e(i)}$ — масса электрона (иона), $u_0 = \sqrt{2Z_d e^2 / a m_i}$, $u_{Ti} = \sqrt{T_{iS} / m_i}$ — тепловая скорость ионов солнечного ветра, u_i — скорость солнечного ветра, $T_{e,ph}$ — температура фотоэлектронов, N_0 — концентрация фотоэлектронов у поверхности Луны на экваторе, $n_{e,ph}$ — концентрация фотоэлектронов в зависимости от высоты над лунной поверхностью для данной лунной широты. Выражения (3)–(6) справедливы для случая положительных зарядов пылевых частиц. Выражение (5) для тока I_{ph} не содержит множителя, содержащего характеристики спектров излучения, что оказывается возможным в ситуации, когда поверхности пылевых частиц и поверхность Луны имеют одинаковую работу выхода фотоэлектронов W . В этой ситуации указанный множитель удастся выразить через значение N_0 . Приведенная выше система уравнений справедлива в ситуации разреженной приповерхностной пылевой плазмы у Луны, когда влиянием соседних пылевых частиц друг на друга можно пренебречь, что соответствует имеющимся на Луне условиям [12, 14].

При решении уравнений (1), (2) необходимо учитывать следующее выражение для вертикальной компоненты электрического поля E , формируемого

заряженной поверхностью Луны, в зависимости от высоты h над ее поверхностью:

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos \theta / 2}}{\lambda_D + h \sqrt{\cos \theta / 2}}, \quad (7)$$

где λ_D — дебаевский радиус фотоэлектронов у поверхности Луны, θ — угол между местной нормалью и направлением на Солнце. Отметим, что угол θ для гладкой лунной поверхности (без холмов и впадин) примерно равен лунной широте. Это вызвано тем, что угол, образованный осью Луны и плоскостью эклиптики, составляет всего 1.5424° .

Выражение (7) получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона. Зависимость электрического поля от угла θ в выражении (7) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности Луны, в зависимости от угла θ . Распределение электрического поля, аналогичное (7), получено в работах [37–39].

Для параметров плазмы у поверхности Луны слагаемое $q_d \mathbf{E}$ в правой части уравнения (1) по крайней мере на пять порядков величины превосходит второе слагаемое $(q_d/c) \mathbf{v}_d \times \mathbf{B}$. На первый взгляд, данный факт указывает на оправданность подходов, в которых плазменно-пылевая система над Лунной изучается без учета магнитных полей. Однако подобное рассмотрение в предположении гладкой (плоской в определенной изучаемой окрестности) поверхности Луны, а также с учетом только электростатической и гравитационной сил, действующих на пылевую частицу, позволяет объяснить подъем пылевых частиц только в весьма ограниченной области углов θ ($|\theta| > \theta_0$), при этом θ_0 определяется из соотношения [39]

$$\begin{aligned}
\sqrt{\cos \theta_0} |\ln(4 \cos \theta_0)| = \\
= \frac{8\sqrt{2}\pi^2 a^2 \rho^2 G R_M \lambda_D}{9} \left(\frac{e}{T_{e,ph}} \right)^2, \quad (8)
\end{aligned}$$

где ρ — плотность лунного реголита, G — универсальная гравитационная постоянная, R_M — радиус Луны. Если ограничиться рассмотрением пылевых частиц с размерами не более 1 мкм (т.е. частиц, характерных для приповерхностного слоя над освещенной Солнцем поверхностью Луны [12, 14]), то получаем, что θ_0 не превосходит 76.14° . Причина указанного выше ограничения заключается в следующем. Движение пылевых частиц определяется конкуренцией противоположно направленных электростатической и гравитационной сил. Подъем пылевой

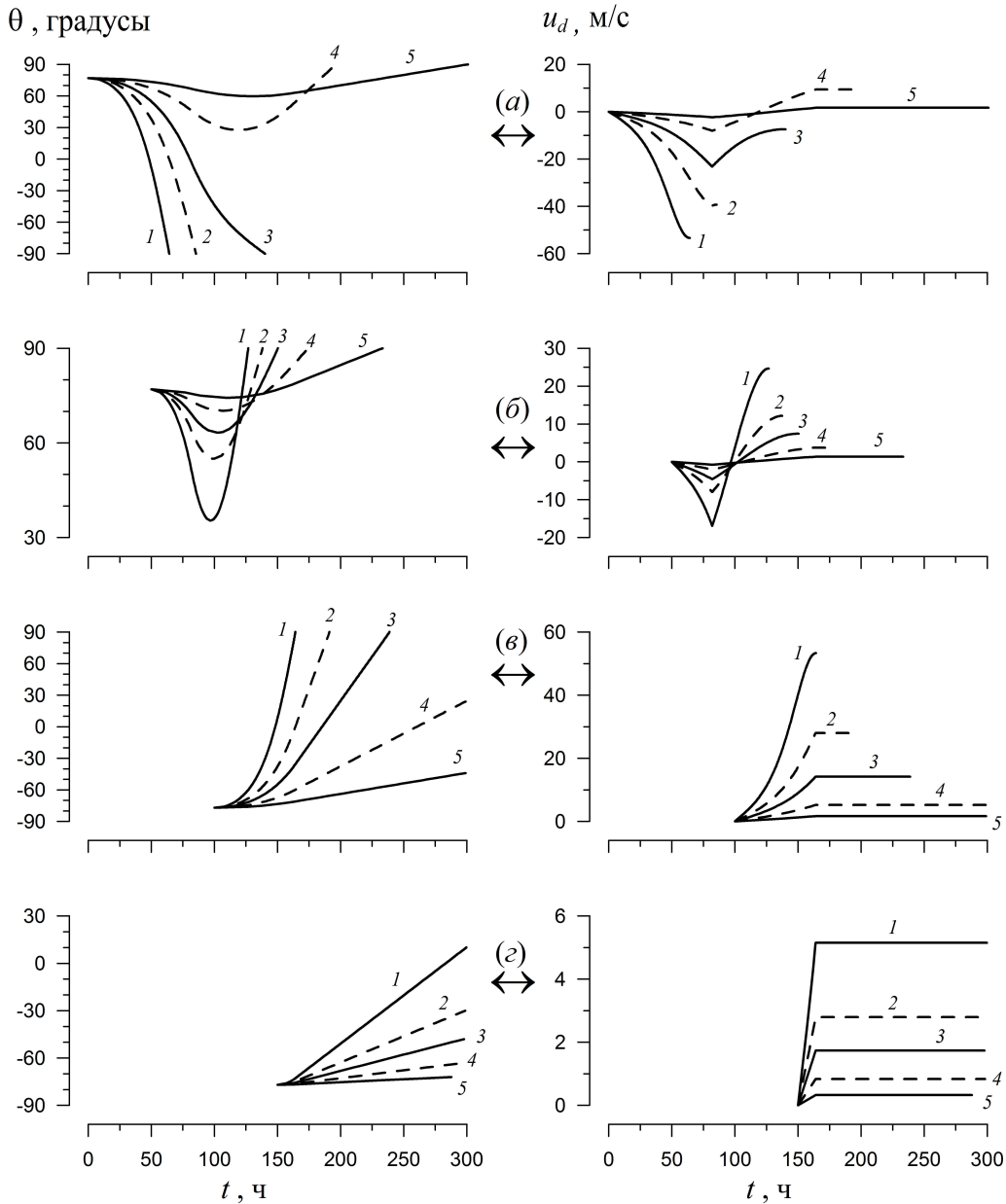


Рис. 2. Зависимости от времени t угловой координаты θ и компоненты скорости u_d пылевой частицы вдоль лунной поверхности. Момент времени $t = 0$ соответствует входу Луны в хвост магнитосферы Земли. Кривые 1–5 характеризуют пылевые частицы, радиусы которых соответственно равны 0.03 (1), 0.04 (2), 0.05 (3), 0.07 (4), 0.1 (5) мкм. Приведены результаты для различных моментов отрыва пылевых частиц от лунной поверхности: 0 (а), 50 (б), 100 (в), 150 (г) ч

частицы возможен только тогда, когда электростатическая сила больше силы тяжести у поверхности Луны. Электростатическая сила определяется зарядом пылевой частицы q_d , на который существенное влияние оказывает концентрация фотоэлектронов. В свою очередь, концентрация фотоэлектронов уменьшается с увеличением $|\theta|$. При значениях $|\theta|$, меньших критического, высокая концентра-

ция фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу, не позволяет этой частице приобрести большой положительный заряд, достаточный для преобладания электростатической силы над гравитационной. В результате пылевая частица не может подняться над поверхностью Луны. Таким образом, в рамках модели, учитывающей только электростатическую и гравитационную силы, действующие на пылевую

частицу, а также рассматривающей гладкую поверхность Луны (т.е. не учитывающей реальный профиль поверхности), возникновение пылевой плазмы возможно только в области углов $|\theta| > \theta_0$.

2.2. Результаты расчетов с учетом магнитного поля хвоста магнитосферы

Учет магнитного поля хвоста магнитосферы Земли в корне меняет ситуацию. Как уже отмечалось, примерно четверть лунной орбиты проходит через хвост магнитосферы Земли. Если не учитывать наклон оси и наклонение орбиты к плоскости эклиптики как для Земли, так и для Луны, то примерно на одной восьмой лунной орбиты магнитная часть силы Лоренца, действующая на положительно заряженную пылевую частицу, имеет составляющую, направленную вдоль поверхности Луны в сторону ее Южного полюса (ситуация, показанная на рис. 1 и рассмотренная ниже). После этого магнитное поле и магнитная часть силы Лоренца меняют свое направление на противоположное. Движение положительно заряженной пылевой частицы происходит над освещенной Солнцем частью Луны, и возможен ее выход из области $\theta > \theta_0$. Если положительно заряженная пылевая частица после попадания в хвост магнитосферы Земли достигает Южного полюса Луны (за время, за которое Луна проходит одну восьмую часть своей орбиты) и, соответственно, перемещается на неосвещенную сторону Луны, она упадет. Если нет, то после того, как Луна пройдет одну восьмую часть своей орбиты, магнитная часть силы Лоренца будет действовать в противоположном (северном) направлении, и пылевая частица (после ее движения по инерции в течение некоторого времени) также изменит направление своего движения.

В расчетах предполагаем, что существует баланс между электростатической и гравитационной силами в уравнении (1), т.е. частица левитирует на определенной высоте. Основанием для данного предположения является адекватный учет аномальной диссипации, связанной в пылевой плазме с эффектом зарядки пылевых частиц (см. [40]). Аномальная диссипация подавляет отклонения пылевых частиц при их движении от равновесных траекторий, на которых равенство абсолютных значений электростатической и гравитационной сил приблизительно выполняется. Далее, в вычислениях пренебрегаем наклоном оси и наклонением орбиты к плоскости эклиптики как для Земли, так и для Луны. Тогда,

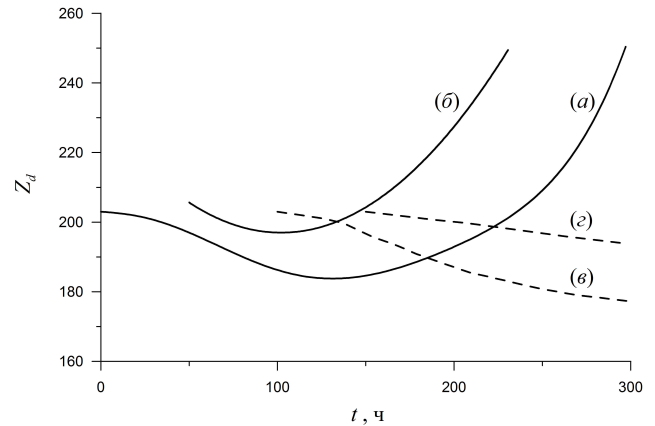


Рис. 3. Зависимости зарядового числа Z_d пылевых частиц радиусом 0.1 мкм от времени в ситуациях, соответствующих различным моментам отрыва пылевых частиц от лунной поверхности: 0 (а), 50 (б), 100 (в), 150 (г) ч. Момент времени $t = 0$ соответствует входу Луны в хвост магнитосферы Земли

определяя $t = 0$ как момент времени, соответствующий входу Луны в хвост магнитосферы Земли, рассматриваем вектор индукции магнитного поля в окрестности Луны в направлении с севера на юг при $0 < t < 82$ ч и в направлении с юга на север при $82 < t < 164$ ч. На рис. 2 представлены величины, характеризующие движение пылевых частиц различных размеров, левитирующих над лунной поверхностью, под действием магнитного поля Земли, для различных моментов отрыва пылевых частиц от лунной поверхности (и, соответственно, начала левитации), $n_{eS} = n_{iS} = 8.7 \text{ см}^{-3}$, $T_{eS} = 12 \text{ эВ}$, $T_{iS} = 6 \text{ эВ}$, $u_i = 468 \text{ км/с}$, $|\mathbf{B}| = 10^{-4} \text{ Гс}$, $W = 6 \text{ эВ}$, $T_{e,ph} = 1.9 \text{ эВ}$, $N_0 = 2.9 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$. Данные значения $T_{e,ph}$ и N_0 (см. [12]) соответствуют солнечному максимуму и квантовому выходу лунного реголита, приведенному в [41].

На рис. 2 видно, что благодаря действию магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли возможен перенос частиц заряженной пыли над лунной поверхностью на большие расстояния и, соответственно, пылевая плазма над освещенной Солнцем поверхностью Луны может существовать для всего диапазона лунных широт (от -90° до 90°). Перенос пылевых частиц из области лунных широт, прилегающих к лунным полюсам ($|\theta| > 76^\circ$), к экватору Луны за счет нескомпенсированной магнитной части силы Лоренца является новым качественным эффектом, не существующим в отсутствие магнитного поля. Отметим, что перенос пылевых частиц сопровождается изменениями их зарядов. Данный

факт нашел отражение на рис. 3, на котором изображены временные зависимости зарядового числа Z_d пылевых частиц радиуса 0.1 мкм в ситуациях, соответствующих различным моментам отрыва пылевых частиц от лунной поверхности. Изменение заряда пылевых частиц связано, в частности, с тем, что количество фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу и влияющих на ее заряд, зависит от угла θ . Кроме того, на заряд частицы влияет высота, на которой пылевая частица находится. В процессе переноса высота меняется.

Таким образом, учет влияния магнитных полей хвоста магнитосферы Земли на перенос пыли над поверхностью Луны показывает возможность существования положительно заряженных пылевых частиц над освещенной частью Луны не только для значений угла θ , превышающих 76.14° , но и для всего диапазона лунных широт (от -90° до 90°). Отметим, что рассмотрение, представленное здесь, не учитывает влияния профиля поверхности Луны, которое может дать дополнительные аргументы в пользу возможности существования пылевой плазмы над всей поверхностью Луны.

2.3. Нижнегибридная турбулентность

Движение Луны, а вместе с ней и окололунной плазмы, относительно плазмы хвоста магнитосферы происходит со скоростью порядка 1 км/с. Более того, во время геомагнитных бурь и суббурь частицы с энергиями порядка 10 кэВ, захваченные в радиационных поясах, могут проникать в хвост магнитосферы [13, 42] и тем самым формировать потоки заряженных частиц в хвосте магнитосферы. Все это указывает на возможность развития плазменных неустойчивостей в областях взаимодействия лунной поверхности с плазмой хвоста магнитосферы и, таким образом, говорит о важности волновых процессов в этих областях. Оказывается, что весьма важной при этом является нижнегибридная турбулентность, которая может возбуждаться во всей области взаимодействия окололунной пылевой плазмы и плазмы хвоста магнитосферы [20].

Простейшая неустойчивость, приводящая к генерации нижнегибридных волн, — это гидродинамическая неустойчивость типа неустойчивости Бунемана [43], описываемая следующим линейным дисперсионным уравнением (в системе отсчета, связанной с плазмой магнитосферы):

$$1 + \frac{\omega_{peM}^2 + \omega_{pe(ph)}^2}{\omega_{Be}^2} \sin^2 \Theta - \frac{\omega_{piM}^2 + \omega_{peM}^2 \cos^2 \Theta}{\omega^2} - \frac{\omega_{pd}^2}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u})^2} - \frac{\omega_{pe(ph)}^2 \cos^2 \Theta}{(\omega - k_{\parallel} u_{\parallel})^2} = 0. \quad (9)$$

Здесь \mathbf{k} — волновой вектор, ω — частота, ω_{peM} — плазменная частота электронов магнитосферы, $\omega_{pe(ph)}$ — плазменная частота фотоэлектронов, ω_{pd} — плазменная частота пылевых частиц, ω_{piM} — плазменная частота ионов магнитосферы, ω_{Be} — электронная гирочастота, \mathbf{u} — относительная скорость движения окололунной пылевой плазмы и плазмы магнитосферы, индекс \parallel соответствует компоненте волнового вектора, параллельной внешнему магнитному полю, $\cos \Theta = k_{\parallel}/|\mathbf{k}|$.

В ситуации, соответствующей нижнегибридным волнам [44], при $\cos \Theta \ll 1$ и $|k_{\parallel} u_{\parallel}| \ll |\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}|$ дисперсионное уравнение (9) имеет следующее неустойчивое решение [20]:

$$\omega \approx \frac{\sqrt{\omega_{piM}^2 + \omega_{pe(ph)}^2 \cos^2 \Theta}}{\sqrt{1 + \omega_{pe(ph)}^2/\omega_{Be}^2}} + i\gamma^{Hydro} \equiv \equiv \omega_{LH}(\cos \Theta) + i\gamma^{Hydro}, \quad (10)$$

где γ^{Hydro} — инкремент неустойчивости. Максимальные значения инкремента имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma_{max}^{Hydro} &= \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \omega_{LH}(\cos \Theta) \times \\ &\times \left(\frac{\omega_{pd}^2}{\omega_{piM}^2 + \omega_{pe(ph)}^2 \cos^2 \Theta} \right)^{1/3} = \\ &= \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \frac{\omega_{pd}}{\sqrt{1 + \omega_{pe(ph)}^2/\omega_{Be}^2}} \times \\ &\times \left(\frac{\omega_{piM}^2 + \omega_{pe(ph)}^2 \cos^2 \Theta}{\omega_{pd}^2} \right)^{1/6}. \quad (11) \end{aligned}$$

Характерное время развития неустойчивости

$$\tau = (\gamma_{max}^{Hydro})^{-1}$$

для параметров фотоэлектронов ($n_{e(ph)} \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$) из [45], соответствующих квантовому выходу лунного реголита, приведенному в [41], $|\mathbf{B}| \sim 10^{-4} \text{ Гс}$, $\cos \Theta \sim \omega_{piM}/\omega_{pe(ph)}$, $a \sim 100 \text{ нм}$, $|Z_d| \sim 10$, $n_d \sim 10 \text{ см}^{-3}$, $n_{iM} \sim 10 \text{ см}^{-3}$, $m_d \sim 10^{-14} \text{ г}$ составляет $\tau \approx 30 \text{ с}$. Время (несколько суток — см. рис. 4), в течение которого окололунная пылевая

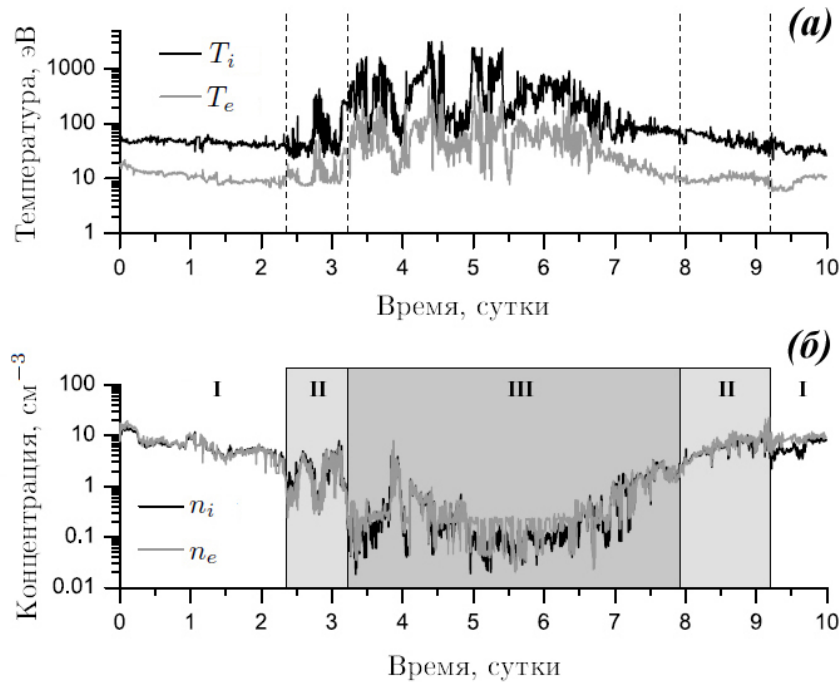


Рис. 4. Температуры (а) и концентрации (б) электронов и ионов солнечного ветра и магнитосферы на орбите Луны, полученные на основе измерений космического аппарата ARTEMIS P2 при прохождении хвоста магнитосферы с 22 по 31 января 2013 г. [46]. Римские цифры характеризуют области солнечного ветра (I), магнитного переходного и/или пограничного слоев магнитосферы (II), внутренней части хвоста магнитосферы (III), включающей плазменный слой. Границы между указанными областями обозначены на панелях (а) и (б) вертикальными линиями

плазма взаимодействует с магнитосферой Земли, значительно превышает τ . Таким образом, можно ожидать развития эффективных нелинейных процессов, связанных с нижнегибридной турбулентностью.

Рассматривается [20] следующая схема развития плазменной турбулентности. Ионы плазмы магнитосферы раскачивают нижнегибридные волны в результате развития гидродинамической неустойчивости. Вследствие этого (аналогично задаче об аномальном сопротивлении плазмы [47]) имеет место аномальная потеря импульса ионов, который передается волнам. В стационарном состоянии насыщения, достигаемого, когда рост неустойчивости ограничивается нелинейными процессами, имеет место турбулентный нагрев плазмы, природу которого определяет нижнегибридная турбулентность. Турбулентный нагрев неодинаков для ионной и пылевой компонент.

Для нахождения эффективной частоты столкновений ν_{eff} , характеризующей аномальную потерю импульса ионов, рассматривается квазилинейное взаимодействие в системе «ионы магнитосферы + нижнегибридные волны» с учетом того факта, что

ионы немагнитны, а также используется закон сохранения количества движения и учитывается сила трения, действующая на ионы за счет их взаимодействия с волнами. В итоге имеем

$$\nu_{eff} \approx \frac{1}{m_i n_{iM} u} \left| \int \gamma_{\mathbf{k}} W_{\mathbf{k}} \frac{\mathbf{k}}{\omega_{\mathbf{k}}} d\mathbf{k} \right| \sim \frac{\omega_{pd}^{2/3} \omega_{LH}^{1/3} (\cos \Theta)}{\left(1 + \omega_{pe(ph)}^2 / \omega_{Be}^2\right)^{1/3}} \frac{v_{TiM}^2}{u^2}, \quad (12)$$

где $\gamma_{\mathbf{k}} (\omega_{\mathbf{k}})$ — мнимая (действительная) часть частоты, $W_{\mathbf{k}}$ характеризует спектр волн в \mathbf{k} -пространстве,

$$W = \int W_{\mathbf{k}} d\mathbf{k}$$

— плотность энергии нижнегибридных волн, v_{TiM} — тепловая скорость ионов магнитосферы. При выводе окончательного выражения для ν_{eff} следовало определить $W_{\mathbf{k}}$, для чего рассматривались нелинейные процессы. Поскольку исследуется случай, когда в результате развития гидродинамической неустойчивости происходит возбуждение нижнегибридных волн, рассмотрение проводилось с позиций сильной

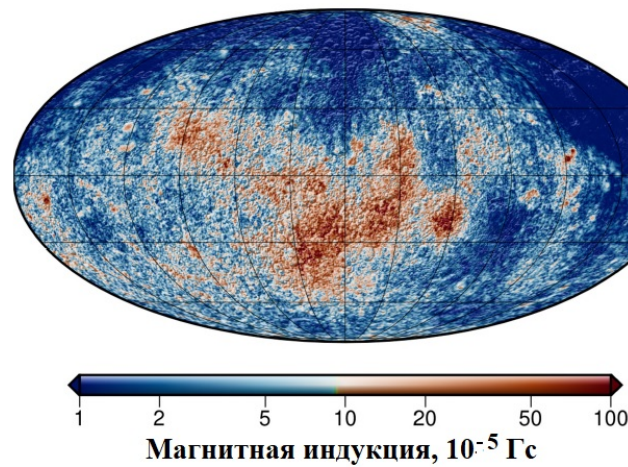


Рис. 5. Индукция магнитного поля на Луне, построенная с использованием логарифмической цветовой шкалы. Карта представлена по данным [52] в равновеликой проекции Моллвейде, отцентрированной по полусфере невидимой стороны Луны на 180° восточной долготы, с линиями сетки, нанесенными через каждые 30° как по широте, так и по долготе

турбулентности, когда оказывается возможным получение лишь оценок по порядку величины [48].

Величина ν_{eff} позволяет, используя соотношение $eE \sim \nu_{eff} m_i u$, определить характерные электрические поля, возникающие при распространении нижнегибридных волн:

$$E \sim \frac{\omega_{pd}^{2/3} \omega_{LH}^{1/3} (\cos \Theta)}{(1 + \omega_{pe(ph)}^2 / \omega_{Be}^2)^{1/3}} \frac{T_{iM}}{eu}, \quad (13)$$

где T_{iM} — температура ионов магнитосферы.

Расчеты, выполненные на основе выражения (13), для условий, соответствующих магнитосфере Земли ($|\mathbf{B}| \sim 10^{-4}$ Гс, $\cos \Theta \sim \omega_{piM} / \omega_{pe(ph)}$, $a \sim 100$ нм, $u \sim 1$ км/с, $|Z_d| \sim 10$, $n_d \sim 10$ см $^{-3}$, $n_{iM} \sim 10$ см $^{-3}$, $m_d \sim 10^{-14}$ г, $T_{iM} \sim 100$ эВ, $n_{e(ph)} \sim 10^2$ см $^{-3}$), показывают, что в плазменно-пылевой системе вблизи Луны в результате развития нижнегибридной турбулентности могут индуцироваться электрические поля с амплитудами $E \sim 0.1$ В/м. Эта величина несколько ниже, чем значение электрического поля $E \sim 1$ В/м, возбуждаемого вблизи поверхности Луны вследствие ее зарядки при взаимодействии с солнечным излучением [14]. Тем не менее электрические поля, возбуждаемые за счет развития нижнегибридной турбулентности, могут влиять на картину электрического поля над лунной поверхностью, поскольку электрическое поле, возникающее вследствие взаимодействия солнечного излучения с лунной поверхностью, с увеличением высоты довольно резко уменьшается.

3. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ОБЛАСТЯХ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

В настоящее время Луна не имеет глобального магнитного поля, связанного с вихревыми токами в ее ядре. Однако измерения магнитного поля, выполненные с орбиты, а также в рамках миссий Аполлон 12, 14, 15 и 16, показывают, что некоторые участки лунной коры сильно намагничены [3, 49, 50]. Кроме того, намагниченными являются некоторые лунные образцы, собранные на поверхности Луны [51, 52]. Все это указывает на существование сильных магнитных аномалий на Луне. На рис. 5 представлена карта, характеризующая индукцию магнитного поля в зонах лунных магнитных аномалий.

Как отмечалось во Введении, магнитные поля в областях магнитных аномалий на один-два порядка могут превосходить существующие на орбите Луны магнитные поля магнитосферы Земли. Более того, на основе анализа возможных механизмов происхождения лунных магнитных аномалий можно оценить максимально возможные магнитные поля у лунной поверхности. На рис. 6 приведена расчетная зависимость от времени индукции магнитного поля у лунной поверхности, формируемого в рамках механизма, связанного с ударом космического тела о поверхность Луны [5]. При этом возникают крупномасштабные потоки жидкости в лунном ядре, возбуждаемые приливным искажением границы ядра и магнии, что приводит в действие механизм лунного динамо. Предсказанная в рамках данного механизма напряженность поверхностного магнитного поля

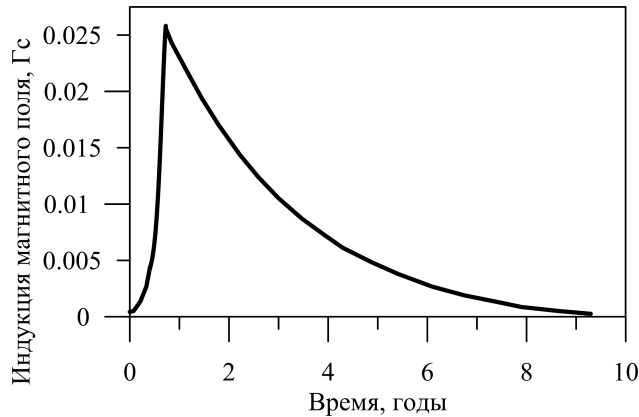


Рис. 6. Расчетная зависимость от времени индукции магнитного поля у поверхности Луны [5], формируемого в результате запуска лунного динамо вследствие удара о поверхность Луны космического тела

составляет порядка 10^{-2} Гс, что согласуется с палеомагнитными измерениями [51], а длительность этих полей достаточна для объяснения центральных магнитных аномалий, связанных с несколькими большими ударными бассейнами на Луне.

Ниже рассматривается влияние магнитных полей в областях магнитных аномалий на свойства плазменно-пылевой системы у Луны, а также обсуждаются свойства и проявления мини-магнитосфер.

3.1. Влияние лунных магнитных аномалий на плазменно-пылевую систему

Для анализа влияния магнитных полей в областях магнитных аномалий на эволюцию плазменно-пылевой системы важным является тот факт, что как магнитное поле, так и пылевая плазма в рассматриваемой ситуации «привязаны» к поверхности Луны. Скорость, входящая в магнитную часть силы Лоренца в этом случае, имеет порядок величины u_d , представленной на рис. 2, т.е. ~ 10 м/с в отличие от ситуации магнитного поля магнитосферы Земли, где скорость движения пылевой частицы относительно магнитного поля больше или порядка 1 км/с. Таким образом, магнитная часть силы Лоренца, действующей на пылевую частицу, для полей магнитных аномалий либо меньше, либо сопоставима с аналогичной силой, вычисленной для магнитных полей хвоста магнитосферы Земли на орбите Луны. При этом магнитные поля в областях магнитных аномалий могут приводить к изменениям траекторий пылевых частиц, отклоняя их от приведенных на рис. 2. Поскольку характерные размеры

областей магнитных аномалий составляют порядка 10 – 100 км (см., например, [5]), общая тенденция движения пылевых частиц, показанная на рис. 2, сохраняется. То есть из-за того, что области магнитных аномалий существенным образом локализованы, их влияние на перенос заряженных пылевых частиц над Луной не приводит к новым качественным эффектам.

Однако возможно существенное влияние лунных магнитных аномалий на параметры пылевой плазмы над теми или иными участками территории спутника Земли. Действительно, удастся выделить следующие области значений магнитного поля у поверхности Луны.

1. $|\mathbf{B}| \ll 10^{-5}$ Гс. В этом случае электроны и протоны солнечного ветра достигают поверхности Луны, и присутствие магнитного поля фактически не сказывается на свойствах плазменно-пылевой системы.

2. 10^{-5} Гс $\ll |\mathbf{B}| \ll 5 \cdot 10^{-3}$ Гс. В этом случае электроны солнечного ветра не достигают поверхности Луны, тогда как большинство протонов солнечного ветра ее достигают. Именно эта область магнитных полей соответствует большинству зон лунных магнитных аномалий.

3. $|\mathbf{B}| \gg 5 \cdot 10^{-3}$ Гс. В этом случае как электроны, так и ионы солнечного ветра не могут достигнуть поверхности Луны.

Соответственно, можно рассчитать параметры плазменно-пылевой системы над лунной поверхностью для каждой из этих областей значений магнитного поля.

Как уже отмечалось выше, для Луны можно предполагать, что для пылевой частицы существует баланс между электростатической и гравитационной силами, т.е. частица левитирует на определенной высоте. Тогда для описания поведения левитирующих пылевых частиц в случае $|\mathbf{B}| \ll 10^{-5}$ Гс и определения их распределений по высотам вместо системы дифференциальных уравнений (1) и (2) следует решить систему следующих алгебраических уравнений:

$$q_d \mathbf{E} + m_d \mathbf{g}_0 = 0, \quad (14)$$

$$I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d) = 0. \quad (15)$$

На рис. 7 представлены зависимости размера a , зарядового числа Z_d пылевых частиц и их концентраций N_d в равновесном вертикальном положении, характеризуемом высотой h , от этой высоты для различных значений угла θ . Размеры пылевых частиц (от 0.068 до 0.105 мкм), приведенные на рис. 7, соответствуют ситуации, когда пылевые частицы

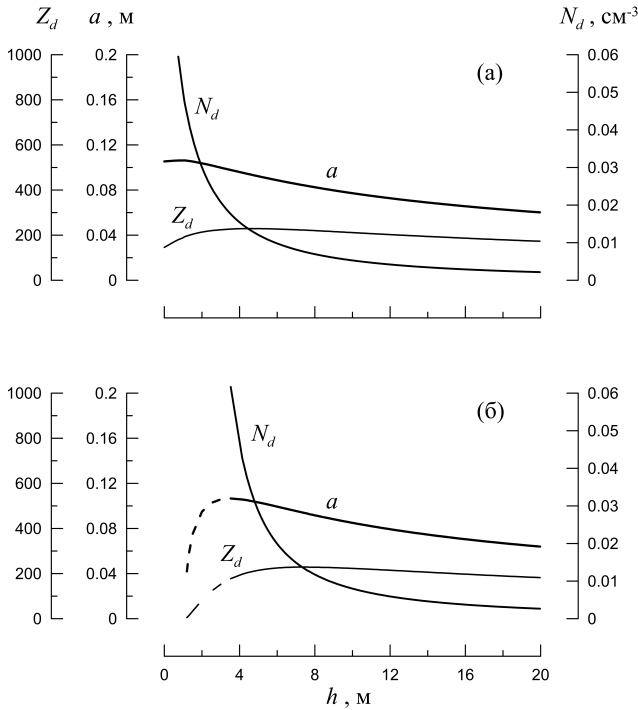


Рис. 7. Зависимости радиуса a , зарядового числа Z_d пылевых частиц и их концентраций N_d от высоты h в равновесном вертикальном положении над поверхностью Луны для значений $\theta = 87^\circ$ (а), 0° (б) в случае $|\mathbf{B}| \ll 10^{-5}$ Гс. Сплошные линии соответствуют устойчивому равновесию, штриховые — неустойчивому

можно считать левитирующими. На рис. 7 выделены ситуации неустойчивого и устойчивого равновесий. Любое малое смещение (в вертикальном направлении) пылевой частицы из состояния неустойчивого равновесия приводит к падению частицы, что обусловлено доминированием силы гравитационного притяжения над электростатической силой после того, как частицу вывели из состояния неустойчивого равновесия. Если же пылевую частицу сместить из положения устойчивого равновесия, то она будет стремиться вернуться в это положение.

Для описания случая 10^{-5} Гс $\ll |\mathbf{B}| \ll 5 \cdot 10^{-3}$ Гс справедлива следующая система алгебраических уравнений:

$$q_d \mathbf{E} + m_d \mathbf{g}_0 = 0, \quad (16)$$

$$I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d) = 0. \quad (17)$$

Решая ее, находим зависимости размера и зарядового числа пылевых частиц, а также их концентраций в равновесном вертикальном положении от высоты для различных значений угла θ . Соответствующие зависимости приведены на рис. 8.

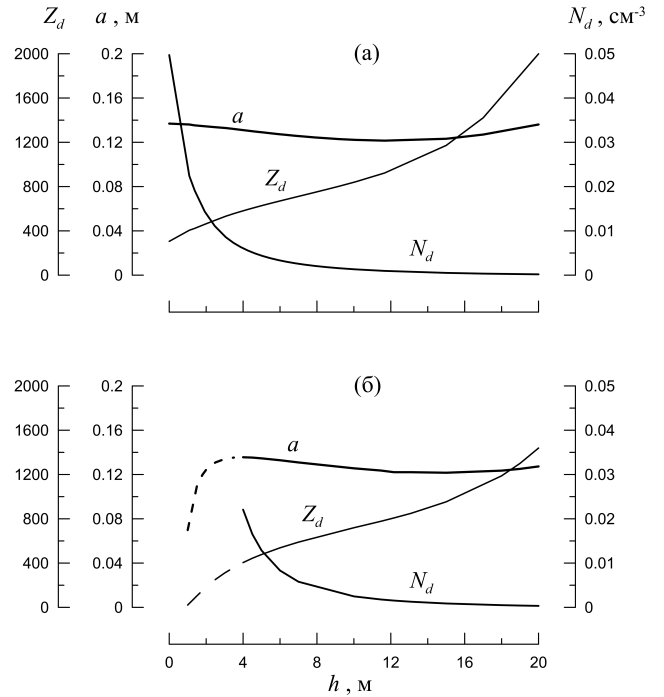


Рис. 8. Зависимости радиуса a , зарядового числа Z_d пылевых частиц и их концентраций N_d от высоты h в равновесном вертикальном положении над поверхностью Луны для значений $\theta = 87^\circ$ (а), 0° (б) в случае 10^{-5} Гс $\ll |\mathbf{B}| \ll 5 \cdot 10^{-3}$ Гс. Сплошные линии соответствуют устойчивому равновесию, штриховые — неустойчивому

Случай $|\mathbf{B}| \gg 5 \cdot 10^{-3}$ Гс описывается с помощью следующей системы алгебраических уравнений:

$$q_d \mathbf{E} + m_d \mathbf{g}_0 = 0, \quad (18)$$

$$-I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d) = 0. \quad (19)$$

Ее решения приведены на рис. 9.

Сравнение результатов, представленных на рис. 7–9, показывает, что в случае 10^{-5} Гс $\ll |\mathbf{B}| \ll 5 \cdot 10^{-3}$ Гс концентрации пылевых частиц минимальны (по сравнению с другими случаями), хотя и поднимаются над лунной поверхностью более крупные частицы. Как уже отмечалось, данный случай соответствует большинству зон лунных магнитных аномалий. Таким образом, в зонах магнитных аномалий пылевая плазма «подавлена» по сравнению с ситуацией вне этих зон.

3.2. Мини-магнитосферы

«Лунные завитки» («lunar swirls») — это оптически различные достаточно светлые (часто трактуемые как белые) элементы поверхности Луны, отличающиеся деталями своей структуры от кратеров

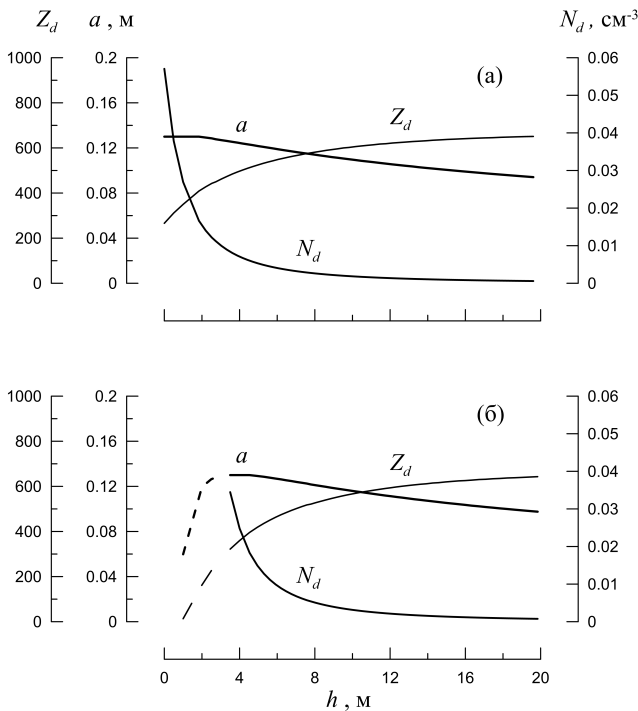


Рис. 9. Зависимости радиуса a , зарядового числа Z_d пылевых частиц и их концентраций N_d от высоты h в равновесном вертикальном положении над поверхностью Луны для значений $\theta = 87^\circ$ (а), 0° (б) в случае $|\mathbf{B}| \gg 5 \cdot 10^{-3}$ Гс. Сплошные линии соответствуют устойчивому равновесию, штриховые — неустойчивому

и ударных выбросов (см. рис. 10). Они встречаются в нескольких местах на поверхности Луны [53]. Установлено, что их форма не связана с топографическими особенностями и, по-видимому, накладывается как на гористую местность, так и на плато [54–56]. Хотя не все зоны магнитных аномалий имеют идентифицируемые «лунные завитки», не было обнаружено никаких «лунных завитков», которые не совпадали бы с зонами лунных магнитных аномалий аналогичного размера [56, 57].

Бомбардировка протонами солнечного ветра со временем приводит к покраснению (потемнению) лунного реголита [59]. Уменьшение потока протонов в течение длительного времени приводит к «более светлому» цвету поверхности Луны, тогда как дополнительное усиление потока протонов приводит к еще более «темному» виду. Взаимодействие между этими двумя факторами приводит к образованию «белых полос», перемежающихся узкими «темными полосами» [56, 57] в «лунных завитках» и их окрестностях.

Данные спектроскопические особенности позволили трактовать «лунные завитки» как диаг-

ностическое наблюдение, непосредственно связанное с взаимодействием солнечного ветра и мини-магнитосфер над зонами лунных магнитных аномалий [33]. Такое взаимодействие приводит к отклонению протонов солнечного ветра от зоны «лунного завитка» [57]. В итоге протоны оказываются на лунной поверхности вне зоны «лунного завитка». Дополнительная концентрация протонов на узких «темных полосах» [56] значительно усиливает эффекты спектрального затемнения, обусловленного космическим выветриванием, по сравнению с обычной лунной поверхностью.

Мини-магнитосферы в областях лунных магнитных аномалий обладают особенностями, характерными для обычных планетных магнитосфер, а именно бесстолкновительной головной ударной волной. Оказывается, что электрические поля, связанные с бесстолкновительной ударной волной, ограничивающей мини-магнитосферы, приводят к отклонению протонов набегающего солнечного ветра от их первоначального направления распространения [34]. Эти ионы, ударяясь о лунную поверхность, приводят к изменению внешнего вида альbedo лунного грунта [57]. Таким образом, форма вихревых узоров в «лунных завитках» и их окрестностях определяется формой бесстолкновительной ударной волны.

Такого рода бесстолкновительные ударные волны имеют характерную структуру, при которой ионы отражаются (или отклоняются) от довольно узкого слоя, порядка толщины электронного скин-слоя c/ω_{pe} , электростатическим полем, возникающим вследствие взаимодействия замагниченных электронов и незамагниченных ионов, что соответствует диапазону 10^{-5} Гс $\ll |\mathbf{B}| \ll 5 \cdot 10^{-3}$ Гс. Отметим, что поскольку не все зоны магнитных аномалий имеют идентифицируемые «лунные завитки», эффект отражения или отклонения ионов от бесстолкновительной головной ударной волны имеет место не для всех зон магнитных аномалий. В этом случае справедливо описание, приведенное в разд. 3.1. Иначе следует учитывать эффект отражения или отклонения ионов.

Поскольку аналитическое исследование мини-магнитосфер, по крайней мере, из-за их сложной геометрии затруднено, для исследования мини-магнитосфер и учета эффектов отражения или отклонения ионов от головной ударной волны проводят лабораторные эксперименты с использованием, например, плазменной аэродинамической трубы [33, 34]. При этом оказывается, что мини-магнитосферы, полученные в лабораторных условиях, имеют характеристики, аналогичные



Рис. 10. В левой части изображения пример «лунных завитков» в области лунной магнитной аномалии Рейнер Гамма (7.4 северной широты, 300.9 восточной долготы). Область Рейнер Гамма названа в честь ударного кратера «Рейнер», показанного для сравнения справа. Информация взята с портала «Научная Россия» [58]

лунным мини-магнитосферам. Удастся также выявить количественное согласие наблюдений как в космосе, так и в лаборатории.

Проводятся также численные исследования мини-магнитосфер, использующие метод частиц в ячейках OSIRIS [33]. Данный код содержит мало физических приближений и подходит для изучения сложных систем со многими степенями свободы, таких как лунные мини-магнитосферы. Не удастся использовать МГД-коды, поскольку размер структуры мини-магнитосферы намного меньше, чем позволяет МГД-код. В рамках вычислений с помощью кода OSIRIS удастся, в частности, выделить плазменные волны различных видов, наблюдаемые в областях зон магнитных аномалий, такие как вистлеры и нижнегибридные волны [60–62]. Трехмерные вычисления [33] показали, в частности, каким образом в головной ударной волне формируются электростатические поля различной ориентации, в результате чего образуется защитный «купол», который рассеивает входящие протоны, тем самым уменьшая поток протонов, достигающих лунной поверхности. Данные вычисления проиллюстрировали также возможность формирования направлений распространения рассеянных протонов, в которых их концентрация увеличивается, и, соответственно, при взаимодействии с лунной поверхностью этих протонов создаются «темные полосы» в областях «лунных завитков». Таким образом, данные численного моделирования

подтверждают гипотезу о том, что наблюдаемые спектральные эффекты, характеризующие «лунные завитки», обусловлены дифференциацией направлений распространения протонов солнечного ветра при их взаимодействии с мини-магнитосферами. Следствием данного рассмотрения является, например, тот факт, что для различных «лунных завитков» ширина «темных полос» должна быть примерно одинакова.

Электростатический потенциал φ , ответственный за замедление и отклонение протонов от первоначального направления распространения, равен [34]

$$\varphi = -\frac{B^2}{8\pi ne}. \quad (20)$$

При концентрации частиц в солнечном ветре $n \approx 5 \text{ см}^{-3}$ и магнитном поле в зоне лунной магнитной аномалии $B \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ Гс}$, соответствующих данным измерений Lunar Prospector [63], теоретическое значение φ составляет $\sim 450 \text{ В}$ [34], что находится в соответствии с данными наблюдений $\sim 400 \text{ В}$ [64].

Потоки протонов, формирующиеся в результате отражения (или отклонения) от бесстолкновительной головной ударной волны, приводят к развитию модифицированной двухпоточковой неустойчивости и генерации нижнегибридных волн [65] на частотах, близких к частоте $\sqrt{\omega_{Be}\omega_{Bi}}$, где ω_{Bi} — гирочастота ионов. Сравнение этой частоты и частот 1–10 Гц, на которых наблюдались интенсивные

электростатические колебания космическим аппаратом Nozomi [62], указывает на хорошее соответствие между теорией и экспериментом [33]. Кроме того [33], нижнегибридные волны, генерируемые модифицированной двухпотоковой неустойчивостью, ответственны за ускорение электронов, которое также наблюдалось в спутниковых измерениях. Следует отметить большую эффективность нижнегибридных волн как механизма ускорения электронов. Именно с учетом этого механизма ускорения удается получить значение толщины слоя бесстолкновительной ударной волны, от которого отражаются (или отклоняются) ионы [34]. Оказывается, что толщина этого слоя имеет порядок глубины электронного скин-слоя, составляющей от 1 до 2 км, а не сотен километров, соответствующих толщине ионного скин-слоя [66].

Таким образом, имеются существенные основания считать мини-магнитосферы важным фактором, связанным с зонами лунных магнитных аномалий и ответственным за ряд оптических наблюдений Луны, таких как «лунные завитки», а также спутниковых измерений плазменных эффектов, например, нижнегибридной турбулентности. Повидимому, мини-магнитосферы не всегда влияют существенно образом на распространение ионов солнечного ветра. Иначе такой эффект, как «лунные завитки», наблюдался бы в окрестностях всех зон лунных магнитных аномалий.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, благодаря действию магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли возможен перенос частиц заряженной пыли над лунной поверхностью на большие расстояния. Соответственно, пылевая плазма над освещенной Солнцем поверхностью Луны может существовать для всего диапазона лунных широт. Магнитная часть силы Лоренца, действующей на пылевую частицу, для полей магнитных аномалий либо меньше, либо сопоставима с аналогичной силой, вычисленной для магнитных полей хвоста магнитосферы Земли на орбите Луны. Однако из-за существенной локализации областей магнитных аномалий их влияние на перенос заряженных пылевых частиц над Луной несущественно. Тем не менее в зонах магнитных аномалий пылевая плазма «подавлена» по сравнению с ситуацией вне этих зон. Важным объектом исследования являются мини-магнитосферы, связанные с зонами лунных магнитных аномалий и ответственные за ряд оптических и спутниковых наблюдений, таких как «лунные завитки», нижнегибридная турбулентность и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. W. Hones, Jr., *Aust. J. Phys.* **38**, 981 (1985).
2. Y. Harada, *Interactions of Earth's Magnetotail Plasma with the Surface, Plasma, and Magnetic Anomalies of the Moon*, Springer, Japan (2015).
3. P. Dyal, C. W. Parkin, and W. D. Daily, *Rev. Geophys.* **12**, 568 (1974).
4. P. J. Coleman, Jr., G. Schubert, C. T. Russell, and L. R. Sharp, *Moon* **4**, 419 (1972).
5. M. Le Bars, M. A. Wicczorek, Ö. Karatekin, D. Cébron, and M. Laneuville, *Nature* **479**, 215 (2011).
6. M. A. Wicczorek, B. P. Weiss, and S. T. Stewart, *Science* **335**, 1212 (2012).
7. M. A. Wicczorek, *J. Geophys. Res.: Planets* **123**, 291 (2018).
8. E. F. Lyon, H. S. Bridge, and J. H. Binsack, *J. Geophys. Res.* **72**, 6113 (1967).
9. L. Hood and N. Artemieva, *Icarus* **193**, 485 (2008).
10. M. A. Wicczorek and M. Lefevre, *Icarus* **200**, 358 (2009).
11. T. J. Stubbs, R. R. Vondrak, and W. M. Farrell, *Adv. Space Res.* **37**, 59 (2006).
12. S. I. Popel, L. M. Zelenyi, A. P. Golub', and A. Yu. Dubinskii, *Planet. Space Sci.* **156**, 71 (2018).
13. J. E. Colwell, S. Batiste, M. Horányi, S. Robertson, and S. Sture, *Rev. Geophys.* **45**, RG2006 (2007).
14. С. И. Попель, С. И. Копнин, А. П. Голубь, Г. Г. Дольников, А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, Ю. Н. Извекова, *Астрон. вестн.* **47**, 455 (2013).
15. S. I. Popel, G. E. Morfill, P. K. Shukla, and H. Thomas, *J. Plasma Phys.* **79**, 1071 (2013).
16. S. I. Popel, L. M. Zelenyi, and B. Atamaniuk, *Phys. Plasmas* **22**, 123701 (2015).
17. Т. И. Морозова, С. И. Копнин, С. И. Попель, *Физика плазмы* **41**, 867 (2015).
18. С. И. Попель, Т. И. Морозова, *Физика плазмы* **43**, 474 (2017).
19. Yu. N. Izvekova, T. I. Morozova, and S. I. Popel, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46**, 731 (2018).
20. S. I. Popel, A. I. Kassem, Yu. N. Izvekova, and L. M. Zelenyi, *Phys. Lett. A* **384**, 126627 (2020).

21. С. И. Попель, А. П. Голубь, Е. А. Лисин, Ю. Н. Извекова, Б. Атаманюк, Г. Г. Дольников, А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, Письма в ЖЭТФ **103**, 641 (2016).
22. С. И. Попель, А. П. Голубь, Л. М. Зеленый, М. Хораньи, Письма в ЖЭТФ **105**, 594 (2017).
23. А. П. Голубь, С. И. Попель, Астрон. вестн. **55**, 393 (2021).
24. E. Walbridge, J. Geophys. Res. **78**, 3668 (1973).
25. M. Horányi, Z. Sternovsky, M. Lankton, C. Dumont, S. Gagnard, D. Gathright, E. Grün, D. Hansen, D. James, S. Kempf, B. Lamprecht, R. Srama, J. R. Szalay, and G. Wright, Space Sci. Rev. **185**, 93 (2014).
26. D. Li, Y. Wang, H. Zhang, X. Wang, Y. Wang, Z. Sun, J. Zhuang, C. Li, L. Chen, H. Zhang, X. Zou, C. Zong, H. Lin, J. Ma, X. Li, X. Cui, R. Yao, X. Wang, X. Gao, Sh. Yang, X. Wang, and B. Zhang, Geophys. Res. Lett. **47**, e2020GL089433 (2020).
27. Л. М. Зеленый, С. И. Попель, А. В. Захаров, Физика плазмы **46**, 441 (2020).
28. А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, С. И. Попель, Астрон. вестн. **54**, 483 (2020).
29. R. Bamford, K. J. Gibson, A. J. Thornton, J. Bradford, R. Bingham, L. Gargate, L. O. Silva, R. A. Fonseca, M. Hargood, C. Norberg, T. Todd, and R. Stamper, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 124025 (2008).
30. L. Gargaté, R. Bingham, R. A. Fonseca, R. Bamford, A. Thornton, K. Gibson, J. Bradford, and L. O. Silva, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 074017 (2008).
31. A. R. Poppe, J. S. Halekas, G. T. Delory, and W. M. Farrell, J. Geophys. Res. **117**, A09105 (2012).
32. J. Deca, A. Divin, G. Lapenta, B. Lembège, S. Markidis, and M. Horányi, Phys. Rev. Lett. **112**, 151102 (2014).
33. R. A. Bamford, E. P. Alves, F. Cruz, B. J. Kellett, R. A. Fonseca, L. O. Silva, R. M. G. M. Trines, J. S. Halekas, G. Kramer, E. Harnett, R. A. Cairns, and R. Bingham, Astrophys. J. **830**, 146 (2016).
34. R. A. Bamford, B. Kellett, W. J. Bradford, C. Norberg, A. Thornton, K. J. Gibson, I. A. Crawford, L. Silva, L. Gargaté, and R. Bingham, Phys. Rev. Lett. **109**, 081101 (2012).
35. L. L. Hood and G. Schubert, Science **208**, 49 (1980).
36. S. I. Popel, A. P. Golub', A. I. Kassem, and L. M. Zelenyi, Phys. Plasmas **29**, 013701 (2022).
37. R. J. L. Grard and J. K. E. Tunaley, J. Geophys. Res. **76**, 2498 (1971).
38. Е. К. Колесников, А. С. Мануйлов, Астрон. ж. **59**, 996 (1982).
39. Е. К. Колесников, А. Б. Яковлев, Астрон. вестн. **31**, 70 (1997).
40. С. И. Попель, А. П. Голубь, Письма в ЖЭТФ **115**, 629 (2022).
41. R. F. Willis, M. Anderegg, B. Feuerbacher, and B. Fitton, in *Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space*, ed. by R. J. L. Grard and D. Reidel, Dordrecht (1973), p. 389.
42. Y. Asano, I. Shinohara, A. Retinò, P. W. Daly, E. A. Kronberg, T. Takada, R. Nakamura, Y. V. Khotyaintsev, A. Vaivads, T. Nagai, W. Baumjohann, A. N. Fazakerley, C. J. Owen, Y. Miyashita, E. A. Lucek, and H. Rème, J. Geophys. Res. **115**, 05215 (2010).
43. O. Buneman, Phys. Rev. **115**, 603 (1959).
44. S. I. Popel, S. V. Vladimirov, and V. N. Tsyrovich, Phys. Rep. **259**, 327 (1995).
45. С. И. Попель, А. П. Голубь, Ю. Н. Извекова, В. В. Афонин, Г. Г. Дольников, А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, Е. А. Лисин, О. Ф. Петров, Письма в ЖЭТФ **99**, 131 (2014).
46. J. Vaverka, I. Richterová, J. Pavlů, J. Šafránková, and Z. Němeček, Astrophys. J. **825**, 133 (2016).
47. А. А. Галеев, П. З. Сагдеев, *Вопросы теории плазмы*, вып. 7, под ред. М. А. Леонтовича, Атомиздат, Москва (1973), с. 3.
48. S. V. Vladimirov, V. N. Tsyrovich, S. I. Popel, and F. Kh. Khakimov, *Modulational Interactions in Plasmas*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht–Boston–London (1995).
49. L. L. Hood, A. Zakharian, J. Halekas, D. L. Mitchell, R. P. Lin, M. H. Acuna, and A. B. Binder, J. Geophys. Res. **106**, 27825 (2001).
50. H. Tsunakawa, H. Shibuya, F. Takahashi, H. Shimizu, M. Matsushima, A. Matsuoka, S. Nakazawa, H. Otake, and Y. Iijima, Space Sci. Rev. **154**, 219 (2010).
51. I. Garrick-Bethell, B. P. Weiss, D. L. Shuster, and J. Buz, Science **323**, 356 (2009).
52. S. Gong and M. A. Wicczorek, J. Geophys. Res.: Planets **125**, e2019JE006274 (2020).

53. F. El-Baz, Apollo 16: Preliminary Science Report, NASA Spec. Publ. SP **315**, 29 (1972).
54. J. F. Bell and B. R. Hawke, Publ. Astron. Soc. Pacific **99**, 862 (1987).
55. P. C. Pinet, V. V. Shevchenko, S. D. Chevrel, Y. Daydou, and C. Rosemberg, J. Geophys. Res.: Planets **105**, 9457 (2000).
56. D. Blewett, B. Hawke, N. Richmond, and C. Hughes, Geophys. Res. Lett. **34**, L24206 (2007).
57. G. Y. Kramer, S. Besse, D. Dhingra, J. Nettles, R. Klima, I. Garrick-Bethell, R. N. Clark, J.-P. Combe, J. W. Head III, L. A. Taylor, C. M. Pieters, B. Boardman, and T. B. McCord, J. Geophys. Res. **116**, E00G18 (2011).
58. <https://scientificrussia.ru/articles/obnaruzeny-lunnye-kamni-s-unikalnoj-pylu>
59. C. Pieters, E. Fischer, O. Rode, and A. Basu, J. Geophys. Res.: Planets **98**, 20817 (1993).
60. J. Halekas, D. Brain, D. Mitchell, and R. Lin, Geophys. Res. Lett. **33**, 22 (2006).
61. T. Nakagawa, F. Takahashi, H. Tsunakawa, H. Shibuya, H. Shimizu, and M. Matsushima, Earth, Planets and Space **63**, 37 (2011).
62. Y. Futaana, S. Machida, Y. Saito, A. Matsuoka, and H. Hayakawa, J. Geophys. Res. **108**, 1025 (2003).
63. R. P. Lin, D. L. Mitchell, D. W. Curtis, K. A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, M. H. Acuna, L. L. Hood, and A. Binder, Science **281**, 1480 (1998).
64. Y. Futaana, S. Barabash, M. Wieser, M. Holmström, A. Bhardwaj, M. B. Dhanya, R. Sridharan, P. Wurz, A. Schaufelberger, and K. Asamura, J. Geophys. Res.: Space Phys. **115**, A10248 (2010).
65. R. Bingham, R. Bamford, B. J. Kellett, and V. D. Shapiro, J. Plasma Phys. **76**, 915 (2010).
66. A. D. R. Phelps, Planet. Space Sci. **21**, 1497 (1973).