

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФЛОККУЛЯЦИОННОГО МЕХАНИЗМА ОБРАЗОВАНИЯ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОСАДОЧНЫХ ПОРОД

Щербаков В.П., Сычёва Н.К.

ГО «Борок» филиал ИФЗ РАН, п. Борок, Ярославская обл.

Первой теоретической моделью образования DRM была модель индивидуальной частицы [1], в которой рассматривалось оседание сферической частицы радиуса r в условиях, когда единственным фактором, мешающим ориентировке её магнитного момента \mathbf{m} по направлению внешнего магнитного поля \mathbf{V} , является вязкость воды $\eta \approx 10^{-3}$ Па·с. В этом случае характерное время поворота \mathbf{m} по направлению \mathbf{V} есть $t_r = 8\pi h r^3 / mB$. Используя соотношение $m = Iv$, где $v = (4\pi/3)r^3$ - объём частиц, I - остаточная намагниченность, получим $t_r \approx 6h / IB$. Как следует из этой оценки, при $B \approx B_E \approx 50$ мТ и $I > 100$ А/м (столь малую намагниченность могут нести зёрна гематита или магнитомягкого многодоменного магнетита) сила вязкого трения преодолевается за доли секунды. С другой стороны, скорость падения частицы определяется формулой Стокса: $u(r) = 2\Delta r g r^2 / 9h$, где $\Delta\rho$ - разность плотностей частиц и воды, g - ускорение свободного падения. Соответственно, время падения частицы на дно бассейна глубины h $t_f = h/u = 9hh/2\Delta r g r^2$.

Отсюда $t_r/t_f = 4\Delta rgr^2/3IBh$. Подставляя сюда численные значения, найдём, что даже частицы даже со слабой намагниченностью $I \approx 100$ А/м при оседании в очень мелкий водоём с $h = 1$ м успевают полностью сориентироваться по полю при условии $r < 100$ мкм. Иными словами, при любом мыслимом размере частиц величина I_{r0} должна быть равна величине остаточной намагниченности насыщения I_{rs} . Этот вывод противоречит палеомагнитным данным, поскольку намагниченность как искусственных, так и естественных осадков (керна морских и озёрных отложений) даже в самых верхних слоях, с влагосодержанием в 90 % и выше, далека от насыщения [2, 3]. Другой аргумент – результат 180

переосаждения одного и того же осадочного материала зависит как от применяемого метода (разовый или порционный), так и от солёности воды, чего никак не могло бы быть в случае справедливости модели изолированно оседающей частицы.

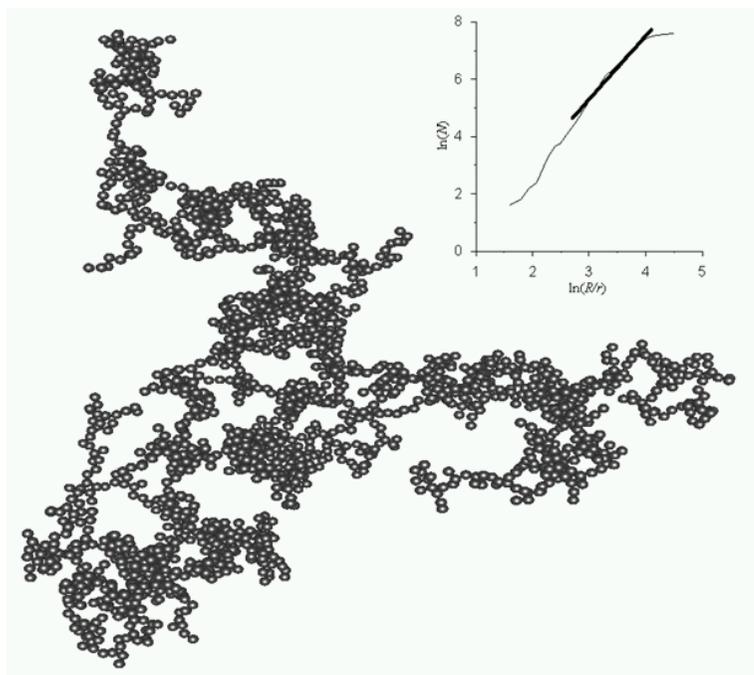


Рис. 1а. Конфигурация кластера в ССА модели с учетом броуновского движения и сил Ван-дер-Ваальса, число частиц $N = 2000$, радиус частиц $r = 0.3$ мкм (а) $r = 0.5$ мкм (б), $c = 0.1\%$. На вставке представлена зависимость числа частиц как функция логарифма нормированного

расстояния (R/r) от центра масс кластера. Наклон кривой дает фрактальную размерность d , $d = 2,01$ (а) и $d = 2,04$ (б).

В качестве альтернативы, была предложена флокуляционную модель [4], развитая позже в работах [3, 5, 6, 7], в основе которой лежит положение, что частицы, осаждающиеся в водоеме, сталкиваются друг с другом и образуют флокулы. Поскольку флокулы содержат, в основном, немагнитные частицы, то их эффективная намагнитченность резко падает, что приводит к увеличению времени ориентации \mathbf{m} по направлению внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Далее, конгломерат падает на дно намного быстрее отдельной частицы, следовательно, оба эти фактора могут привести к тому, что за время осаждения суммарный

181

момент кластера не успеет сориентироваться и $I_{го}$ окажется $\ll I_s$. Количественный расчёт динамики коагуляции оседающих частиц и влияния этих процессов на образование DRM является предметом настоящей работы.

Простейшая из возможных моделей кластеризации – частица-кластерная DLA-модель, в которой в центр сферы радиуса $R_0 \gg r$ помещается сферическая частица, затем на поверхности сферы появляется идентичная ей частица, которая начинает броуновское движение внутрь сферы и в конце концов слипается с центральной частицей и т.д.. Если в ходе блужданий частица выходит за сферу, то на её поверхности возникает другая блуждающая частица и т.д. Броуновское движение моделируется как случайное смещение вдоль произвольного направления с амплитудой $s = \sqrt{kT/(3\phi hr)\Delta t}$, где T – температура, k – постоянная Больцмана. Временной интервал Δt здесь рассчитывается как время, при котором $\sigma = r$. Модель DLA идеально подходит для тестирования численных моделей, поскольку известно, что для неё фрактальная размерность $d = 2.5$ [8]. В наших расчётах получено $d = 2.44 \pm 0.13$, в соответствии с этим требованием.

В более сложной кластер-кластерной САА-модели все частицы вначале случайно распределяются внутри некоторого объёма с относительной объемной концентрацией c ; в результате броуновского движения они сталкиваются друг с другом и слипаются в кластеры. Так как кластеры также подвержены броуновскому движению, то изначально образуется большое число кластеров малых размеров, которые затем объединяются в кластеры больших размеров. Поскольку в результате перемещений частица или кластер могут выйти за грань куба, то при расчётах применяются периодические условия, когда объект, выходящий за грань куба, появляется на противоположной грани. Броуновское движение кластеров моделируется так же, как движение частиц для DLA-модели, но с заменой r на радиус

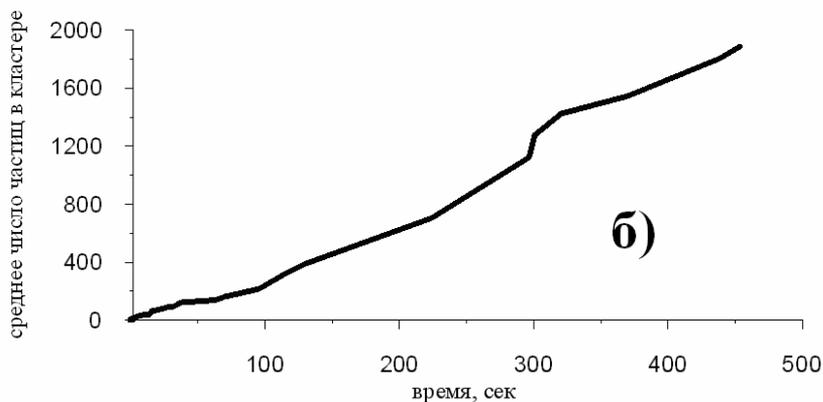


Рис. 2. а) эволюция функции распределения кластеров по числу частиц в них по мере осаждения для ансамбля из 3000 частиц (580 частиц магнетита с $r = 0.1$ мкм и 2420 немагнитных частиц с $r = 0.3$ мкм), $c = 0.1\%$, t – время осаждения; б) зависимость среднего значения числа частиц в кластерах от времени осаждения.

Моделирование процесса осаждения с учётом сил гравитации и магнитостатики заключалось в том, что через каждый интервал Δt проводился новый расчёт баланса сил и вычислялась скорость движения каждого объекта. С этой скоростью частицы и кластеры двигались 184

прямолинейно до следующей коррекции, перед которой они дополнительно испытывали случайное смещение по вышеописанной схеме. Расчёты ССА-модели с учётом стоковской скорости осаждения дали $d = 1.81 \pm 0.31$, что несущественно отличается от результата, полученного для чистой ССА-модели.

Реальные осадки обладают большой полидисперсностью, при этом магнитные частицы в большинстве своём представлены интересующей нас мелкой субмикронной фракцией. Как следует из [11], соединение мелкой и крупной частиц осуществляется \approx в R/r раз быстрее, нежели слипание пары одинаковых частиц, откуда можно заключить, что уже на самом первом этапе оседания магнитные частицы теряют индивидуальность, входя в ассоциации с более крупными немагнитными частицами. Как показали расчёты, при отношении $R/r = 3$ уже после 2-3 столкновений почти все мелкие частицы оказываются поглощёнными крупными.

Возвращаясь теперь к задаче о намагниченности кластеров, возникающих в процессе оседания, сначала подчеркнём, что в соответствии с вышесказанным, к моменту присоединения какой-либо

частицы к кластеру она уже практически полностью сориентирована по полю. Далее можно рассмотреть две крайние модели.

1) Вектор \mathbf{m} частицы сохраняет своё направление и после столкновения, но тогда мы фактически возвращаемся к модели изолированных частиц, что неприемлемо.

2) Каждое столкновение полностью хаотизирует вектор полного магнитного момента кластера \mathbf{m}_{cl} . Тогда процесс ориентации \mathbf{m}_{cl} начинается сначала после каждого столкновения. В этом случае определяющим фактором служит отношение

$$t_r/t_{free} = (4\Delta r g r^2 (R_g/r)^{d-1}) / 3IBI, \quad \text{где } \tau_{free} - \text{ время между}$$

столкновениями, а λ – длина свободного пробега. Для грубых оценок примем $\lambda = h$ и допустим, что кластер состоит из одной ПОД частицы, так что $I \approx I_{ПОД} (r/R_g)^3$, $t_r/t_{free} = (4\Delta r g r^2 n^{1+2/d}) / 3I_s V h \approx$, где $I_{ПОД} \sim (10-100)$ гс – намагничённость ПОД частицы. Как было показано выше, $d \approx 2$ так что для кластера, содержащего n частиц, отношение t_r/t_{free} увеличивается, в сравнении с аналогичным отношением для отдельной частицы, приблизительно в n^2 раз и для кластеров, содержащих 10^2 частиц, t_r может стать $\ll t_{free}$. Конкретный результат зависит от конкретной ситуации – чем выше концентрация частиц и больше глубина, тем вероятнее образование больших кластеров, намагничённость которых может быть далека от насыщения. Эти соображения подтверждаются численными расчётами эволюции ф.р. числа кластеров в зависимости от числа частиц в них (рис.2а, где

185

показан только начальный этап этой эволюции) и зависимости от времени t осаждения среднего значения \bar{n} числа частиц в кластерах (рис. 2б). Из последнего рисунка наглядно видно, что $\bar{n} \propto t$ и при достаточно высокой начальной концентрации $c = 0.1\%$ осаждающегося материала \bar{n} быстро достигает величины $\sim (10^3-10^4)$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-05-64585.

1. Nagata T. Магнетизм горных пород. – М.: Мир. 1965. 348 с.
2. Barton C.E., McElhinny M.W., Edwards D.J. // Geoph. J.Royal Astr. Soc. 61 (1980) 355–377.
3. Katari K., Bloxham J. // Earth Planet. Sci. Lett. 2001. 186(1). 113-122.
4. Shcherbakov V., Shcherbakova V. // Geophys. Surv. 1983. 5. 369-380.
5. Katari K., Tauxe L. // Earth Planet. Sci. Lett. 2000. 181. 489-496.
6. Katari K., Tauxe L., King // Earth Planet. Sci. Lett. 2000. 183. 147-160.
7. Tauxe L., Steindorf J.L., Harris A. // Earth Planet. Sci. Lett. 2006. 244. 515-529.
8. Жюльен Р. // УФН. 1989. Т.157, в.2. С.339-357.
9. Смирнов Б.М. Физика фрактальных кластеров. // М.: Наука. 1991. 136 с.
10. Gibbs R. // J.Geophys.Res. 1985. C90. 3249-3251.