

## К ВОПРОСУ О РОЛИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ ЗАПЫЛЕННОЙ ЭКЗОСФЕРЫ ЛУНЫ

© 2022 г. С. И. Попель<sup>а, \*</sup>, А. П. Голубь<sup>а</sup>, А. И. Кассем<sup>б, с</sup>, Л. М. Зеленый<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>б</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

<sup>с</sup> Университет Мансура, Мансура, Египет

\*e-mail: popel@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 24.01.2022 г.

После доработки 30.01.2022 г.

Принята к публикации 01.02.2022 г.

Изучается возможное влияние магнитного поля хвоста земной магнитосферы, а также магнитного поля в областях магнитных аномалий Луны на процессы формирования пылевой плазмы над Луной. Показано, 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. Перенос пылевых частиц на большие расстояния за счет нескомпенсированной магнитной части силы Лоренца является новым качественным эффектом, не существующим в отсутствие магнитного поля. 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 динамику заряженных пылевых частиц над Луной не приводит к новым качественным эффектам.

*Ключевые слова:* пылевая плазма, Луна, магнитные поля, магнитосфера Земли, области лунных магнитных аномалий

**DOI:** 10.31857/S0367292122200069

Одной из ключевых проблем физики пылевой плазмы в настоящее время является ее исследование в окрестностях Луны. В 2013 г. в Соединенных Штатах Америки была осуществлена миссия NASA LADEE (“Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer” – “Исследователь лунной атмосферы и пылевой среды”) [1], в рамках которой лунная пыль изучалась посредством наблюдений с орбиты. У поверхности Луны пыль изучалась в рамках миссии Китайской Народной Республики Chang'E-3 [2]. В России готовятся лунные миссии “Луна-25”, “Луна-26”, “Луна-27” (см., например, [3, 4]), в задачи которых входят исследования свойств пыли и пылевой плазмы над лунной поверхностью и на орбите вокруг Луны. Проект Международной лунной исследовательской станции (International Lunar Research Station), в котором участвуют, в частности, китайские и российские ученые, также предполагает исследования лунной пыли.

Соответственно проводятся и теоретические исследования, в рамках которых обычно в качестве пылевой компоненты над поверхностью Луны рассматривают частицы лунного реголита [6],

поднятые либо в результате электростатических процессов (см., например, [7–13]), либо вследствие ударов метеороидов [14–16]. 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 [17]. 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 поверхностей левитирующих пылевых частиц.

При рассмотрении пылевой плазмы над лунной поверхностью, как правило, не учитывают магнитные поля, которые считаются малыми и поэтому не влияющими на динамические процессы в пылевой плазме. Действительно, около четверти своей орбиты Луна находится в хвосте магнитосферы Земли [13], где типичные магнит-

ные поля характеризуются значениями магнитной индукции порядка  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  Гс [18, 19]. Кроме того, на Луне имеются так называемые области магнитных аномалий, связанные с магнитным веществом в лунной коре. Измерения приповерхностных магнитных полей на видимой стороне Луны, выполненные в рамках миссий Аполлон 12, 14, 15 и 16, составили соответственно  $3.8 \times 10^{-4}$ ,  $1.03 \times 10^{-4}$ ,  $3 \times 10^{-5}$  и  $3.27 \times 10^{-3}$  Гс [20]. Более того, из спутниковых измерений известно [21], наибольшие (для Луны) магнитные поля присутствуют на невидимой стороне Луны. Считается, что эти поля определяют лимбовые возмущения солнечного ветра. Теоретические исследования магнитных полей у Луны посвящены, в основном, выявлению причин возникновения магнитных полей у Луны (см., например, [22–24]).

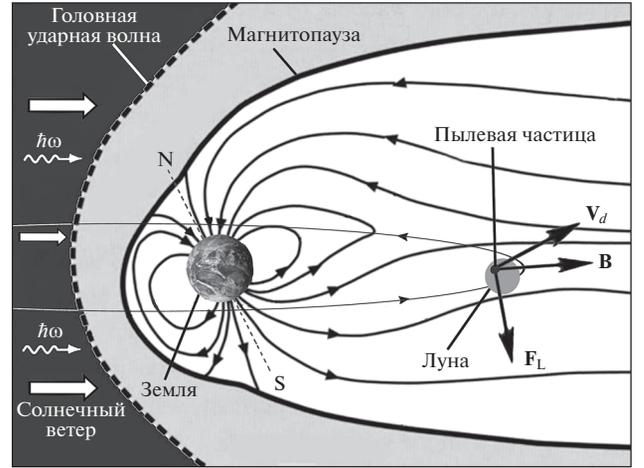
Луна движется по орбите со скоростью около 1 км/с [11]. Таким образом, с учетом того, что пылевая плазма у Луны “привязана” к ее поверхности, возникает относительная скорость движения заряженных пылевых частиц по отношению к магнитным силовым линиям поля магнитосферы Земли, имеющая порядок 1 км/с. Следовательно, 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.

Целью настоящей работы является выявление возможного влияния магнитного поля хвоста земной магнитосферы, а также магнитного поля в областях магнитных аномалий на процессы формирования пылевой плазмы над Луной.

Приповерхностная пылевая плазма у Луны довольно разрежена [3, 7], поэтому влиянием соседних пылевых частиц друг на друга можно пренебречь. Таким образом, 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 пыле-



**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 ( $\hbar\omega$ ).

вой 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

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

$$I_i \approx \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \times \left\{ \frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) \right\} + \quad (4)$$

$$+ \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{4m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right\} \left( 1 + \frac{2Z_d e^2}{a T_{iS}} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2} \right),$$

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

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

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, а  $n_{e,ph}$  – 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 поверхности Луны имеют одинаковую работу выхода фотоэлектронов  $W$ . В этой ситуации указанный множитель удастся выразить через значение  $N_0$ .

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  $\lambda_D$  – дебаевский радиус фотоэлектронов у поверхности Луны,  $\theta$  – угол между местной нормалью и направлением на Солнце. Отметим, что угол  $\theta$  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  $1.5424^\circ$ .

Выражение (7) получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона. Зависимость электрического поля от угла  $\theta$  в выражении (7) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности Луны, в зависимости от угла  $\theta$ . Распределение электрического поля, аналогичное (7), получено в работах [25–27].

Для параметров плазмы у поверхности Луны слагаемое  $q_d \mathbf{E}$  в правой части уравнения (1), по крайней мере, на 5 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 Луной 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  $\theta$  ( $|\theta| > \theta_0$ ), где  $\theta_0$ , определяется из соотношения [27]

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

где  $\rho$  – 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 поверхности Луны [3, 7]), то получаем, что  $\theta_0$  не превосходит  $76.14^\circ$ . Причина вышеуказанного ограничения заключается в следующем. Движение пылевых частиц определяется конкуренцией противоположно направленных электростатической и гравитационной сил. Подъем пылевой 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 концентрация 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 рассматривающую гладкую поверхность Луны (т.е. не учитывающую реальный профиль поверхности), возникновение пылевой плазмы возможно только в области углов  $|\theta| > \theta_0$ . Однако 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.

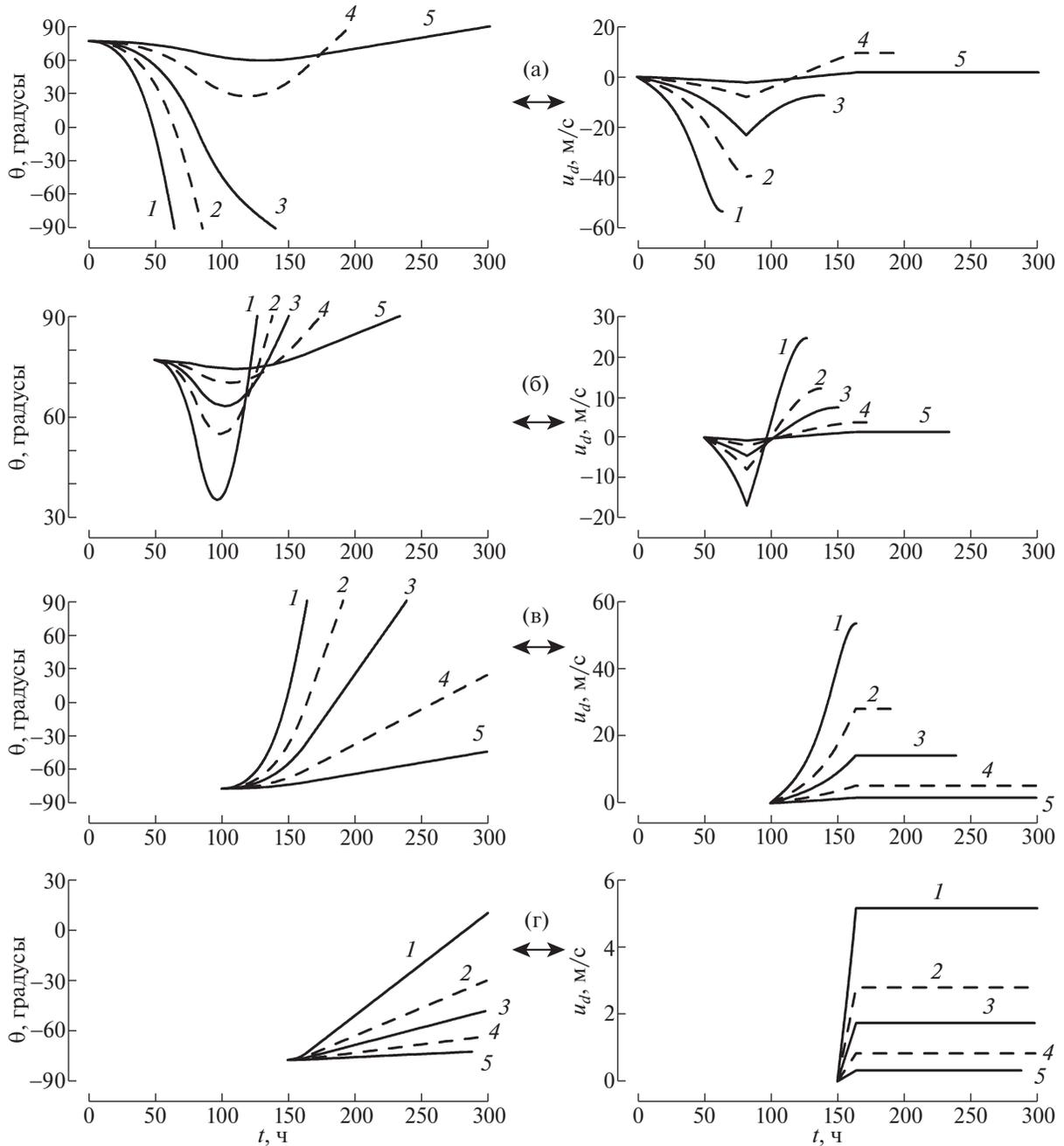
В расчетах предполагаем, что существует баланс между электростатической и гравитационной силами в уравнении (1), т.е. частица левитирует на определенной высоте, а также пренебрегаем наклоном оси и наклоном орбиты к плоскости эклиптики как для Земли, так и для Луны. Тогда, определяя  $t = 0$  как момент 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),  $n_{eS} = n_{iS} = 8.7 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{eS} = 12 \text{ эВ}$ ,  $T_{iS} = 6 \text{ эВ}$ ,  $u_i = 468 \text{ км/с}$ ,  $|\mathbf{B}| = 10^{-4} \text{ Гс}$ ,  $W = 6 \text{ эВ}$ ,  $T_{e,ph} = 1.9 \text{ эВ}$ ,  $N_0 = 2.9 \times 10^2 \text{ см}^{-3}$ . Данные значения  $T_{e,ph}$  и  $N_0$  (см. [3]) соответствуют солнечному максимуму и квантовому выходу лунного реголита, приведенному в [28].

Из 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  $-90^\circ$  до  $90^\circ$ ). 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 из-

менениями их зарядов. Данный факт нашел отражение на рис. 3, на котором изображены временные зависимости зарядового числа  $Z_d$  пылевых частиц радиуса  $0.1 \text{ мкм}$  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  $\theta$ . Кроме того, на заряд частицы влияет высота, на которой пылевая частица находится. В процессе переноса высота меняется.

Что касается влияния магнитных полей в областях магнитных аномалий, как показывают приведенные выше данные, они 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. 4 приведена расчетная зависимость от времени индукции магнитного поля у лунной поверхности, формируемого в рамках механизма, связанного с ударом космического тела о поверхность Луны [22]. При этом возникают крупномасштабные потоки жидкости в лунном ядре, возбуждаемые приливным искажением границы ядра и мантии, что приводит в действие механизм лунного динамо. Предсказанная в рамках данного механизма напряженность поверхностного магнитного поля составляет порядка  $10^{-2} \text{ Гс}$ , что согласуется с палеомагнитными измерениями [29], а длительность этих полей достаточна для объяснения центральных магнитных аномалий, связанных с несколькими большими ударными бассейнами на Луне.

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.  $\sim 10 \text{ м/с}$  в отличие от ситуации магнитного поля магнитосферы Земли, где скорость движения пылевой частицы относительно магнитного поля  $\sim 1 \text{ км/с}$ . 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 всего несколько десятков кило-

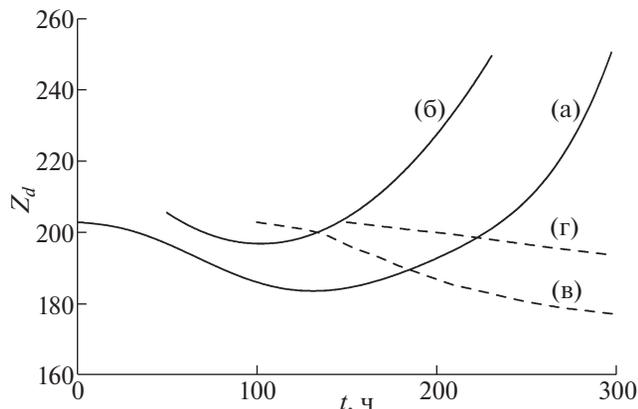


**Рис. 2.** Зависимости от времени  $t$  угловой координаты  $\theta$  и компоненты скорости  $u_\theta$  пылевой частицы вдоль лунной поверхности. Момент времени  $t = 0$  соответствует входу Луны в хвост магнитосферы Земли. Кривые 1, 2, 3, 4, и 5 характеризуют пылевые частицы, радиусы которых соответственно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

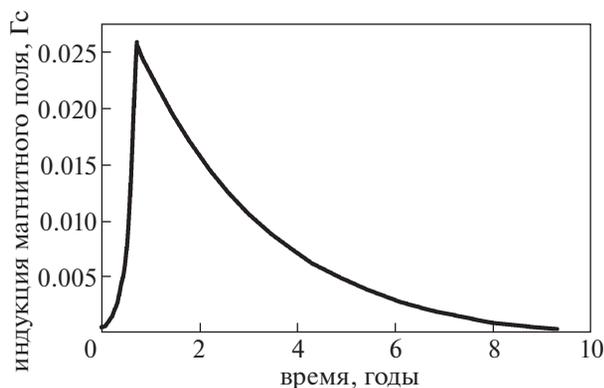
метров (см., например, [22]), общая тенденция движения пылевых частиц, показанная на рис. 2, сохраняется.

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. Перенос пылевых частиц на большие расстояния за счет нескомпенсированной магнитной части силы Лоренца является новым качественным эффектом, не существующим в отсутствие магнитного поля. 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-



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



**Рис. 4.** Расчетная зависимость от времени индукции магнитного поля у поверхности Луны [22], формируемого в результате запуска лунного динамо вследствие удара о поверхность Луны космического тела.

за существенной локализации областей магнитных аномалий их влияние на динамику заряженных пылевых частиц над Луной не приводит к новым качественным эффектам.

Один из авторов (А.И. Кассем) благодарен Министерству высшего образования Египта за поддержку.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Horányi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J.R., Wright G. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 93.
2. Li D., Wang Y., Zhang H., Wang X., Wang Y., Sun Z., Zhuang J., Li C., Chen L., Zhang H., Zou X., Zong C., Lin H., Ma J., Li X., Cui X., Yao R., Wang X., Gao X., Yang Sh., Wang X., Zhang B. // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. P. e2020GL089433.
3. Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
4. Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
5. Захаров А.В., Зеленый Л.М., Попель С.И. // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. С. 483.
6. Colwell J.E., Batiste S., Horányi M., Robertson S., Sturtevant S. // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006.
7. Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. С. 455.
8. Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H. // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. P. 1071.
9. Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123701.
10. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
11. Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474.
12. Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018. V. 46. P. 731.
13. Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
14. Попель С.И., Голубь А.П., Лисин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманиук Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. С. 641.
15. Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М., Хораньи М. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 594.
16. Голубь А.П., Попель С.И. // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. С. 393.
17. Walbridge E. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3668.
18. Hones Jr. E.W. // Aust. J. Phys. 1985. V. 38. P. 981.
19. Harada Y. Interactions of Earth's Magnetotail Plasma with the Surface, Plasma, and Magnetic Anomalies of the Moon. Japan: Springer, 2015.
20. Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D. // Rev. Geophys. 1974. V. 12. P. 568.
21. Coleman Jr. P.J., Schubert G., Russell C.T., Sharp L.R. // Moon. 1972. V. 4. P. 419.
22. Le Bars M., Wicczorek M.A., Karatekin Ö, Cébron D., Laneville M. // Nature. 2011. V. 479. P. 215.
23. Wicczorek M.A., Weiss B.P., Stewart S.T. // Science. 2012. V. 335. P. 1212.
24. Wicczorek M.A. // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. P. 291.
25. Grard R.J.L., Tunaley J.K.E. // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. P. 2498.
26. Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // Астрономический журнал. 1982. Т. 59. С. 996.
27. Колесников Е.К., Яковлев А.Б. // Астрономический вестник. 1997. Т. 31. С. 70.
28. Willis R.F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B. // Photon and Particle Interactions With Surfaces in Space / Eds. R. J. L. Grard and D. Reidel. Dordrecht, 1973. P. 389.
29. Garrick-Bethell I., Weiss B.P., Shuster D.L., Buz J. // Science. 2009. V. 323. P. 356.