

НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕКТРО- И МАГНИТОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЭВОЛЮЦИИ АСТРОБЛЕМ

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
ул. Советская, 14, Ярославль, 150000, Россия*

Физические и экологические последствия столкновения крупных метеоритов (астероидов) с Землей и другими планетами многократно становились предметом исследований (см., например, [1-10] и указанную там литературу) как теоретических, так и экспериментальных (конечно в лабораторных условиях, конечно). Тем не менее, многие аспекты такого события пока остаются не выясненными. Так, практически не изучался вопрос об особенностях электрофизических и магнитных изменений в окрестности места образования астроблемы, тогда как сходные вопросы неоднократно поднимались в связи с ядерными взрывами [2, 11, 12]. Энергия, выделяющаяся при столкновении достаточно крупного метеорита с Землей может на много порядков превышать энергию взрыва мегатонной водородной бомбы [3, 5]. В частности, хорошо известно [2, 12], что при прохождении по грунту сильной ударной волны его электрические и магнитные свойства существенно изменяются. Диэлектрики и полупроводники под действием избыточного давления в ударной волне становятся весьма хорошими проводниками за счет уменьшения при ударном сжатии ширины запрещенной зоны (на время прохождения ударной волны), а минералы, обладающие магнитными свойствами, размагничиваются. Известно также, что расположение на поверхности Земли большинства крупных астроблем совпадает с расположением геомагнитных аномалий, не связанных с месторождениями магнитных материалов [13–16]. В зависимости от типа кратера (определяемого энергией столкновения [3, 9]) эти аномалии могут иметь различный характер [15]: от простого понижения напряженности магнитного поля для простых чашеобразных кратеров, характерных для небольших энергий столкновений, до кольцевого характера аномалии напряженности магнитного поля в самых больших кратерах [3, 9]. В частности, сказанное относится к Пучеж-Кутунской астроблеме, магнитная аномалия которой имеет сложное строение (по классификации [15]), достаточно подробно исследованной геофизиками и геологами [14, 16], на примере которой ниже будет проведен физический анализ возможных последствий столкновения крупного метеорита с Землей.

1. Математическое моделирование процесса образования метеоритных кратеров (в частности, астроблем) основано на гидродинамической аналогии и имеет длительную историю. В нем, естественно, выделяются два подхода: первый (в историческом плане, самый простой и грубый) основан на модели капли жидкости, падающей на плоскую поверхность жидкости; второй (позволяющий проводить более детальный анализ, ставший популярным в последнее время в связи с развитием численных методов и широким распространением мощных компьютеров) базируется на численном анализе уравнений, описывающих превращение вещества в ударной волне, дополненных уравнениями состояния вещества при высоких давлениях и температурах. Подлежащая численному анализу математическая модель кратерообразования имеет вид [17]:

$$\frac{d\rho}{dt} + \operatorname{div}(\rho\vec{V}) = 0; \quad \frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad}(P);$$

$$\frac{dW}{dt} = \frac{P}{\rho} \operatorname{div}(\vec{V}); \quad P = P(\rho, W);$$

где ρ , P , \vec{V} , W – плотность среды, давление в ней, скорость движения среды и ее внутренняя энергия, приходящаяся на единицу массы соответственно. В приведенной системе первое уравнение пред-

ставляет собой закон сохранения массы, второе – уравнение Эйлера, третье – закон сохранения энергии, четвертое – уравнение состояния вещества. Знак производной по времени в первых трех – уравнениях понимается в смысле полной производной, то есть суммы частной производной по времени и конвективной производной:

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z}.$$

2. Пучеж-Катунская астроблема имеет характерный линейный размер (диаметр) около 80 км. Характеристики самого акта столкновения крупного метеорита с Землей, в результате которого она образовалась, выведем из соотношений подобия для крупных ударных кратеров [9], проводя сравнение с астроблемой Сильян, имеющей диаметр 60 км, возникшей при падении на Землю каменного метеорита диаметром около 3 км. Образование ее весьма детально проанализировано в [5], и она структурно подобна Пучеж-Катунской астроблеме. Будем считать механику процессов образования этих астроблем сходной и во всех прочих отношениях.

Для нижеследующего анализа примем, согласно [5], что: 1) как и для астроблемы Сильян, состав метеорита, столкновение которого с Землей привело к образованию Пучеж-Катунской астроблемы, был тот же, что и состав грунта на месте образования астроблемы (плотность вещества метеорита и грунта $\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$); 2) метеорит в момент столкновения с Землей имел сферическую форму и скорость $2,5 \cdot 10^7 \text{ м/с}$ (отметим, что скорости крупных метеоритов (астероидов), выпадающих на Землю, лежат в диапазоне от второй космической скорости $\approx 1,1 \times 10^7 \text{ м/с}$ до 10^8 м/с – наивысшей скорости относительно Земли, возможной на данном удалении от Солнца); 3) удар метеорита о Землю был вертикальным. Тогда, используя ударно-взрывную аналогию и закон подобия Лампеона для диаметра D_0 воронки взрыва с энергией W_0 [9]:

$$(D/D_0)^3 = W/W_0, \quad (1)$$

несложно получить, что кинетическая энергия Пучеж-Катунского метеорита была примерно в 2,35 раза больше кинетической энергии метеорита Сильян. При принятом равенстве скоростей и плотностей обоих метеоритов это означает, что масса Пучеж-Катунского метеорита была в 2,35 раза больше массы метеорита Сильян, а его радиус был примерно 4 км (по сравнению с 3 км для метеорита Сильян).

При столкновении крупного метеорита (астероида) с Землей в результате действия ударной волны сам метеорит и часть грунта в месте падения расплавляются и испаряются. Объем расплава пропорционален кинетической энергии астероида и определяется уравнением состояния вещества. В астроблеме Сильян, согласно расчетам, образовалось $\approx 350 \text{ км}^3$ расплава, из которых примерно треть была выброшена из кратера. Две трети остались в кратере, образовав лавовое озеро глубиной $\sim 1 \text{ км}$, с температурой не ниже температуры плавления грунта в ударной волне (согласно использованному при расчетах [5] уравнению состояния, могла быть равна 2140 К). Реальная температура расплава (импактной лавы) может быть существенно выше, вплоть до температуры кипения расплава. В [15, 18] по данным петрографического анализа указывается на температуры импактного расплава $\approx 2800\text{--}3300 \text{ К}$. В последующих рассуждениях для оценок физических параметров лавы будем принимать температуру импактной лавы $\approx 3000 \text{ К}$. Поскольку кинетическая энергия Пучеж-Катунского метеорита в 2,35 больше, то и объем расплава в Пучеж-Катунской астроблеме будет больше: $V_0 \approx 588 \text{ км}^3$, из которых $V \approx 390 \text{ км}^3$ останется в кратере, образовав лавовое озеро. Расплавленная лава будет перетекать, стремясь заполнить понижения в рельефе. Если предположить, что так же как и в кратере Сильян, эти понижения занимают десятую часть площади кратера, толщина H слоя расплавленной импактной лавы будет равна $\approx 0,8 \text{ км}$.

Характерное время существования такого лавового озера τ определяется его объемом, температурой, удельной теплотой отвердевания (плавления), температурой на дне и на свободной поверхности озера импактного расплава. В [5] для оценки по порядку величины времени существования лавового озера принималось, что свободная поверхность покрыта кипящей водой, которая, испаряясь за счет подвода тепла от лавы, определяет скорость ее остывания. В [5] в предположении, что основным механизмом теплопередачи является молекулярная теплопроводность, получено, что характерное время $\tau \sim 10000 \text{ лет}$. Аналогичная оценка при выполнении тех же предположений о

механизме переноса тепла будет справедлива и для времени существования лавового озера в Пучеж-Катунской астроблеме. Но, скорее всего, приведенная оценка сильно завышена, поскольку в весьма текучей импактной лаве основным механизмом теплопереноса будет конвективный теплоперенос, интенсивность которого при характерных линейных масштабах теплообмена, перепадах температур и физических характеристиках вещества примерно на два порядка превысит интенсивность молекулярного теплопереноса [19], что приведет к пропорциональному снижению характерного времени охлаждения лавы.

Согласно [20] динамическая вязкость расплавленной вулканической силикатной магмы с температурой ≈ 2100 К может достигать 1 Па·с, увеличиваясь до $\sim 10^8$ Па·с при $T \approx 900$ К (отметим, что динамическая вязкость воды при комнатной температуре 10^{-3} Па·с). С изменением температуры вязкость жидкостей, имеющая активационную природу, изменяется по экспоненциальному закону [21–22]:

$$\mu = A \exp(B/T),$$

где B – константа, весьма приближенно определяемая как теплота плавления, деленная на газовую постоянную; A – имеет размерность вязкости и характерную величину порядка вязкости газа [21]. В рассуждениях для характеристики теплопереноса в охлаждающейся импактной лаве будем пользоваться эффективным значением динамической вязкости $\mu = 100$ Па·с.

Таким образом, импактная лавы может быть весьма текучей, и согласно классическим представлениям (см., например, [23, 24]) интенсивность конвективных движений в ней может быть весьма высокой. Это приведет к существенному увеличению скорости остывания лавового озера и к сокращению характерного времени его существования τ . Впрочем, следует иметь в виду, что конвективная теплоотдача будет играть определяющую роль в охлаждении лавового озера лишь при высоких температурах лавы. Когда же, через характерное время $\tau_* \sim 100$ лет, определяемое скоростью конвективной теплоотдачи, температура лавы понизится до ≈ 1100 К, ее вязкость увеличится на шесть-восемь порядков, роль конвективного механизма переноса тепла станет малой, и собственно сам процесс застывания (кристаллизации) расплавленных горных пород будет лимитироваться молекулярной теплопроводностью. Как указано в [5], такой процесс займет время $\tau_0 \sim 1000$ лет. Точнее говоря, по прошествии временного интервала указанной продолжительности под застывшей (закристаллизовавшейся) поверхностью лавового озера еще будет существовать расплавленная лавы.

На этом этапе рассуждений оставим в стороне механические особенности эволюции астроблемы и обратим внимание на электро- и магнитофизические последствия длительного существования горячего лавового озера в центре астроблемы.

3. В [25, 26] в экспериментальных измерениях было получено, что удельное сопротивление горных пород при нагревании от комнатной температуры до ≈ 1600 К падает с увеличением температуры по экспоненциальному закону. Так, удельное сопротивление гранита падало с $5,3 \cdot 10^7$ Ом·м до 44 Ом·м, пироксенита – с $1,3 \cdot 10^9$ Ом·м до 50 Ом·м, оливинита – с $8,5 \cdot 10^{10}$ Ом·м до 28 Ом·м [25]. Указанное поведение электропроводности при нагревании согласно [25] связано с тем, что горные породы являются полупроводниками со смешанной проводимостью с сильной компенсацией, то есть эти полупроводники содержат примеси донорного и акцепторного типов в почти одинаковой концентрации. Энергия активации для таких проводников согласно проведенным измерениям не превышает 1 эВ, тогда как для чистой окиси алюминия Al_2O_3 , которую горные породы содержат в максимальной концентрации, ширина запрещенной зоны превышает 5 эВ (впрочем, при повышении температуры от 300 до 1600 К электропроводность чистой окиси алюминия также увеличивается на десять порядков [27]). Но сказанное относится к твердым горным породам. При плавлении и дальнейшем нагревании электропроводность полупроводников увеличивается по экспоненциальному закону [28]:

$$\sigma = \sigma_* \exp(-E/kT),$$

где E – энергия активации; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. Константа σ_* характеризует электропроводность при бесконечно большой температуре; ее значение для полупроводников лежит в пределах 10^5 – 10^7 См·м⁻¹. Величина энергии активации зависит от конкретного механизма проводимости (в некристаллических полупроводниках обычно одновременно реализуется несколько механизмов) и измеряется долями или единицами электронвольта [28].

Для нижеследующих рассуждений примем, что электропроводность σ импактного расплава при имеющихся высоких температурах ($T \approx 3000$ К) определяется соотношением $\sigma \geq 10^5$ См·м⁻¹.

4. Важную роль в эволюции озера импактной лавы играет тепловая конвекция, неизбежно возникающая в нем благодаря существующим в лаве значительным градиентам температур как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях. Исследовать конвективные движения в лаве можно, исходя из системы уравнений конвекции в приближении Буссинеска [23]:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}(\tilde{P}) + \nu \Delta \vec{V} - \vec{g} \beta \tilde{T}; \quad \frac{d\tilde{T}}{dt} = \chi \Delta \tilde{T}; \quad \text{div}(\vec{V}) = 0,$$

где \tilde{T} и \tilde{P} – отклонения температуры жидкости и давления в ней от средних значений; χ и β – коэффициенты температуропроводности и объемного расширения жидкости. Но для оценки скоростей конвективных движений по порядку величины можно воспользоваться соображениями подобия и размерности, как это сделано в [24], где для скорости конвективных движений жидкости получена простая формула:

$$U \sim 0,25(\gamma f d / 2 \rho \nu)^{1/2}, \quad (2)$$

здесь γ – КПД преобразования механической энергии конвективных движений в тепловую; f – плотность потока тепла в лаве; d – характерный линейный масштаб конвекции; ν – кинематическая вязкость лавы. С помощью формулы (2) при $\gamma = 1$, $d = 700$ км, $f = 0,06$ Вт/м², $\nu \approx 2 \cdot 10^{17}$ м²/с в [24] получена оценка скорости конвективных движений в мантии Земли $U \sim 5$ см/год. Если учесть, что для импактной лавы согласно вышесказанному $\nu \approx 4 \cdot 10^{-2}$ м²/с; $d \approx 400$ м; для γ в рассматриваемой ситуации можно взять $\gamma = 0,1$ (согласно [24] КПД превращения теплоты в механическую работу конвекции не очень сильно зависит от специфики ввода тепла в систему и для большинства природных процессов имеет порядок $\gamma \sim 0,1$ и только для превращения энергии солнечного тепла в энергию ветра КПД на порядок меньше $\gamma = 0,01$); а для теплового потока принять значение $f = 1000$ Вт/м², получающееся при оценке из закона Фурье (для перепада температур $\Delta T \approx 2000$, расстояния реализации указанного перепада температур $d \approx 400$ м, коэффициента эффективной теплопроводности, то есть с учетом конвективного теплопереноса [19], $\lambda \approx 250$ Вт/м К), то для скорости конвективных движений импактной лавы по порядку величины получим оценку: $U \approx 3,5$ м/с.

5. При имеющихся в озере импактной лавы, с характерным линейным размером порядка километра, температурах, электропроводностях, вязкостях и скоростях конвективных движений, в нем может реализоваться эффект гидромагнитного динамо. Тот самый эффект, который в соответствии с современными представлениями обеспечивает существование магнитного поля Земли [29]. И тогда озеро импактной лавы, занимающее центральную часть всякой крупной астроблемы, будет обладать собственным магнитным полем.

Математическая модель гидромагнитного динамо сводится к системе уравнений Максвелла и гидродинамики несжимаемой жидкости. После некоторых тождественных преобразований она приводится к виду [29, 30]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -v_m \Delta \vec{B} + \text{rot}(\vec{V} \times \vec{B}); \\ \frac{d\vec{V}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \text{grad}(P) + \nu \Delta \vec{V} + \vec{g} - 2(\vec{\omega} \times \vec{V}) + \frac{1}{4\pi\rho} \text{rot}(\vec{B} \times \vec{B}); \\ \text{div}(\vec{V}) &= 0; \quad v_m \equiv \frac{c^2}{4\pi\sigma}, \end{aligned}$$

где $\vec{\omega}$ – угловая скорость; \vec{B} – индукция магнитного поля. Решение этой нелинейной системы уравнений представляет значительные трудности и получено лишь для некоторых идеализированных ситуаций. Но поскольку нас интересует лишь возможность проявления эффекта гидромагнитного динамо в озере высокотемпературной импактной лавы, то воспользуемся готовым критерием реализации гидромагнитного динамо в проводящей среде [29, 30]:

$$Re_m \equiv \mu_0 \sigma H V \geq 10. \quad (3)$$

Здесь Re_m – магнитное число Рейнольдса; μ_0 – магнитная постоянная. Подставляя в это условие $\sigma = 10^5 \text{ С}\cdot\text{м}^{-1}$; $h = 800 \text{ м}$; $V = 3 \text{ м/с}$, несложно найти, что условие (3) выполняется с большим запасом. А это означает, что в озере высокотемпературной импактной лавы может реализоваться эффект самовозбуждающегося гидромагнитного динамо. В роли затравочного магнитного поля выступит магнитное поле Земли. Длительность существования такого динамо определится временем остывания лавового озера до температур, при которых электропроводность лавы и скорость конвективных движений, определяемых температурой и вязкостью, уменьшатся настолько, что условие (3) перестанет выполняться. При самой грубой оценке, принимая, что импактная лава занимает сферическую область, а все тепло, запасенное в ней, расходуется на излучение по закону Стефана-Больцмана, характерное время охлаждения лавы будет больше года. В реальности характерное время остывания лавового озера до температур, при которых (3) перестанет выполняться, будет на порядок-два больше. Но и года существования собственного гидромагнитного динамо в озере импактной лавы достаточно для намагничивания до максимальной величины горных пород в окрестности озера, там, где они были размагничены ударной волной. В итоге окрестности импактного кратера приобретут намагниченность, отличную от намагниченности окружающих невозмущенных ударом пород. Другими словами, астроблема станет центром магнитной аномалии.

6. В рассмотренную схему укладываются и магнитные аномалии, связанные с чашеобразными кратерами с диаметрами меньшими 20 км [3, 15]. Согласно классификации [15] магнитные аномалии, связанные с такими кратерами, характеризуются простым понижением напряженности магнитного поля. В соответствии с вышесказанным, образование такой аномалии связано с размагничивающим действием сильной ударной волны, возникающей при столкновении крупного метеорита (мелкого астероида) с Землей. Однако энергия столкновения для таких астероидов слишком мала для образования достаточно большого лавового озера с высокой температурой и электропроводностью, необходимых для реализации эффекта динамо. Поэтому перемагничивания породы в астроблеме не происходит. В результате такого удара существовавшая доударная намагниченность просто разрушается.

Например, для Логойской астроблемы, имеющей диаметр 17 км, для которой характерен указанный тип магнитной аномалии [15], энергия образования которой согласно (1) в ≈ 43 раза меньше энергии образования астроблемы Сильян, количество расплавленного вещества, образовавшегося при столкновении метеорита с Землей, будет всего лишь $\approx 8 \text{ км}^3$, из которых в кратере останется $\approx 5 \text{ км}^3$. Такое количество лавы, растекшись по дну воронки, образует слишком тонкий для поддержания в течение длительного времени малой вязкости и высокой электропроводности (сильно зависящих от температуры) электропроводный слой, чтобы можно было ожидать реализации эффекта динамо.

Магнитные аномалии кольцевой структуры, характерные для самых крупных астроблем с диаметрами $\geq 100 \text{ км}$ [15], таких, например, как Попигайская астроблема в Красноярском крае или Маникуаганская астроблема в Канаде, возникают при реализации эффекта динамо в кольцеобразном озере лавы большого объема, образующемся вокруг центрального поднятия, механизм возникновения которого связан с осыпанием краев ударного кратера [5].

7. При столкновении крупных метеоритов (астероидов) с Землей на дне астроблемы образуется озеро высокотемпературной, электропроводной, маловязкой импактной лавы. В таком озере реализуется эффект самовозбуждающегося гидромагнитного динамо, обеспечивающего появление у такого озера собственного магнитного поля, длительное существование которого обеспечивает намагничивание горных пород в окрестности астроблемы, предварительно размагниченных ударной волной, возникающей при столкновении астероида с Землей. Сказанное позволяет объяснить магнитные аномалии, связанные с известными астроблемами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К.П., Федынский В.В. О разрушительном действии метеоритных ударов // ДАН СССР. 1947. Т. 57. № 2. С. 129–132.
2. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1963.
3. Базилевский А.Т., Иванов Б.А. Обзор достижений механики кратерообразования // Механика образования воронок при ударе и взрыве. Серия: Новое в зарубежной науке. Механика. М., 1977. № 12. С. 172–227.
4. O'Keefe J.D., Ahrens Th.J. Shock effects from a large impact on the Moon // Proc. Lunar Sci. Conf., 6-th. 1975. P. 2831–2844.

5. Бруберг К.Б. Образование кратера Сильян //Нелинейные волновые процессы. Серия: Новое в зарубежной науке. Механика. М., 1987. № 42. С. 235–272.
7. Альварес У., Азаро Ф. Удар из космоса // В мире науки. 1990. № 12. С. 32–39.
8. Саган К. Климат и дым: оценка физических эффектов, приводящих к ядерной зиме // УФН. 1991. Т. 161. № 3. С. 89–123.
9. Мелош Г. Образование ударных кратеров. Геологический процесс. М., 1994.
10. Фельдман В.И. Астроблемы – звездные раны Земли // Соросовский образовательный журнал. 1999. № 9. С. 67–74.
11. Ядерный взрыв в космосе, на земле и под водой. (Электромагнитный импульс ядерного взрыва) / Под редакцией С.Л. Давыдова М., 1974.
12. Физика высоких плотностей энергий / Под ред. П. Кальдиролы, Г. Кнопфеля М., 1974.
13. Масайтис В.Л., Данилин А.Н., Мащак М.С. и др. Геология астроблем. Л., 1980.
14. Шолто В.Н. Структура Земли: упорядоченность или беспорядок. М., 1986.
15. Фельдман В.И. Петрология импактитов. М., 1990.
16. Певзнер Л.А., Воронцов А.К., Галкина О.Б. Геология и алмазоносность Пучеж-Катунской импактной структуры // Разведка и охрана недр. 1999. № 11. С. 18–23.
17. Рини Т. Численное моделирование явлений при высокоскоростном ударе // Высокоскоростные ударные явления. М., 1973. С. 164–219.
18. Фельдман В.И. Космогенные и эндогенные кольцевые структуры Земли // Сравнительная планетология. М., 1984. Т. 19. С. 104–110.
19. Лыков А.В. Теплообмен / Справочник. М., 1972.
20. Попов В.С. Магматизм Земли // Соросовский образовательный журнал. 1995. № 1. С. 74–81.
21. Рид Р., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. (Определение и корреляция). Л., 1971.
22. Викторов М.М. Методы вычисления физико-химических величин и прикладные расчеты. Л., 1977.
23. Алексеев В.В., Гусев А.М. Свободная конвекция в геофизических процессах // УФН. 1983. Т. 141. № 2. С. 311–342.
24. Голицын Г.С. К теории конвекции в верхней мантии // ДАН СССР. 1977. Т. 234. № 3. С. 552–555.
25. Моисеенко У.И., Соколова Л.С., Истомина В.Е. Электрические и тепловые свойства горных пород. Новосибирск, Сибирское отделение. 1970.
26. Челидзе Т.А., Челишвили М.Л., Тогонидзе Д.А. и др. Электрические и магнитные свойства горных пород при повышенных температурах и давлениях // Тбилиси, 1979.
27. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И.К. Кикоина М., 1976.
28. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974.
29. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л., 1978.
30. Космическая магнитная гидродинамика / Под ред. Э. Приста, А. Худа. М., 1995.

Поступила 20.03.2000

Summary

The problem of stability of the charged interface between two ideal fluids is considered with presence of the velocity jump across the interface. It was take into account that fluids having various density is not mixing up and each of which fills in half-infinite space. The upper liquid move along interface with variable in time velocity. The time dependence of velocity results to instability of interface and to decrease of critical surface density of a charge necessary for an initiation of the instability Tonks-Frenkel and the st. Elmo fires.
