

УДК 523.34-1/-8

ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛУНЫ ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЕ ЖГУТЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

© 2023 г. А. С. Набатов^{а, *}, А. И. Захаров^а, А. И. Ефимов^а

^аИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

*e-mail: asnbt@mail.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 08.06.2022 г.

В отсутствие плотной атмосферы и общего магнитного поля вокруг Луны частицы солнечного ветра достигают лунной поверхности и почти полностью поглощаются. При прохождении Луны через плазменную среду магнитных жгутов солнечного ветра электрические токи жгута способны сильно изменять электрический потенциал лунной поверхности на дневной и ночной поверхностях, а в случае, когда векторы плотности тока жгута и направление на Солнце близки к коллинеарности, существует возможность возникновения достаточно сильных кольцевых токов, магнитное поле которых стремится вытеснить магнитное поле жгута и привести к формированию плазменного слоя с высотой порядка ларморовского радиуса электрона.

Ключевые слова: Луна, плазменный слой, солнечный ветер, магнитный жгут, бессиловая структура

DOI: 10.31857/S0320930X22060056, **EDN:** EKWFQR

ВВЕДЕНИЕ

В ряде экспериментов по радиопросвечиванию окололунного пространства с помощью сигналов космических аппаратов (КА) и излучения естественных радиоисточников (квазаров) были обнаружены плазменные образования с концентрацией до 1000 электронов на кубический сантиметр на высотах в несколько десятков километров над дневной поверхностью Луны (Vyshlov и др., 1976; Itatiga и др., 2012; Pluchino и др., 2008). Схема радиозатменного эксперимента и результаты измерений с КА Луна-19 и Луна-22 представлены на рис. 1.

Для объяснения полученных результатов в качестве причин существования подобных плазменных образований рассматривались ионизация атмосферы Луны (Savich, 1976; Choudhary и др., 2016) или наличие ионизованных частиц пыли в атмосфере Луны (Stubbs и др., 2006; 2011). Накопление плазмы в атмосфере Луны за счет ионизации нейтральных молекул затруднено разреженностью лунной атмосферы и выметанием ионов солнечным ветром в условиях недостаточно сильного гравитационного поля (Stubbs и др., 2011). В случае с подъемом ионизованной пыли над поверхностью Луны не ясен процесс ионизации пылевых частиц до необходимого уровня, который обеспечит разгон заряженных пылинок в электростатическом поле плазменного слоя, включая фотоэлектронный, для преодоления гравита-

ционного поля Луны (Stubbs и др., 2006; Попель и др., 2013; Popel и др., 2022). Концентрация же пылевых частиц, наличие которых на высотах в десятки и сотни километров над поверхностью объясняется соударением высокоскоростных метеоритов с поверхностью Луны (Попель и др., 2017), недостаточна для формирования плазменных образований с плотностью электронов, наблюдавшейся при дистанционном зондировании с помощью радиосигналов.

В данной статье анализируется возможность формирования слоя плазмы в атмосфере Луны при прохождении Луны через магнитные жгуты (МЖ) солнечного ветра (СВ), которые вытягиваются из солнечной атмосферы в межпланетное пространство (Burlaga, 1995) и имеют, по современным представлениям, бессиловую структуру (Burlaga, 1995; Lepping и др., 1990). Обширная статистика прохождения мелкомасштабных магнитных жгутов в окрестности Земли представлена в базе данных fluxrope.info SMALL-SCALE MAGNETIC FLUX ROPE DATABASE, основанной на измерениях с космическими аппаратами WIND и ACE, орбиты которых находились в околоземном пространстве. Свойства мелкомасштабных магнитных жгутов с диаметрами от ~ 0.004 до ~ 0.6 а. е. рассмотрены, например, в (Feng и др., 2007; 2008). Наблюдавшиеся события имели длительность от нескольких минут до десятков часов. Интенсивность магнитных полей изменялась от единиц нТл

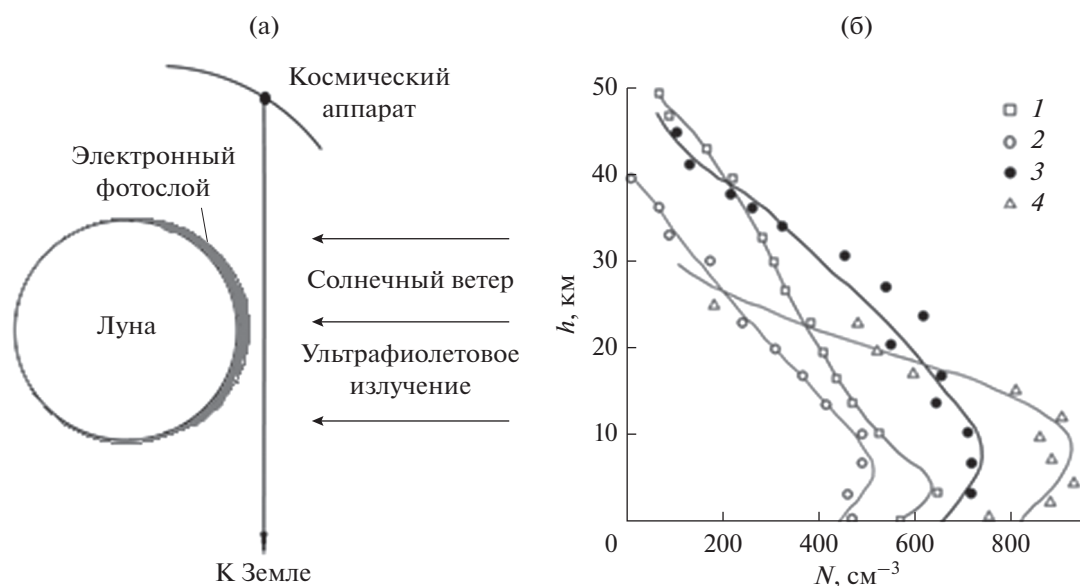


Рис. 1. а) Схема радиозатменного эксперимента; б) зависимость электронной плотности плазмы над поверхностью дневной стороны Луны, рассчитанная по результатам радиозатменных экспериментов с помощью КА Луна-19 и Луна-22 (Vyshlov и др., 1976): 1 – 21.08.1974 г., 2 – 19.08.1974 г., 3 – 18.08.1974 г., 4 – 11.06.1972 г.

до 40 нТл. Размеры областей с неизменным направлением вектора магнитной индукции вдоль жгута составляли миллионы и десятки миллионов километров. Наблюдавшиеся плотности токов превышали 0.001 нА/м^2 . Вероятность прохождения Луны через такие неоднородности достаточно высока. Например, с ноября 2007 г. по июнь 2009 г. в рамках проекта SELENE было проведено более 300 сеансов радиопросвечивания окололунного пространства (Imamura и др., 2012). За это же время число зарегистрированных жгутов в наблюдениях с помощью КА WIND и ACE составило более 2000, в среднем более трех событий за сутки.

Анализ результатов измерений, полученных с помощью КА Explorer 35 (США), показал, что Луна взаимодействует с солнечным ветром как холодное, немагнитное, поглощающее частицы потока плазмы СВ диэлектрическое тело сферической формы (Ness, 1970). Благодаря сверхзвуковой скорости СВ с подветренной стороны образуется зона с низкой по сравнению с СВ концентрацией частиц, которая с удалением от Луны постепенно заполняется плазмой СВ. Значительный объем информации о свойствах лунного следа получен в рамках проекта Artemis (Zhang, 2012; 2014). Электромагнитное излучение Солнца и частицы солнечного ветра беспрепятственно достигают дневной поверхности Луны в силу отсутствия собственного глобального магнитного поля и разреженности лунной атмосферы, которая представлена только экзосферным слоем. Концентрация частичек в дневной лунной атмосфере со-

ставляет $10^3\text{--}10^4 \text{ см}^{-3}$ (Stern, 1999). Вблизи дневной поверхности наряду с переходной областью от плазмы СВ к поверхности присутствует слой фотоэлектронов, образованный в основном за счет взаимодействия поверхности с УФ-частью спектра излучения Солнца. Обзор литературы, посвященной плазменному слою, можно найти в (Cohen, Ryutov, 2004), а детальное рассмотрение фотоэлектронного слоя – в работах (Walbridge, 1973; Москаленко, 1992; Nitter и др., 1998; Wang и др., 2015). Несмотря на то, что условия взаимодействия солнечного ветра с Луной гораздо нагляднее по сравнению с другими планетами Солнечной системы, ясного понимания этого явления до сих пор нет (Bhardwaj и др., 2015).

ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛУНЫ ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЕ ЖГУТЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Математически бессильные магнитные поля определяются соотношением

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (1)$$

здесь \mathbf{B} – индукция магнитного поля, α – скалярная функция и \mathbf{J} – плотность электрического тока, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнитная проницаемость. Условие (1) означает коллинеарность векторов плотности электрического тока и индукции магнитного поля в каждой точке бессильной структуры. В исследованиях магнитных жгутов СВ предполагается цилиндрическая структура, в которой ось симметрии МЖ совпадает с осью цилиндра. Для таких образований $\alpha = \text{const}$. Про-

Таблица 1. Первичные параметры плазмы СВ в магнитных жгутах на расстоянии $215 R_S$ по данным KA WIND и ACE

Скорость СВ, $V_{sw}, 10^3$ м/с	Электронная концентрация, $n_e, \text{см}^{-3}$	Магнитная индукция, $B, 10^{-9}$ Т	Электронная температура, $T_e, \text{К}$	Протонная температура, $T_p, \text{К}$	Плотность тока, $J, 10^{-9}$ А/м ²
400	10	10	100000	100000	0.010

$R_S = 6.960 \times 10^8$ м – солнечный радиус.

Таблица 2. Некоторые производные параметры плазмы СВ в магнитных жгутах на расстоянии $215 R_S$ по данным KA WIND и ACE

Плазм. частота, $\nu_p, \text{Гц}$	Наиб. вероятная тепловая скорость электронов и протонов, $V_e, V_p, 10^3$ м/с	Электронный радиус Дебая, $\lambda_{De}, \text{м}$	Ларморовский радиус электрона и протона, r_{Le} и $r_{Lp}, \text{м}$	Ларморовская частота электрона и протона, ν_e и $\nu_p, \text{Гц}$	Плазменное бета, β
28400	1740 и 41	7	990 и 42600	280 и 0.15	0.7

цесс взаимодействия магнитных жгутов СВ с Луной в настоящее время детально не изучен. В работе (Holmström, 2012) предоставлены результаты моделирования взаимодействия Луны с магнитными неоднородностями СВ с учетом неоднородного распределения внутренней электрической проводимости Луны в виде сферически-симметричной структуры. Внешнему слою приписывалась проводимость 10^{-9} См/м до глубин 300 км, затем следовал быстрый рост проводимости до 10^{-2} См/м, и в центральной части Луны размещалось высокопроводящее ядро с проводимостью много больше 10^{-2} См/м. Предполагалось, что Луна пересекает безвихревые области магнитных полей (внешние магнитные поля) неоднородностей. Результаты моделирования показали, что проводящее ядро выталкивает магнитное поле к поверхности. В случае коллинеарности вектора индукции магнитного поля и вектора скорости СВ наибольшее уплотнение магнитного поля наблюдалось в зоне поверхности, касательной к объемной скорости частиц СВ.

В отличие от пересечения внешних магнитных полей при прохождении Луны через плазменную среду МЖ, взаимодействие магнитного поля с резистивной средой Луны происходит постоянно. В дальнейших оценках будут использоваться параметры плазменной среды магнитных жгутов СВ, перечисленные в табл. 1, которые близки к опубликованным в (Hidalgo и др., 2000; Hidalgo, Cid, 2002) измеренным значениям.

В табл. 2 приведены значения плазменной частоты, наиболее вероятных тепловых скоростей электронов и протонов, радиуса Дебая, ларморовского радиуса электрона и протона, ларморовской частоты электрона и протона, плазменного β (отношение локальных значений давления плазмы к давлению магнитного поля).

В работе (Holmström, 2012) не учитывалось влияние лунного реголита, толщина которого составляет несколько метров, но проводимость слоя реголита очень сильно изменяется при переходе из теневой зоны на освещенную Солнцем сторону. Согласно (Carrig и др., 1991; Jordan и др., 2014; Buhler и др., 2007) удельная проводимость реголита σ зависит от температуры как

$$\sigma = 6 \times 10^{-18} e^{0.0237T}, \quad (2)$$

где T – температура. В теневой зоне $T \sim 50$ К и $\sigma \sim 10^{-17}$ См/м. Для дневной стороны $T \sim 250$ К и $\sigma \sim 10^{-15}$ См/м. Значительное влияние оказывает УФ-излучение, которое на дневной стороне увеличивает проводимость еще на 6 порядков, и на порядок проводимость нарастает благодаря излучению в видимой и ИК-частях спектра. Таким образом, проводимость реголита на дневной стороне достигает $\sigma \sim 10^{-8}$ См/м. На рис. 2 показаны значения удельной проводимости реголита и внутренних областей Луны. Данные для внутренних областей заимствованы из (Dyal и др., 1976). Магнитная проницаемость Луны оценивается в пределах 1.008 ± 0.005 . Olhoef и Strangway (1975) определяют диэлектрическую проницаемость лунного грунта до глубины в 100 м, равной 1.93.

Поверхность Луны приобретает в плазме СВ отрицательный потенциал, но на дневной стороне под воздействием солнечной радиации появляется фотоэлектронный слой и потенциал повышается до положительных значений (Freeman, Ibrahim, 1975) в отсутствие вихревых магнитных полей (нулевое значение потенциала приписывается удаленным областям плазмы СВ). В работе (Wang и др., 2015) изменения электрического потенциала в плазменном слое для тел, лишенных атмосферы, были классифицированы по трем типам в зависимости от коэффициента Γ , определя-

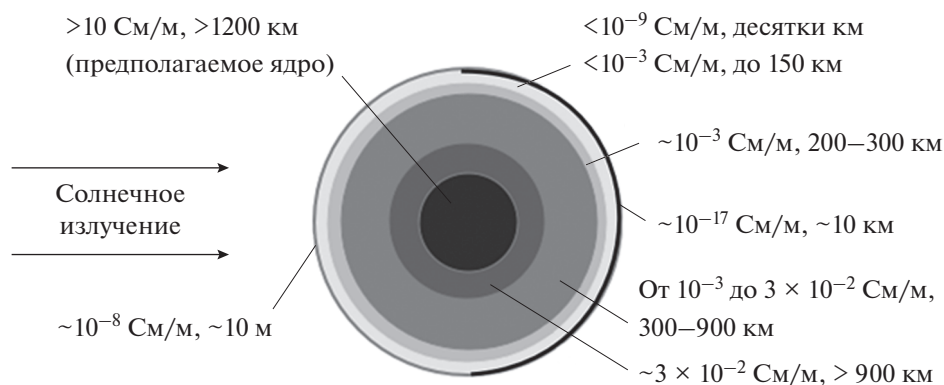


Рис. 2. Удельная проводимость реголита и внутренних областей Луны согласно (Dyal и др., 1976).

емого как отношение потока испущенных с поверхности тела электронов к потоку поглощенных, как показано на рис. 3. С ростом Γ форма зависимости электрического потенциала в плазменном слое меняется от классического монотонного типа (1) до монотонного инверсного (4) с переходом через немонотонный тип с ограниченным пространственным зарядом (2, 3). К классическому монотонному типу относится дебаевский слой, к инверсному монотонному типу принадлежит фотоэлектронный слой. В вихревом поле МЖ электрический потенциал поверхности будет определяться токами МЖ. Например, при токах МЖ, направленных от поверхности, зависимость электрического потенциала от высоты будет относиться к группе 1–3, а при токах, направленных к поверхности, – к группе 4.

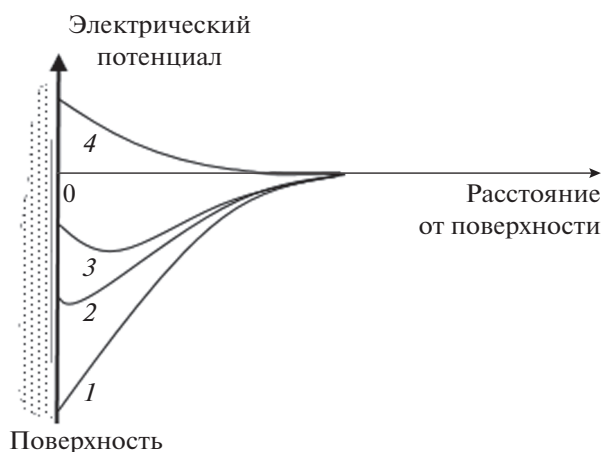


Рис. 3. Типы зависимостей электрического потенциала в плазменных слоях небесных тел, лишенных атмосферы: 1 – классический монотонный тип, 2 – переходный тип от классического к немонотонному, 3 – немонотонный тип и 4 – инверсный монотонный тип.

В работе (Halekas и др., 2008) представлены результаты анализа данных, полученных с помощью рефлектометра во время реализации проекта КА Lunar Prospector. На ночной (теневой) стороне Луны наблюдался поверхностный потенциал -200 В, а на освещенной Солнцем стороне Луны, как правило, наблюдались значения потенциала $\sim +10$ В. В некоторых измерениях отрицательный электрический потенциал достигал сотен вольт даже на дневной стороне. Электрический потенциал внутренних областей Луны будет близок к потенциалу освещенной Солнцем лунной поверхности, что следует из соотношения для скорости рассасывания плотности заряда ρ (Buhler и др., 2007)

$$\rho(t) = \rho_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right), \quad (3)$$

где $\tau_e = \epsilon/\sigma$, ϵ – диэлектрическая проницаемость, для лунного грунта усредненная $\epsilon \approx 2\epsilon_0$, $\epsilon_0 = 8.854187817 \times 10^{-12}$. Для дневной поверхности Луны и всех внутренних частей Луны, за исключением реголита теневой зоны, τ_e меньше или сравнимо с $(2 \times (8.854187817 \times 10^{-12}))/10^{-8} \approx 0.002$ с, а для реголита в тени $(2 \times (8.854187817 \times 10^{-12}))/10^{-17} \approx 2000000$ с.

Внешнее магнитное поле МЖ близко к нулевым значениям, что следует из условия (1) и конечности размеров МЖ. Временной интервал пересечения Луной магнитных жгутов составляет от нескольких минут до нескольких часов, а магнитное поле плавно меняется от нулевых значений при входе в среду жгута. Из уравнения диффузии магнитного поля в пренебрежении токами смещения

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (4)$$

следует, что время диффузии магнитного поля по порядку равно $\mu_0 \sigma L^2$, где L – характерный размер. Для лунной коры ($L \sim 80$ км, $\sigma \sim 10^{-3}$ См/м) и для

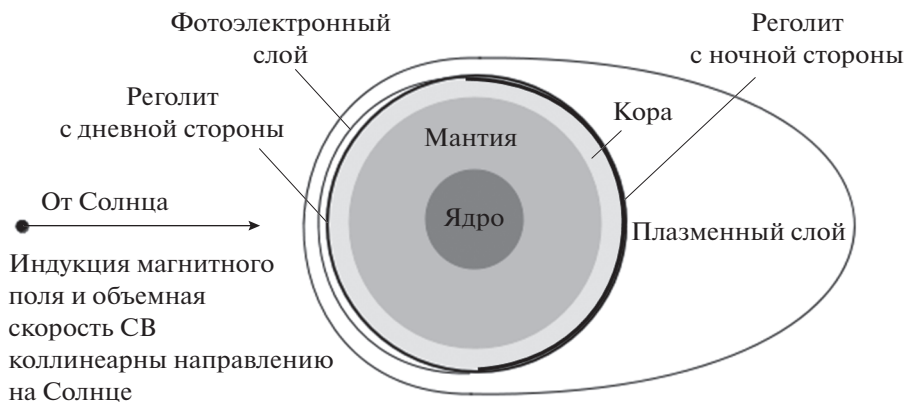


Рис. 4. Основные элементы в структуре взаимодействия Луны с плазмой магнитного жгута СВ. Реальный масштаб для структурных элементов не соблюден.

лунной мантии ($L \sim 800$ км, $\sigma \sim 10^{-3}$ См/м) получим соответственно ~ 8 и ~ 800 с. Распространение вихревого магнитного поля внутри Луны сопровождается омическими потерями J^2/σ . Для $\sigma = 10^{-8}$ См/м и $J = 10^{-11}$ А/м² получим 10^{-14} Вт/м³ и в слое толщиной 100 км омические потери составят 10^{-9} Вт/м². Омические потери будут компенсироваться за счет энергии магнитного поля МЖ. Плотность магнитной энергии W

$$W = B^2(r)/2\mu_0, \quad (5)$$

и за одну секунду поток энергии $V_{sw} B^2/\mu_0 \approx 3 \times 10^{-5}$ Вт/м², то есть потери энергии в толще Луны значительно меньше потока энергии в МЖ, что, в свою очередь, означает, что результаты, полученные в работе (Holmström, 2012), были бы справедливы и для МЖ в случае, если бы реголит на ночной части поверхности Луны имел такую же проводимость, как и реголит на дневной стороне. Оценки времени рассасывания электрического заряда, времени диффузии магнитного поля во внутренних областях Луны и омических потерь показывают, что магнитные поля жгутов СВ проникают в лунную кору и мантию, и только реголит с очень низкой проводимостью на теневой стороне Луны и область низкой концентрации заряженных частиц в плазменном слое с теневой стороны препятствуют распространению вихревого поля МЖ.

Рассмотрим три предельных случая взаимной ориентации направлений на Солнце (направление движения СВ) и вектора плотности тока в МЖ в окрестности Луны:

- 1) скорость СВ параллельна вектору плотности тока в МЖ;
- 2) скорость СВ антипараллельна вектору плотности тока в МЖ;
- 3) скорость СВ перпендикулярна вектору плотности тока в МЖ.

Первые два случая соответствуют рис. 4. Частицы СВ движутся вдоль магнитных силовых линий, преодолевают плазменный и фотоэлектронный слои, и их большая часть поглощается поверхностью Луны. Согласно первому уравнению Максвелла

$$\nabla \times B = \mu_0 J + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (6)$$

где E – напряженность электрического поля, поверхность непрерывно получает заряд, соответствующий направлению J , за счет запаса энергии магнитного поля МЖ.

Распространению вихревого магнитного поля препятствует тонкий слой реголита, обладающего проводимостью 10^{-17} См/м с ночной стороны, и примыкающая область с низкой концентрацией частиц. Рост заряда дневной поверхности ограничивается конечной проводимостью лунных пород и перестройкой течения плазмы МЖ вокруг Луны.

Прекращение роста заряда поверхности за счет встречного потока заряженных частиц вдоль силовых линий магнитного поля блокируется электрическим полем, индуцированным токами смещения. Но в перпендикулярном к силовым линиям магнитного поля направлении частицы могут покинуть плазменный слой, как это показано на рис. 5 для электрона, входящего в плазменный слой над отрицательно заряженной поверхностью.

На рис. 5 направление вектора магнитной индукции B совпадает с вектором скорости СВ и направлением от Солнца, ось Y направлена к поверхности (совпадает с местной вертикалью), ось X образует правую систему координат с Y , а начало координат находится в верхней точке плазменного слоя. Угол θ образован местной вертикалью (ось Y) и линиями магнитного поля МЖ. В последующих формулах предполагается, что составля-

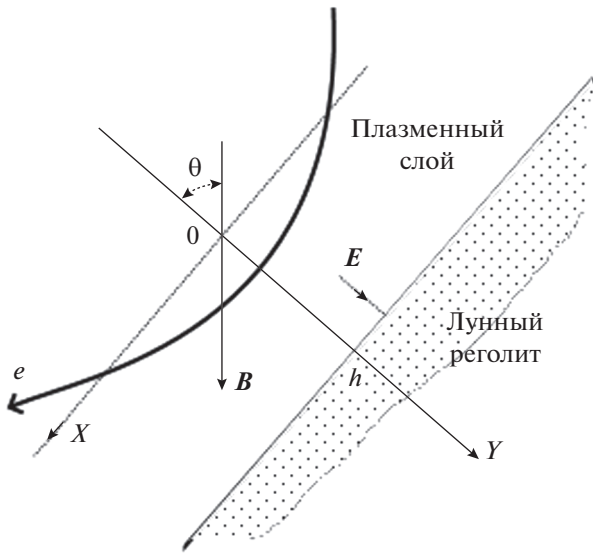


Рис. 5. Траектория электрона в плазменном слое для электрического поля, создаваемого отрицательным поверхностным зарядом. Y – местная вертикаль; E – вектор электрического поля в плазменном слое (коллинеарен местной вертикали); B – вектор индукции магнитного поля; θ – угол между местной вертикалью и вектором магнитной индукции; h – толщина плазменного слоя; e – траектория электрона.

ющая скорости движения электрона вдоль магнитных силовых линий равна скорости СВ. При таком условии зависимость перпендикулярной к B составляющей скорости электрона V_{\perp} до достижения максимальной глубины запишется в виде

$$V_{\perp}(Y) = \frac{e}{m_e} \int_0^Y \frac{\partial \varphi(y)}{\partial y} \sin \theta \frac{dy}{V_{sw} \cos \theta} = \frac{e \varphi(Y)}{m_e V_{sw}} \operatorname{tg} \theta, \quad (7)$$

здесь m_e – масса электрона; e – заряд электрона; $\varphi(y)$ – электрический потенциал в плазменном слое. Электрон покинет плазменный слой, если до достижения поверхности в некоторой точке $Y < h$ будет выполнено условие $V_{\perp}(Y)/V_{sw} = \operatorname{ctg}(\theta)$ или

$$\varphi(Y) = \operatorname{ctg}^2 \theta \frac{m_e V_{sw}^2}{e}. \quad (8)$$

Например, для $\theta = 45^\circ$ и $V_{sw} = 400$ км/с должен быть потенциал поверхности $\varphi(y) = -0.91$ В.

В магнитном поле жгута электроны вращаются с ларморовским радиусом r_{La}

$$r_{La} = \frac{m_e V_e}{eB}, \quad (9)$$

m_e – масса электрона, V_e – перпендикулярная силовым линиям магнитного поля скорость электрона, покидающего двойной слой и равная удвоенному значению (7). Продолжая пример, имеем $V_e = 2V_{\perp}(Y) = 2V_{sw} \operatorname{ctg}(\theta) = 800$ км/с и ларморовский радиус $r_{La} \approx 450$ м. Перед следующим про-

никновением в плазменный слой электрон выполнит приблизительно пол-оборота. Среднее значение составляющей скорости электрона, параллельной поверхности Луны, составит $2r_{La}/(0.5T_{La}) = V_e/2\pi \approx 127$ км/с. Ларморовский период вращения $T_{La} = 2\pi m_e/eB \approx 0.0036$ с и не зависит от скорости электрона. Наиболее вероятная тепловая скорость электрона при 100000 К составляет 1740 км/с, т.е. наибольшие скорости ограничены сверху несколькими тысячами км/с. Ларморовский радиус для таких электронов будет равен нескольким км. Следовательно, высота подъема электрона над поверхностью Луны имеет порядок нескольких километров.

Для случая, когда ток МЖ направлен к поверхности, вместо массы электрона в формулах (7) и (8) подставим массу протона.

Как видно из графиков для электрона, электрический потенциал поверхности, при котором происходит отражение, возможен почти для всей поверхности Луны, тогда как для протона только вблизи терминатора. На рис. 7 показаны зависимость составляющей скорости V_{\perp} , с которой электрон покидает плазменный слой после первого отражения, от угла θ .

Согласно рис. 6 вблизи значений угла θ , близких к 5° , для отражения электрона нужен электрический потенциал -120 В. В измерениях отмечались значения электрического потенциала, достигавшего -200 В. Описанный механизм отражения электронов в плазменном слое является одной из причин, ограничивающих рост отрицательного потенциала дневной поверхности Луны. Этот же механизм служит основой формирования кольцевых токов вокруг Луны.

Три предельных случая взаимодействия Луны с плазмой представлены на рис. 8. Когда токи МЖ направлены к Солнцу (от освещенной поверхности Луны), над поверхностью Луны индуцируются кольцевые токи, магнитное поле которых вытесняет магнитное поле МЖ за пределы лунного лимба (рис. 8а). Если ток направлен к дневной лунной поверхности (рис. 8б), то по достижении некоторого положительного электрического потенциала электроны СВ, тепловые скорости которых превышают скорость СВ, препятствуют дальнейшему его росту. Как и в предыдущем случае, электроны могут достигать лунной поверхности, двигаясь перпендикулярно направлению токов МЖ, но, в отличие от предыдущего случая, положительно заряженная поверхность Луны поглощает электроны. Отметим также, что отрицательный потенциал ночной поверхности Луны должен увеличиваться (по абсолютному значению), и этим можно объяснить наблюдавшиеся в измерениях потенциалы, превосходящие несколько сотен вольт. В случае перпендикулярности магнитного поля МЖ (рис. 8в) направлению на

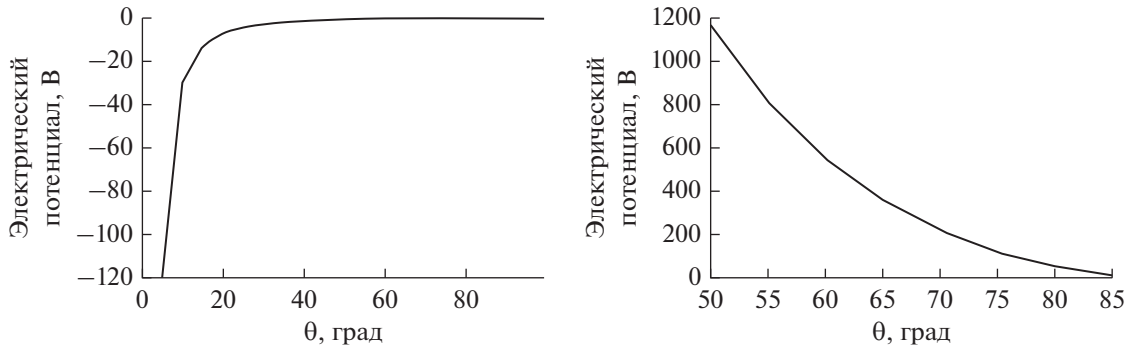


Рис. 6. Зависимость электрического потенциала поверхности от угла θ для электрона и протона.

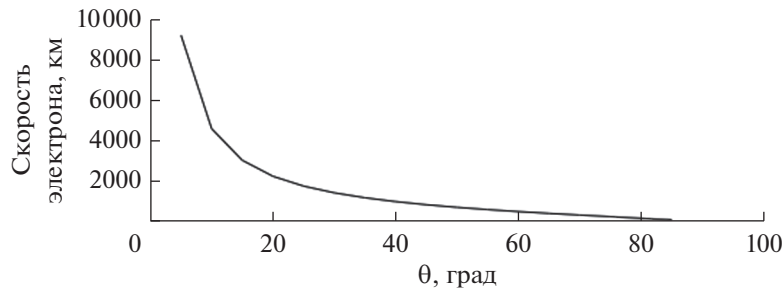


Рис. 7. Зависимость скорости V_1 , с которой электрон покидает плазменный слой, от угла θ .

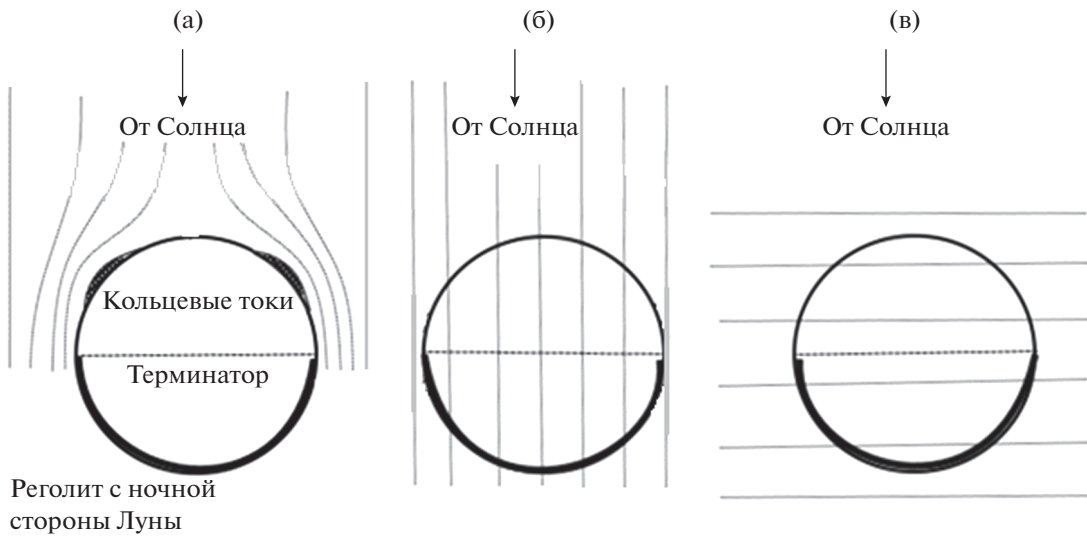


Рис. 8. Идеализированная структура магнитного поля в окрестности Луны для трех направлений токов МЖ. а) Токи МЖ направлены от поверхности Луны. Индуцированные кольцевые токи создают магнитное поле, стремящееся вытеснить магнитное поле жгута за пределы лунного лимба. б) Токи МЖ направлены к поверхности Луны. Электроны за счет теплового разброса скоростей компенсируют нарастающий положительный заряд дневной поверхности Луны. в) Токи МЖ перпендикулярны направлению на Солнце. Изменения поверхностного заряда на освещенной части поверхности Луны сглаживаются за счет проводимости лунного грунта.

Солнце вихревое поле МЖ проходит через лунную среду. Если проводимость слоя до глубин в 150 км на дневной стороне составляет 10^{-8} См/м, то при плотности тока МЖ 10^{-11} А/м² падение напряжения будет равно 150 В, т.е. не противоречит экспериментально наблюдавшимся значениям.

Предлагаемая картина формирования плазменного слоя на дневной части Луны при прохождении через магнитные жгуты, токи которых направлены от дневной поверхности Луны, выглядит следующим образом. Ток МЖ понижает потенциал поверхности до отрицательных значений. Составляющая электрического поля, перпендикулярная магнитным силовым линиям, выталкивает электроны из плазменного слоя. За счет ларморовского вращения электроны поднимаются над поверхностью на высоты около одного ларморовского радиуса и возвращаются к поверхности Луны. Такое коллективное движение электронов образует кольцевые токи. Общий поток электронов направлен к границам лимба Луны, искривляя в том же направлении траектории протонов. Нарастание кольцевых токов может быть ограничено подповерхностными токами или вытеснением магнитного поля МЖ перед Лунной магнитным полем индуцированных кольцевых токов. В результате структура магнитного поля вблизи лунной поверхности перестает быть бессиловой.

Для оценки суммарного значения I_s кольцевых токов, которые создают магнитную индукцию B_s , равную по абсолютному значению индукции магнитного поля МЖ, предположим, что весь ток сосредоточен в кольце радиуса R_L (радиус Луны), тогда на оси кольца

$$B_s = \frac{\mu_0 I_s}{2R_L}, \quad I_s = 2R_L B_s / \mu_0, \quad (10)$$

$I_s = (2 \times 1738 \times 10^6 \times 10^{-8}) / (4\pi \times 10^{-7}) \approx 28000$ А. Такой ток соответствует потоку в 1.7×10^{23} электронов в секунду, а через площадь, равную площади лунного лимба, за 1 с проходит 3.8×10^{26} электронов, т.е. приблизительно 0.001 от этого потока достаточно для обеспечения требуемого эффекта.

Осевая симметрия магнитного поля для случая, которому соответствует рис. 8а, и стационарность движения плазмы вокруг Луны обеспечивают следующее условие (Bittencourt, 2004, стр. 320): $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla p$, $p = nkT$ – давление, \mathbf{J} – плотность тока. Векторы \mathbf{J} и \mathbf{B} лежат в плоскости, касательной к поверхности Луны, а вектор ∇p направлен перпендикулярно к этой плоскости по оси X , откуда $\partial p / \partial x \sim JB$, $p \sim JBh$ и концентрация электронов $n \sim JhB/kT$. В этой формуле Jh представляет погонную плотность тока, h – толщина токового слоя. Полагая, что погонная плотность кольцевого тока $\sim I_s/R_L$, $B \approx 10^{-7} - 10^{-8}$ Т, получаем $n \sim 1000 - 100$ электронов на кубический сантиметр.

С целью устранения второстепенных деталей Луна была представлена диэлектрическим телом в форме идеального шара. Реальная Луна обладает сложным рельефом поверхности и многочисленными лунными магнитными аномалиями (ЛМА). Приблизительно шесть суток каждого месяца Луна находится в хвостовой части магнитосферы Земли. В это время Луна экранируется земной магнитосферой, которая взаимодействует непосредственно с магнитными жгутами СВ. Наиболее полные данные о распределении поверхностных магнитных полей получены с КА Lunar Prospector (Mitchell и др., 2008). Самые интенсивные поля сосредоточены на невидимой стороне Луны. Лишь небольшая часть поверхности занята магнитными аномалиями, которые обладают магнитной индукцией более 2–3 нТл на видимой стороне Луны. Основная часть ЛМА с индукцией более 10 нТл располагается на невидимой стороне и составляет приблизительно 15% от площади полусферы Луны. Лунные сутки длятся один земной месяц, поэтому в течение ≈ 15 дней эта зона не взаимодействует с СВ. Направление магнитных полей над поверхностью практически хаотично. Величины ларморовских радиусов для электронов и протонов в полях 2–3 нТл при скорости, равной скорости СВ (~ 400 км/с), близки к ~ 1 и ~ 1800 км соответственно. То есть на траектории протонов эти поля влияют слабо. Магнитная индукция в магнитных жгутах в большинстве случаев значительно больше 2–3 нТл, она может достигать значений в десятки нТл (Feng и др., 2008). Магнитные жгуты являются устойчивыми образованиями в СВ, и все элементы такого образования связаны между собой. Передача энергии осуществляется волнами Альвена. Это означает, что во взаимодействии с Луной нужно учитывать энергию всего магнитного жгута. Приведенные соображения оправдывают предположение, что на подавляющей части поверхности Луны магнитные аномалии не оказывают существенного влияния на взаимодействие большинства магнитных жгутов с Луной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главным элементом, определяющим характер взаимодействия Луны со средой МЖ, является вихревой характер магнитного поля МЖ. Если безвихревое магнитное поле проходит через Луну без существенных изменений, и электрический потенциал дневной (освещенной лунной поверхности) устанавливается в процессе образования фотоэлектронного слоя, то при прохождении плазмы МЖ поверхностный потенциал регулируется также токами МЖ. Важное значение при рассмотрении взаимодействия Луны с МЖ имеет слой реголита Луны, электрические характеристики которого сильно отличаются на дневной и

ночной поверхностях Луны. Если токи МЖ направлены к дневной поверхности Луны, то следует ожидать повышения электрического потенциала по сравнению со средними значениями +10—+20 В. В случае притока электронов к поверхности электрический потенциал уходит в область отрицательных значений, что может объяснить измерения с КА Lunar Prospector, когда были получены значения ~ -200 В, причем причину таких падений потенциала дневной поверхности искали в недостаточно точной калибровке электрического потенциала корпуса КА.

Особые условия складываются, когда направление движения частиц СВ, направление на Солнце и направление магнитных силовых линий (токов) почти коллинеарны. Если ток МЖ направлен от поверхности, то возникают кольцевые токи, магнитное поле которых ослабляет магнитное поле МЖ в окрестности подсолнечной точки и уплотняет магнитное поле ближе к границе лунного лимба. В приповерхностном слое высотой порядка электронного ларморовского радиуса концентрация частиц плазмы может многократно превышать средние значения среды СВ. Такой эффект мог бы объяснить результаты радиозатменных экспериментов, выполненных с использованием советских КА Луна-19, -22 и японского КА SELENE.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Программой РАН №28.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Москаленко А.М. Электростатический потенциал у поверхности Луны // Кинемат. и физ. небесн. тел. 1992. Т. 8. № 5. С. 31—40.
- Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. Пылевая плазма у поверхности Луны // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 6. С. 455—466.
- Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М., Хораньи М. Удары высокоскоростных метеороидов и плазменно-пылевое облако над поверхностью Луны // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. Вып. 10. С. 594—599.
- Bhardwaj Anil, Dhanya I M.B., Alok Abhinaw, Barabash S., Wieser M., Futaana Yoshifumi, Wurz Peter, Vorburger Audrey, Holmström Mats, Lue Charles, Harada Yuki, Asamura Kazushi. A new view on the solar wind interaction with the Moon // Geosci. Lett. 2015. 2:10
- Bittencourt J.A. Fundamentals of plasma physics. New York: Springer Science + Business Media, 2004. 320 p.
- Buhler C., Calle C., Clements J., Mantovani J., Ritz M. Test method for in situ electrostatic characterization of lunar dust // IEEE Aerospace Conf. Proc. 2007. P. 1—19.
- Burlaga L.F. Interplanetary Magnetohydrodynamics // Int. Ser. in Astron. and Astrophys. V. 3. New York: Oxford Univ. Press, 1995. P. 272.
- Carrier W.D. III, Olhoeft G.R., Mendell W. Physical properties of the lunar surface // Lunar Sourcebook. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991. P. 475—594.
- Choudhary R.K., Ambili K.M., Siddhartha Choudhury, Dhanya M.B., Bhardwaj A. On the origin of the ionosphere at the Moon using results from Chandrayaan-1 S-Band Radio Occultation Experiment and a photochemical model // Geophys. Res. Lett. 2016. 43(19). P. 10025—10033.
- Cohen R.H., Ryutov D.D. Sheath physics and boundary conditions for edge plasmas // Contrib. Plasma Phys. 2004. V. 44. № 1—3. P. 111—125.
- Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D. Structure of the lunar interior from magnetic field measurements // Proc. Lunar Sci. Conf. 7th. 1976. P. 3077—3095.
- Feng H.Q., Wu D.J., Chao J.K. Size and energy distributions of interplanetary magnetic flux ropes // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. A02102.
- Feng H.Q., Wu D.J., Lin C.C., Chao J.K., Lee L. C., Lyu L.H. Interplanetary small- and intermediate-sized magnetic flux ropes during 1995—2005 // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. id. A12105.
- Freeman J.W., Ibrahim M. Lunar electric fields, surface potential and associated plasma sheaths // The Moon. 1975. V. 14. P. 103—114.
- Halekas J.S., Delory G.T., Lin R.P., Stubbs T.J., Farrell W.M. Lunar Prospector observations of the electrostatic potential of the lunar surface and its response to incident currents // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. id. A09102.
- Hidalgo M.A., Cid C., Medina J., Viñas A.F. A new model for the topology of magnetic clouds in the solar wind // Sol. Phys. 2000. V. 194. P. 165—174.
- Hidalgo M.A., Cid C. A non-force-free approach to the topology of magnetic clouds in the solar wind // J. Geophys. Res. 2002. V. 106. Iss. A1. P. 1002.
- Holmström M. The interaction between the Moon and the solar wind // AGU Fall Meeting, December 6, 2012. P43D-1940.
- Imamura T., Nabatov A., Mochizuki N., Iwata T., Hanada H., Matsumoto K., Noda H., Kono Y., Liu Q., Futaana Y., Ando H., Yamamoto Z., Oyama K.-I., Saito A. Radio occultation measurement of the electron density near the lunar surface using a subsatellite on the SELENE mission // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. id. A06303.
- Jordan A.P., Stubbs T.J., Wilson J.K., Schwadron N.A., Spence H.E., Joyce C.J. Deep dielectric charging of regolith within the Moon's permanently shadowed regions // J. Geophys. Res. E: Planets. 2014. V. 119 (8). P. 1806—1821.
- Lepping R.P., Burlaga L.F., Jones J.A. Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 11957—11965.
- Mitchell D.L., Halekas J.S., Lin R.P., Frey S., Hood L.L., Acuña M.H., Binder A. Global mapping of lunar crustal magnetic fields by Lunar Prospector // Icarus. 2008. V. 194. P. 401—409.
- Ness N.F. Interaction of the solar wind with the Moon // Sol. Terr. Phys. 1970. Part II. P. 159—205.
- Nitter T., Havnes O., Melandso F. Levitation and dynamics of charged dust in the photoelectron sheath above surfaces in space // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 6605—6620.

- Olhoeft G.R., Strangway D.W.* Dielectric properties of the first 100 meters of the Moon // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 1975. V. 24. P. 394–400.
- Pluchino S., Schilliro F., Salerno E., Pupillo G., Maccaferri G., Cassaro P.* Radio occultation measurements of the lunar ionosphere // *Mem. S. A. It. Suppl.* 2008. V. 12. P. 53.
- Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* Dust dynamics in the lunar dusty plasmas: Effects of magnetic fields and dust charge variations // *Phys. Plasmas.* 2022. V. 29. № 1. id. A013701.
- Savich N.A.* Cislunar plasma model // *Space Res.* 1976. V. 16. P. 941–943.
- Stern S.A.* The lunar atmosphere: history, status, current problems, and context // *Rev. Geophys.* 1999. V. 37. Iss. 4. P. 453–491.
- Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M.* A dynamics fountain model for lunar dust // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 59–66.
- Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T.* On the role of dust in the lunar ionosphere // *Planet. and Space Sci.* 2011. V. 59. P. 1659–1664.
- Vyshlov A.S., Savich N.A., Vasilyev M.B., Samoznaev L.N., Sidorenko A.I., Shtern D.Y.* Some results of cislunar plasma research // *NASA Tech. Rep.* 1976. V. 397. P. 81–85.
- Walbridge E.* Lunar photoelectron layer // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. № 19. P. 3668–3687.
- Wang X., Pilewskie J., Hsu H.-W., Horányi M.* Plasma potential in the sheaths of electron-emitting surfaces in space // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 43. P. 525–531.
- Zhang H., Khurana K.K., Zong Q.-g., Kivelson M.G., Hsu T.-s., and 9 co-authors.* Outward expansion of the lunar wake: ARTEMIS observations // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. Iss. 18. id. L18104.
- Zhang H., Khurana K.K., Kivelson M.G., Angelopoulos V., Wan W.X., Liu L.B., Zong Q.-G., Pu Z.Y., Shi Q.Q., Liu W.L.* Three-dimensional lunar wake reconstructed from ARTEMIS data // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2014. V. 119. P. 5220–5243.