

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛЫБОВОГО МАТЕРИАЛА В ОСАДОЧНЫХ ПОРОДАХ. МАЯТНИК ЧЕЛОМЕЯ. ЗЫБУЧИЕ ПЕСКИ

В.Б. Федосеев

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, физический факультет
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, e-mail: ybfedoseev@unn.ru

Модельные эксперименты, проведенные Левиным [1] показывают, что аномальное строение осадочных пород, наблюдаемое в некоторых геологических регионах, может быть связано с сейсмической активностью этих зон. Скопление крупных глыб у поверхности осыпи, согласно [1], может быть вызвано воздействием акустических волн, возникающих при землетрясениях. И эксперимент, и феноменологическая модель достаточно убедительно продемонстрировали эффект всплывания твердого тела в сыпучей среде под действием вибрации.

В настоящем сообщении показано, что эффект сейсмического выталкивания валунов на поверхность не исчерпывает всех возможных процессов, приводящих к подобным распределениям. В частности, описаны условия, при которых может происходить не всплывание, а погружение валунов. Предлагаемое описание позволяет предположить, что перераспределение масс в осадочных породах может происходить и при менее интенсивных воздействиях, чем рассмотренные в [1].

Модель основана на поиске равновесного распределения компонентов сыпучей среды "глыб" – частиц, имеющих различающиеся диаметры или упругие свойства, по объему геологической структуры, на которую наложено стационарное поле упругих напряжений $\sigma(\mathbf{r})$. Для определенности рассмотрим структуру, состоящую всего из двух типов материала: частицы объемом V_1 , с модулем упругости γ_1 и частицы объемом V_2 с модулем упругости γ_2 . Количество частиц N_1, N_2 в системе постоянно. Поле напряжений $\sigma(\mathbf{r})$ стационарно и неоднородно по объему рассматриваемой структуры. Согласно теории упругости [2] энергия частицы, находящейся в зоне сжатия с напряжением σ равна:

$$W_i = \frac{\sigma^2 V_i}{2\gamma_i}. \quad (1)$$

Если пренебречь взаимодействием между отдельными частицами, такими как агломерация, дробление и др., то рассматриваемая система формально соответствует термодинамическому приближению идеального раствора и может быть описана в рамках равновесной термодинамики. Необходимым и достаточным условием равновесия для подобной системы является постоянство химического потенциала каждого компонента смеси по всему объему [3]. Для рассматриваемой модели механо-химический потенциал [4] имеет вид:

$$\mu_i(\mathbf{r}) = \mu_i^o + W_i(\mathbf{r}) + \theta \ln(n_i(\mathbf{r})), \quad (2)$$

здесь $n_i(\mathbf{r})$ – доля частиц типа i в области системы с координатами $\mathbf{r}$; μ_i^o – "стандартный химический потенциал" частиц; θ – "статистическая температура". Величина θ определяет форму и нормирует макроканонический ансамбль (2) $n_i(\mathbf{r}) = \exp(\mu_i^o(\mathbf{r}) - \mu_i(\mathbf{r}))/\theta$. Величина химического потенциала μ_i определяется условиями сохранения количества частиц разного сорта (а также геометрией системы, распределением поля напряжений) и может быть вычислена для конкретных задач путем условной минимизации свободной энергии системы. Для большинства геофизических задач столь подробное решение вряд ли имеет смысл, однако утверждение о постоянстве химического потенциала в условиях термодинамического равно-

весия $\mu_1(\mathbf{r}) = \mu_1 = \text{const}$ позволяет установить ряд простых закономерностей для распределения частиц разного сорта по объему.

Из $\mu_1(\mathbf{r}) = \mu_1 = \text{const}$ и $\mu_2(\mathbf{r}) = \mu_2 = \text{const}$ с учетом (1) и (2), имеем:

$$\frac{n_1(\mathbf{r})}{n_2(\mathbf{r})} \sim \exp\left(\frac{\sigma(\mathbf{r})^2 V_2}{2\gamma_2\theta} - \frac{\sigma(\mathbf{r})^2 V_1}{2\gamma_1\theta}\right) = \exp\left(\frac{\sigma(\mathbf{r})^2 V_1}{2\theta} \left(\frac{\gamma_1 V_2 - \gamma_2 V_1}{\gamma_1 \gamma_2}\right)\right). \quad (3)$$

Это соотношение показывает, что относительное количество частиц разного типа в областях системы с разным σ , определяется знаком величины $(\gamma_2 V_1 - \gamma_1 V_2)$.

Анализ соотношения (3) выявляет некоторые простые закономерности [5]:

1. Для частиц одинакового размера ($V_1 = V_2$) относительная концентрация твердых частиц (большой модуль упругости) больше в области с высокими напряжениями. В области низких напряжений характерно преобладание частиц из мягкого материала,

2. Для смесей, состоящих из материала с *одинаковой твердостью* ($\gamma_2 = \gamma_1$), зоне с наибольшим сжатием характерно накопление частиц малого диаметра, тогда как крупные частицы сосредотачиваются в менее напряженных областях – на поверхности или у края осыпи.

3. Поведение крупных твердых частиц в смеси с мелкими частицами из мягкого материала неоднозначно: в зависимости от конкретных условий они могут как "всплывать" в область с меньшими напряжениями, так и "погружаться" в область высоких напряжений.

Эти закономерности не противоречат экспериментам [1], поэтому отсутствие в модели (1)–(3) сейсмического воздействия позволяет предположить, что сейсмические волны при перераспределении масс в породе, видимо, выполняют двоякую роль: "волнового движителя" [6] и носителя энергии активации процессов, способствующих установлению описанного равновесия. Эту же роль могут выполнять и другие геологические процессы, например, водные и ледниковые потоки, снежные лавины, а также течение самих осадочных пород.

Среди аналогов наблюдаемого явления авторы [1] упоминают "маятник Челомея" [7]. Рассмотрим этот эксперимент. В цилиндрический сосуд, заполненный жидкостью, помещается тело (или несколько тел) из материала, плотность которого существенно отличается от плотности жидкости (рис. 1а). Сосуд устанавливается на вибронном стенде и подвергается вертикальным колебаниям вдоль его оси. При достижении определенной интенсивности колебаний тело с большой плотностью всплывает (рис. 1б), а тело с плотностью меньшей, чем у жидкости, напротив, тонет. При этом система находится в устойчивом динамическом состоянии. Описание этого эффекта, основанное на рассмотрении сил, действующих на тело и присоединенную массу в неинерциальной системе координат, жестко связанной с сосудом, предложено в [8].

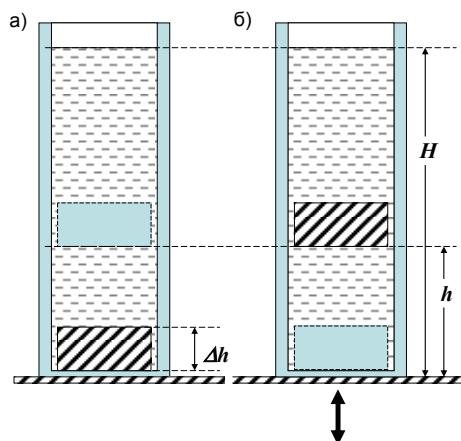


Рис. 1. Маятник Челомея, слева – в покое, справа – при вибрации опоры

Есть существенные отличия экспериментов [1] и [7]. В [1] наблюдается подъём как тяжёлых, так и лёгких тел (дерево, парафин и оргстекло в песке), кроме того, в [7] среда неразрывна и практически несжимаема.

Для решения задач о перераспределении вещества в условиях суперпозиции разных полей можно предложить более простое описание маятника Челомея. Полная энергия системы (тело

и столб жидкости над и под этим телом, рис. 1) складывается из потенциальной энергии в гравитационном поле W_g и усредненной по времени кинетической энергии W_a (т. н. "эффективная потенциальная энергия" [9, §30]). Энергия системы $W(h) = W_g(h) + W_a(h)$ зависит от положения тела h :

$$W_g(h) = Mg \left(h + \frac{\Delta h}{2} \right) - \rho g S h \Delta h + C_g, \quad C_g = \rho g S \frac{H^2 - \Delta h^2}{2},$$

$$W_a(h) = M \frac{\langle v(h)^2 \rangle}{2} - \rho S \int_h^{h+\Delta h} \frac{\langle v(h)^2 \rangle}{2} dh + C_a, \quad C_a = \rho S \int_0^H \frac{\langle v(h)^2 \rangle}{2} dh.$$

Акустическое поле затухает при удалении от источника с ростом h . Очевидно, что в реальной системе затухание будет зависеть от многих параметров: положения, формы, размеров тела, физических свойств жидкости, материала и формы сосуда. При использовании простых моделей затухания, например: $\langle v(h)^2 \rangle \sim e^{-\varepsilon h}$, можно показать, что существуют условия, при которых энергия системы уменьшается при изменении высоты тела.

Для малых Δh (см. рис. 1) изменение энергии системы $\Delta W = W(h) - W(0)$ при перемещении тела снизу формально соответствует перестановке тела M и равной по объему массы жидкости ($M_0 \equiv \rho S \Delta h$). Например, при подъеме тяжелого тела $M > M_0$ изменение энергии $\Delta W \cong (M - M_0) \left(gh + \left(\langle v(h)^2 \rangle - \langle v(0)^2 \rangle / 2 \right) \right)$, где $\langle v(h)^2 \rangle < \langle v(0)^2 \rangle$, следовательно, возможна ситуация $\Delta W < 0$. Соответственно, при перемещении легкого $M < M_0$ тела сверху вниз, имеем $\Delta W = W(h) - W(H)$ или $\Delta W \cong (M - M_0) \left(g(h - H) + \left(\langle v(h)^2 \rangle - \langle v(H)^2 \rangle / 2 \right) \right)$ и вновь при определенных условиях возможно $\Delta W < 0$. Эффект, аналогичный погружению легкого тела, даст образование воздушной прослойки (каверны) на дне колеблющегося сосуда, что и наблюдается в эксперименте [7].

Теперь опишем равновесное состояние в акустическом и гравитационном полях более сложных систем, содержащих множество частиц разной плотности (осадочных пород, взвесей, эмульсий и т.п.). Механо-химические потенциалы компонентов

$$\mu_i(h) = \mu_i^0 + \rho_i V_i \left(gh + \langle v(h)^2 \rangle / 2 \right) + p(h) V_i + \theta \ln(n_i(h)), \quad (4)$$

здесь ρ_i , V_i – плотность и удельный (на моль) объем компонентов, g – ускорение свободного падения, $v(h)$ – скорость осцилляции частиц на высоте h , $n_i(h)$ – доля частиц типа i , $p(h)$ – гидростатическое давление. Будем считать среду неразрывной и несжимаемой, при этом величины $v(h)$ и $p(h)$ одинаковы для всех компонентов. В [4] показано, что в условиях термодинамического равновесия механохимические потенциалы компонентов инвариантны внутри равновесной системы $\mu(h) = \text{const}$. Пусть концентрация частиц дисперсного компонента несопоставимо мала по сравнению с концентрацией компонента, образующего дисперсионную среду $n_i \ll n_0 \cong 1$ (жидкость, песок и т.п.), тогда из (4) и $\mu_0(h) = \mu_0(0) = \text{const}$ получим

$$p(h) = p(0) - \rho_0 gh \left(1 - \frac{\langle v(0)^2 \rangle - \langle v(h)^2 \rangle}{2} \right). \quad (5)$$

Концентрацию всех других компонентов – частиц, взвешенных в жидкости или иной дисперсионной среде, получим подстановкой $p(h)$ в (4). Более наглядно это распределение выглядит в "барометрическом" виде, полученном из условия инвариантности механохимического потенциала в состоянии равновесия $\mu_i(h) = \mu_i(0) = \text{const}$.

$$n_i(h) = n_i(0) \exp \left[- \frac{M_i gh}{\theta} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_i} \right) \left(1 - \frac{\langle v(0)^2 \rangle - \langle v(h)^2 \rangle}{2gh} \right) \right]. \quad (6)$$

От своего известного аналога – "гипсометрического" распределения, описывающего диффузионно-седиментационное равновесие в гравитационном (или центробежном) поле [10],

выражение (6) отличается только последним множителем.

Очевидно, что распределение (6) ведет себя монотонно при $\langle v(0)^2 \rangle - \langle v(H)^2 \rangle > 2gh$ и $\langle v(0)^2 \rangle < 2gh$, в случае $\langle v(0)^2 \rangle > 2gh > \langle v(0)^2 \rangle - \langle v(H)^2 \rangle$ распределение имеет экстремум. В последнем случае оно описывает системы с многослойной структурой. Как и для маятника Челомея направление перераспределения частиц определяется соотношением плотности частиц и среды.

Случай совпадения плотности частиц и среды представляет особый интерес, согласно (6). В этом случае распределение по высоте равномерно, и его экспериментальная проверка способна выявить эффекты, связанные с возникновением гидродинамических течений и рассеянием излучения на частицах.

Для систем, состоящих из частиц с разными упругими свойствами, в механо-химическом потенциале следует учесть и упругую энергию (1). Если концентрация частиц, как в предыдущем случае, мала по сравнению с концентрацией жидкости $n_0 \cong 1$, упругое напряжение в частице можно отождествить с гидростатическим давлением: $\sigma(h) = p(h)$, а модуль упругости жидкой фазы заменить на изотермическую сжимаемость $\gamma = \beta$, тогда

$$\mu_0(h) - \mu_0^o = \rho_0 V_0 \left(gh + \frac{\langle v(h)^2 \rangle}{2} \right) + \left(1 + \frac{p(h)}{2\beta} \right) p(h) V_0 = \text{const},$$

откуда

$$\left(1 + \frac{p(h) + p(0)}{2\beta} \right) (p(h) - p(0)) = \rho_0 gh \left(1 - \frac{\langle v(0)^2 \rangle - \langle v(h)^2 \rangle}{2gh} \right).$$

Для несжимаемой дисперсионной среды ($\beta \rightarrow \infty$) $p(h)$ совпадает с (5).

Равновесное распределение частиц вновь получим из условия инвариантности потенциалов дисперсных частиц $\mu_i(h) = \mu_i(0) = \text{const}$ в гипсометрическом виде

$$n_i(h) = n_i(0) \exp \left\{ -\frac{M_i gh}{\theta} \left(1 - \frac{1 + (p(h) + p(0))/2\gamma_i \rho_0}{1 + (p(h) + p(0))/2\beta \rho_i} \right) \left(1 - \frac{\langle v(0)^2 \rangle - \langle v(h)^2 \rangle}{2gh} \right) \right\}. \quad (7)$$

При $\gamma, \beta \gg p$ распределение сведется к (6).

Из распределения (7) следует, что частицы с $\gamma < \beta$ будут вести себя так, будто их плотность стала меньше, частицы же с $\gamma > \beta$, напротив, будут казаться более плотными. Экспериментальное наблюдение подобных эффектов привело к возникновению понятия "плавучая плотность" [11].

При учете сжимаемости становится актуальным внешнее давление на поверхности системы $p(H)$ (например, атмосферное или давление вышележащих слоев). Подобные эффекты замечательно демонстрирует "картезианский водолаз" – игрушка, которую создал великий французский ученый и философ Рене Декарт (Ренатус Картезиус). Чем больше $p(H)$, тем сильнее влияют упругие свойства частиц на перераспределение компонентов под действием гравитационного и акустического поля. Кроме того, появляется второе решение $p(h) < 0$. Возможно, оно тоже имеет физический смысл, позволяя объяснить образование "каверн" в окрестности источника колебаний, наблюдаемое в эксперименте [7].

Для компонентов, представляющих собой макроскопические частицы, тем более глыбы в осадочных породах, в распределениях (3), (6), (7) множители $\sigma(\mathbf{r})^2 V_1 / 2\theta$, $M_i gh / \theta$ очень велики. В этом случае предэкспоненциальный множитель $n_i(0)$ может оказаться исчезающе мал. Следствием является возможность получения узких распределений (слоев) уже для макромолекул и коллоидных частиц [11]. Функции распределения частиц при этом представляют интерес (отличаются от 0) лишь в окрестности максимума. Например, для распределения (6) положение экстремума можно определить выражением $d\langle v(h)^2 \rangle / dh = -g$. Для тяжелых частиц это условие описывает положение максимума распределения $h_{\max}$, для легких – минимум (для легких частиц максимум плотности будет расположен либо на поверхности $h_{\max} = H$,

либо внизу $h_{max} = 0$). При вычислениях удобнее нормировать гипсометрические распределения по максимальному значению, исходя из условия инвариантности потенциалов $\mu_i(h) = \mu_i(h_{max})$.

Анализируя свойства распределения (6), можно обнаружить еще одну закономерность влияния колебаний на гипсометрические распределения. С ростом интенсивности колебаний слои компонентов в условиях гравитационного (или центробежного) могут расплываться при $\langle v(0)^2 \rangle - \langle v(h)^2 \rangle < 4gh$, при $\langle v(0)^2 \rangle - \langle v(h)^2 \rangle = 2gh$ частицы попадают в состояние "невесомости", слои, в которых $\langle v(0)^2 \rangle - \langle v(h)^2 \rangle > 4gh$, будут более тонкими и плотными, чем в отсутствие колебаний.

Образование слоистых структур характерно не только для геологических процессов, они наблюдаются в атмосфере (облака, аэрозольный слой Юнге на высоте 15–20 км, слой ионов с Mg, Ca и Fe на высоте 93–95 км) [12], гидросфере (например, редокс-слои [13]). Возникают они и в системах меньшего размера, становясь предметом исследования для физики, химии, материаловедения. Метод термодинамических потенциалов Гиббса предлагает удобный способ моделирования подобных пространственно неоднородных систем и описания общих закономерностей, наблюдаемых в них.

Автор выражает признательность Н.В. Дерендяеву за консультацию, способствовавшую появлению этой работы.

Список литературы

1. Левин Б.В. О сейсмическом механизме выталкивания валунов к поверхности грунта // ДАН СССР. 1990. Т. 312. №2. С. 332–334.
2. Аменадзе Ю.А. Теория упругости. М.: Высшая школа, 1971. 287 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.
4. Абакумов Г.А., Федосеев В.Б. Влияние центробежных (гравитационных) полей на гомогенное химическое равновесие. Эффект формы сосуда // ДАН. 1999. **365**. №5. С. 608–610.
5. Федосеев В.Б. Процессы релаксации в многокомпонентных средах. 1. Перераспределение твердых включений в акустическом поле // Нелинейная акустика твердого тела: Сб. трудов VIII сессии Российского акустического общества. Н. Новгород. Интел-сервис. 1998. С. 232–235.
6. Весницкий А.И., Романов Н.Д., Уткин Г.А. О коэффициенте полезного действия волнового движителя // ДАН СССР. 1989. Т. 308. № 4. С. 810–811.
7. Челомей В.Н. Парадоксы в механике, вызываемые вибрациями // ДАН СССР. 1983. Т. 270. С. 62.
8. Луговцов Б.А., Сенницкий В.Л. О движении тела в вибрирующей жидкости // ДАН СССР. 1986. Т. 289, №2. С. 314–317.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1973. 208 с.
10. Фролов Ю.Г. Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы. М.: Химия, 1988. 464 с.
11. Остерман Л.А. Методы исследования белков и нуклеиновых кислот: Электрофорез и ультрацентрифугирование. М.: Наука, 1981. 288 с.
12. Атмосфера: Справочник. Л.: Гидрометеиздат. 1991. 510 с.
13. Пахомова С.В., Якушев Е.В. О возможном механизме формирования верхнего минимума и нижнего максимума фосфатов на сероводородной границе Чёрного моря // Геология морей и океанов: Матер. XVII Междунар. науч. конф. по морской геологии. Т. 3. М.: ГЕОС. 2007. С. 164–166.