

УДК 544.431.8

**ТЕРМОДИНАМИКА БЕЗРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ
В ЗАКРЫТЫХ РЕАКЦИОННЫХ СИСТЕМАХ**

Я.О. Шабловский

*Гомельский государственный технический университет
им. П.О. Сухого, Белоруссия, 246746, г. Гомель, просп. Октября, 48*

Адрес для переписки: Шабловский Ярослав Олегович, e-mail: ya.shablowsky@yandex.ru

Химические реакции, протекающие вдали от своего равновесия, могут обнаруживать «противоестественное» поведение. Его первичной предпосылкой является отсутствие у реакционной системы унимодального устойчивого равновесия. Неунимодальное равновесие может быть размытым либо расщеплённым на парциальные равновесия. В области размытого равновесия реакция протекает в асимптотическом режиме. Доказано, что энергия Гиббса индивидуального вещества имеет точку криоинверсии. Вследствие этого низкотемпературный предел скорости мономолекулярных реакций отличен от нуля. Наличие у системы парциальных равновесий – предпосылка протекания реакции в колебательном режиме. В результате проведённого термодинамического анализа определены первичные и вторичные условия возникновения свободных концентрационных колебаний в закрытой реакционной системе. Колебательное протекание гетерогенной гомофазной реакции сопровождается возникновением пространственных волн, визуализируемых структурами Лизеганга. Если реакционная система кинетически одномерна, то структуры Лизеганга имеют слоёвое строение. Получено общее соотношение, определяющее геометрические параметры этих слоёв. Показано, что слои Лизеганга могут быть не только расходящимися, но и сходящимися, а в пограничном случае – эквидистантными. Если кинетическая размерность реакционной системы больше единицы, то соответствующая структура Лизеганга периодична по модулю радиус-вектора, а также по зенитному и по азимутальному углу, чем обуславливается радиально-лучистая форма срастаний в минеральных парагенезисах.

Ключевые слова: безравновесная реакция, низкотемпературный предел скорости, асимптотический режим, колебательный режим, колебательная реакция, гомогенная гомофазная реакция, гетерогенная гомофазная реакция, пространственные волны реакции

THERMODYNAMICS OF EQUILIBRIUMLESS PROCESSES IN CLOSED REACTIONAL SYSTEMS

Ya. O. Shablovsky

Gomel State Technical University, prosp. Oktyabrya, 48, Gomel, 246746, Belorussia

Corresponding author: Yaroslav O. Shablovsky, E-mail: ya.shablowsky@yandex.ru

Chemical reactions carried out while being kept away from equilibrium can exhibit "unnatural" behavior. The most fascinating nontrivial phenomena of this kind are the stationary oscillations of a reaction. These oscillations can be quasiperiodic or even periodic and are sometimes accompanied by forming spatial structures, namely, the so-called Liesegang structures. Unlike the dissipative patterns in self-organizing media, these structures are quite stable thus providing multiple potential applications in engineering. There exists a misleading conviction that reactions can be kept away from equilibrium only by a constant feed of fresh reactants, that is, equilibriumless reactions are possible only in open systems. We deal with closed chemical systems. The paper presents a thermodynamic analysis of chemical systems i) with blurred equilibrium (asymptotic regime of the reaction) and ii) with split equilibrium (oscillatory regime of the reaction). Criteria for reproducible realization of these two regimes are determined with special attention paid to the conditions for arising free concentrational oscillations at a homogeneous homophasic reaction and for stationary propagation of spatial waves of a heterogeneous homophasic reaction.

Keywords: equilibriumless reaction, low-temperature limit, asymptotic regime, oscillatory regime, oscillatory reaction, homogeneous homophasic reaction, heterogeneous homophasic reaction, spatial waves

Введение

Первичная предпосылка возникновения в реакционной системе парадоксальных процессов – отсутствие у неё унимодального устойчивого равновесия [1]. Традиционно (см., например, [2]) недостижимость равновесия в реакционной системе связывают с наличием внешнего массообмена,

отождествляя безравновесные системы с неравновесными открытыми системами. Нами рассматриваются закрытые реакционные системы.

Неунимодальное равновесие в таких системах может быть размытым (асимптотический режим протекания реакции) либо расщеплённым на парциальные равновесия (колебательный режим протекания реакции). Цель данной работы – выявление термодинамических условий осуществления названных режимов.

Их практическая значимость определяется тем, что «протiwоеестественный» химический процесс, как правило, высокоселективен; наглядный пример [3] – активация целевого процесса охлаждением. Экспериментально доказано [4, 5], что одни и те же реакции могут протекать как в асимптотическом, так и в колебательном режиме. Далее мы выполним термодинамический анализ этих режимов, используя стандартные обозначения: T – температура, G – молярная энергия Гиббса, S – молярная энтропия, H – молярная энтальпия, Δ_r – изменение соответствующей величины при протекании реакции.

Низкотемпературная асимптотика реакций

Обозначим $G_0 = G|_{T=0}$, $H_0 = H|_{T=0}$. Очевидно, что

$$H_0 = \lim_{T \rightarrow 0} (U + pV) > 0,$$

где U – молярная внутренняя энергия, p – давление, V – молярный объём. Поскольку из фундаментального соотношения $G = H - TS$ вытекает равенство $G_0 = H_0$, имеем

$$G_0 > 0.$$

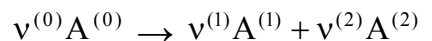
Тогда из общего выражения

$$G = G_0 - \int_0^T SdT$$

следует, что у энергии Гиббса индивидуального вещества существует температура криоинверсии T_{cr} :

$$G|_{T=T_{cr}} = 0, \quad G|_{T>T_{cr}} < 0, \quad G|_{T<T_{cr}} > 0. \quad (1)$$

Отталкиваясь от (1), рассмотрим мономолекулярную реакцию



Пусть у её исходного вещества молярная энергия Гиббса $G^{(0)}$ имеет температуру криоинверсии $T_{cr}^{(0)}$, а у продуктов молярные энергии Гиббса $G^{(n)}$ имеют температуры криоинверсии $T_{cr}^{(n)}$. Если для одной из них

$$\left. \begin{aligned} \frac{T_{cr}^{(n)}}{T_{cr}^{(0)}} &\sim 1, \\ \left| \frac{T_{cr}^{(0)} - T_{cr}^{(n)}}{T_{cr}^{(0)}} \right| &\ll 1, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

то в области $0 < T \lesssim T_{cr}^{(0)}$ вследствие криоинверсии $G^{(0)}$ и $G^{(n)}$ окажутся положительными величинами одного порядка. Тогда

$$\Delta_r G = \nu^{(1)} G^{(1)} + \nu^{(2)} G^{(2)} - \nu^{(0)} G^{(0)} \lesssim 0,$$

т.е. реакция будет протекать вблизи своего равновесия. В таких условиях энергия, преобразуемая в работу химического превращения, незначительна, благодаря чему энергетический порог активации превращения тоже окажется пренебрежимо малым:

$$E_a \rightarrow 0. \quad (3)$$

Подставив (3) в стандартное выражение температурной зависимости константы скорости реакции

$$k = \mathcal{A} \exp(-E_a/RT)$$

[где R – универсальная газовая постоянная], легко убедиться, что с переходом в область $0 < T \lesssim T_{cr}^{(0)}$ эта зависимость платообразно стабилизируется на ненулевом уровне:

$$\lim_{T \rightarrow 0} k = \mathcal{A}. \quad (4)$$

Таким образом, поскольку предэкспоненциальный множитель $\mathcal{A} > 0$, в итоге будет достигнут ненулевой низкотемпературный предел скорости реакции, термокинетика которой приобретёт асимптотический характер.

На существование ненулевого низкотемпературного предела скорости реакции указывал В.И. Гольданский [6], развивавший гипотезу квантового туннелирования. В действительности такой предел не связан с квантовыми явлениями. Это доказали опыты [4, 5].

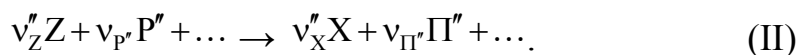
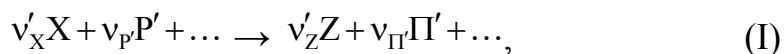
Обратим внимание, что доступность ненулевого низкотемпературного предела скорости реакции для экспериментального наблюдения определяется физической реализацией реакционной зоны. Её теплообмен с внешней средой должен исключать кумуляцию теплового эффекта реакции, чтобы в произвольный момент времени t

$$\frac{1}{T_r} \int_0^t \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_p dt \rightarrow 0, \quad (5)$$

где T_r – температура, выбранная для проведения реакции. Если же требование (5) не выполнено, то термохимическая кумуляция в реакционном пространстве вызовет спонтанное изменение температуры и переход в запрещённую область $\Delta_r G \geq 0$, останавливая протекание реакции до снятия данного запрета (до восстановления температуры). В результате возникнут криохимические автоколебания.

Свободные колебания гомофазной реакции

Пусть в закрытой гомогенной системе самопроизвольно циклично чередуются реакции



Такое альтернирование протекающей реакции приводит к взаимному рециклированию компонентов X и Z – регулярному чередованию состояния с преобладанием компонента X и состояния с преобладанием компонента Z . Обозначим $\Delta_r \tilde{G}'$ и $\Delta_r \tilde{G}''$ изменения энергии Гиббса при протекании реакций (I) и (II). В общем случае

$$\Delta_r \tilde{G} = RT \left(\ln \frac{(a_Z)^{v'_Z} \cdot (a_{\Gamma})^{v_{\Gamma}} \cdot \dots}{(a_X)^{v'_X} \cdot (a_P)^{v_P} \cdot \dots} - \ln \frac{(\bar{a}'_Z)^{v'_Z} \cdot (\bar{a}'_{\Gamma})^{v_{\Gamma}} \cdot \dots}{(\bar{a}'_X)^{v'_X} \cdot (\bar{a}'_P)^{v_P} \cdot \dots} \right), \quad (6)$$

$$\Delta_r \tilde{G}'' = RT \left(\ln \frac{(a_X)^{v''_X} \cdot (a_{\Gamma})^{v_{\Gamma}} \cdot \dots}{(a_Z)^{v''_Z} \cdot (a_P)^{v_P} \cdot \dots} - \ln \frac{(\bar{a}''_X)^{v''_X} \cdot (\bar{a}_{\Gamma})^{v_{\Gamma}} \cdot \dots}{(\bar{a}''_Z)^{v''_Z} \cdot (\bar{a}_P)^{v_P} \cdot \dots} \right), \quad (7)$$

где $\bar{a}'_X$ и $\bar{a}'_Z$ – значения активностей a_X и a_Z компонентов X и Z, соответствующие остановке реакции (I), т.е. парциальному равновесию

$$\Delta_r \tilde{G}' = 0,$$

$\bar{a}''_X$ и $\bar{a}''_Z$ – значения тех же активностей, соответствующие остановке реакции (II), т.е. парциальному равновесию

$$\Delta_r \tilde{G}'' = 0.$$

Взаимное рециклирование $X \rightleftharpoons Z$ сопровождается образованием сопутствующих продуктов и стехиометрически соразмерным расходом реагентов, так что у обеих альтернируемых реакций каждый очередной запуск происходит при новом соотношении активностей нерециклируемых компонентов. Следовательно, это соотношение не влияет ни на инициацию полужиклов колебательной реакции, ни на их остановку. Тогда, обращаясь к равенствам (6), (7), получаем:

$$\begin{cases} \frac{(\bar{a}'_Z)^{v'_Z}}{(\bar{a}'_X)^{v'_X}} \gg 1, \\ \frac{(\bar{a}''_X)^{v''_X}}{(\bar{a}''_Z)^{v''_Z}} \gg 1. \end{cases} \quad (8)$$

Очевидно, что число собственных частот свободных колебаний концентраций (активностей) равно числу пар рециклируемых компонентов. Система (I), (II) – одночастотная, поэтому колебания активностей a_X и a_Z в ней – противофазные: минимум величины a_X соответствует максимуму величины a_Z , и наоборот. В закрытой гомогенной системе изменения концентраций (активностей) стехиометрически взаимосвязаны, причём такие взаимосвязи строго линейны. Вследствие этого противофазные колебания активностей a_X и a_Z воз-

можны только в том случае, когда оба полуцикла колебательной реакции протекают необратимо.

Таким образом, в гомогенной реакционной системе одночастотные свободные колебания могут возникнуть, если оба полуцикла реакции: 1) ведут к образованию сложного иона либо недиссоциирующего вещества; 2) удовлетворяют требованию (8).

В дополнение к этим двум необходимым условиям свободных концентрационных колебаний отметим наличие у таких колебаний нижнего температурного порога. Реакция (I) термодинамически разрешена при

$$T > T' = \frac{\Delta_r \tilde{H}'}{\Delta_r \tilde{S}'}, \quad (9)$$

а реакция (II) – при

$$T > T'' = \frac{\Delta_r \tilde{H}''}{\Delta_r \tilde{S}''}, \quad (10)$$

где $\Delta_r \tilde{H}'$ и $\Delta_r \tilde{H}''$ – тепловые эффекты реакций (I) и (II), $\Delta_r \tilde{S}'$ и $\Delta_r \tilde{S}''$ – изменения молярной энтропии при их протекании реакций. Из неравенств (9), (10) следует, что в гомогенной реакционной системе одночастотные свободные колебания возможны только при температуре, превышающей T' и T'' .

Для наблюдения концентрационных колебаний предпочтительны реакции с термохимически монотонными полуциклами:

$$\begin{cases} \Delta_r \tilde{H}' < 0, \tilde{E}' < 0; \\ \Delta_r \tilde{H}'' < 0, \tilde{E}'' < 0, \end{cases} \quad (11)$$

где $\tilde{E}'$ и $\tilde{E}''$ – эксергии реакций (I) и (II). Если же условие (11) не выполняется, то необходимо

$$\left| \frac{\Delta_r \tilde{G}' - \Delta_r \tilde{G}''}{\Delta_r \tilde{G}' + \Delta_r \tilde{G}''} \right| \ll 1. \quad (12)$$

Ограничение (12) формально аналогично известному условию сохранения устойчивости автоколебаний в присутствии случайных возмущений (см. [7]) и нацелено на предотвращение нестационарных концентрационных биений.

Визуализация пространственных волн гомофазной реакции

Гетерогенные реакции склонны к самоторможению, которое в особых условиях может быть цикличным. Наиболее интересное проявление этого феномена – периодическое «самоограничение» толщин слоёв Лизеганга при ритмически-регулярном осадкообразовании в ходе гетерогенной гомофазной реакции.

Будем исходить из того, что слой Лизеганга образуется при диффузии в отсутствие конвекции. Общая теория диффузии [8] даёт для такого случая следующее выражение пространственно-временного распределения концентрации $\bar{c}$ внешнего электролита в растворе внутреннего электролита:

$$\bar{c}(r; t) = \frac{\bar{c}_0}{2\sqrt{\pi \mathcal{D} t}} \exp\left(-\frac{r^2}{4 \mathcal{D} t}\right). \quad (13)$$

Здесь $\bar{c}_0$ – «входная» концентрация внешнего электролита, $\mathcal{D}$ – его коэффициент диффузии, r – модуль радиус-вектора. Ионы внешнего электролита, диффундирующие в растворе внутреннего электролита и вступающие с ним в необратимую реакцию, образуют седиментационно устойчивую взвесь, частицы которой замещают доставленные диффузией ионы внешнего электролита. С учётом этой особенности коэффициент диффузии внешнего электролита в растворе внутреннего электролита должен рассматриваться как комплексная величина:

$$\mathcal{D} = D - i\Gamma, \quad (14)$$

где D – вещественная часть, характеризующая приток внешнего электролита в зону реакции, Γ – мнимая часть, характеризующая необратимую убыль внешнего электролита в ходе реакции, i – мнимая единица.

Подставляя (14) в (13), получаем:

$$\bar{c}(r; t) = \bar{c}_0 \sqrt{\frac{\tilde{D}}{\pi t}} \exp\left(-\frac{z r^2}{t}\right) \cos\left\{\frac{\varpi r^2}{t} - \frac{\tilde{\varphi}}{2}\right\}, \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{D} &= \frac{1}{4\sqrt{D^2 + \Gamma^2}}, & \tilde{\varphi} &= \arctg \frac{\Gamma}{D}, \\ z &= \tilde{D} \cos \tilde{\varphi}, & \varpi &= \tilde{D} \sin \tilde{\varphi}. \end{aligned}$$

Слоям Лизеганга соответствуют значения

$$\tilde{c} < 0, \quad (16)$$

т.к. в этих слоях доставленный диффузией внешний электролит замещён частицами взвеси продукта реакции. Из (15), (16) следует общее соотношение, определяющее пространственно-временную ритмичность слоёв Лизеганга:

$$\pi(4N - 3) \leq \left| \frac{2\varpi r^2}{t} - \tilde{\varphi} \right| \leq \pi(4N - 1). \quad (17)$$

Из (17) вытекает, что слой с порядковым номером N образуется на расстоянии

$$r_N = \sqrt{\frac{\tilde{\varphi} \pm \pi(4N - 3)}{2\varpi} t} \quad (18)$$

и имеет толщину

$$\delta_N = \left| \sqrt{\tilde{\varphi} \pm \pi(4N - 1)} - \sqrt{\tilde{\varphi} \pm \pi(4N - 3)} \right| \cdot \sqrt{\frac{t}{2\varpi}}. \quad (19)$$

В равенствах (18) и (19) верхний знак относится к случаю

$$\frac{2\varpi r^2}{t} > \tilde{\varphi}, \quad (20)$$

а нижний знак – к случаю

$$\frac{2\varpi r^2}{t} < \tilde{\varphi}. \quad (21)$$

Обычно на практике расстояния между соседними слоями и их толщины с ростом порядкового номера увеличиваются (расходящиеся слои Лизеганга), что соответствует условию (20). При выполнении альтернативного условия (21) толщины слоёв и расстояния между ними с ростом порядкового номера будут уменьшаться (сходящиеся слои Лизеганга). Варианты (20) и (21) формально равноценны, поэтому колебания гетерогенной гомофазной реакции могут с течением времени непрерывно перейти из режима (20) в режим (21), либо наоборот. В переходной зоне слои Лизеганга будут располагаться эквидистантно. Такой переход, по-видимому, трудноосуществим, но для этого, вопреки мнению [9], не требуется автокаталитическая нелинейность процесса.

Если реакционная система кинетически одномерна, то величины D и Γ в выражении (14) суть скаляры, вследствие чего структуры Лизеганга имеют слоевое строение [формулы (17) – (21)]. Такие структуры легко получа-

ются в демонстрационных опытах [10] и часто обнаруживаются на срезах минералов осадочного происхождения (рис. 1).

Если же реакционная система не является кинетически одномерной, то величины D и Γ суть векторы соответствующей размерности. В общем случае структура Лизеганга периодична не только по величине r , но также по зенитному и по азимутальному углу, чем обуславливается радиально-лучистая форма срастаний в минеральных парагенезисах (рис. 2).



Рис. 1. Концентрическая полосчатость агата [10]



Рис. 2. Чёрные сrostки эгирина в чароите [11]

Заключение

I. Возможность безравновесного протекания реакции в закрытой системе возникает, когда унимодальное устойчивое равновесие у системы отсутствует, а неунимодальное равновесие размыто либо расщеплено на парциальные равновесия. В области размытого равновесия реакция протекает в

асимптотическом режиме. Наличие у системы парциальных равновесий – предпосылка протекания реакции в колебательном режиме.

II. У энергии Гиббса индивидуального вещества существует температура криоинверсии (1). Вследствие этого скорость мономолекулярных реакций имеет ненулевой низкотемпературный предел (4).

III. Свободные колебания гомофазной реакции могут возникнуть, если оба полуцикла реакции: 1) ведут к образованию сложного иона либо недиссоциирующего вещества; 2) удовлетворяют требованию (8). При выполнении этих двух условий такие колебания будут наблюдаться при температуре, превышающей T' и T'' [неравенства (9) и (10)].

IV. Колебательное протекание гетерогенной гомофазной реакции сопровождается возникновением пространственных волн, визуализуемых структурами Лизеганга. Если реакционная система кинетически одномерна, то эти структуры имеют слоевое строение [формулы (17) – (21)]. В общем случае структура Лизеганга периодична по модулю радиус-вектора, а также по зенитному и по азимутальному углу, чем обуславливается радиально-лучистая форма срастаний в минеральных парагенезисах.

Список литературы

1. Shinnar R., Feng C.A. Structure of complex catalytic reactions: thermodynamic constraints in kinetic modeling and catalyst evaluation // *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*. 1985. Vol. 24, № 1. P. 153–170.
2. Herrera-Castro F., del Río J.A. Variational approach to chemical reactions beyond local equilibrium // *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*. 2025. Vol. 50, № 1. P. 185-197.
3. Рудаков О.Б., Селеменев В.Ф., Рудакова Л.В. Низкотемпературное разделение и концентрирование в условиях образования гетерогенных систем (обзор) // *Сорбционные и хроматографические процессы*. 2019. Т. 19. № 4. С. 418-433.
4. Титов В.А. Спекание метана с хлором в напылённой плёнке при гелиевых температурах // *Вестник ВолГУ. Серия 1*. 2007-2008. Вып. 11. С. 166–173.

5. Титов В.А. Влияние структурной неравновесности твёрдофазных образцов на низкотемпературный предел скорости фотохимических реакций // Журнал физической химии. 2011. Т. 85, № 11. С. 2169–2175.
6. Goldanskii V.I. Chemical reactions at very low temperatures // Annual Review of Physical Chemistry. 1976. vol. 27, № 1. P. 85–126.
7. Крупенин В.Л. Автоколебательные процессы в сильно нелинейных системах в присутствии случайных возмущений // Вестник научно-технического развития. 2008. Т. 14, № 10. С. 54–59.
8. Bird R.B. Theory of diffusion // Advances in Chemical Engineering. 1956. Volume 1. P. 155–239.
9. Molnár F., Izsák F., Lagzi I. Design of equidistant and revert type precipitation patterns in reaction–diffusion systems // Physical Chemistry Chemical Physics. 2008. Vol. 10, № 17. P. 2368–2373.
10. Hedges E.S. Liesegang rings and other periodic structures. London: Champman & Hall, Ltd., 1932. 122 p.
11. Marchuk M.V., Medvedev V.Ya., Ivanova L.A., Sokolova T.S., Danilov B.S., Gladkochub D.P. Charoite: Experimental studies // Geodynamics & Tectonophysics. 2016. Vol. 7, № 1. P. 105–118.

References

1. Shinnar R., Feng C.A. Structure of complex catalytic reactions: thermodynamic constraints in kinetic modeling and catalyst evaluation // Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals. 1985. Vol. 24, № 1. P. 153–170.
2. Herrera-Castro F., del Río J. A. Variational approach to chemical reactions beyond local equilibrium // Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics, 2025, Vol. 50, № 1, pp. 185-197.
3. Rudakov O.B., Selemenev V.F., Rudakova L.V. [Low-temperature separation and concentration in the conditions of the formation of heterogeneous systems (A review)]. Sorbtsionnye i Khromatograficheskie Protsessy, 2019, v. 19, no. 4, p. 418-433. (in Russian)

4. Titov V.A. Spekanie metana s hlorom v napyljonnoj pljonke pri gelievych temperaturah // Vestnik VolGU. Seriya 1. [Bulletin of Moscow University. Series 1], 2007-2008, issue 11, p. 166–173. (in Russian)
5. Titov V.A. Vlijanie strukturnoj neravnovesnosti tvjordofaznyh obrazcov na nizkotemperaturnyj predel skorosti fotohimicheskikh reakcij // Zhurnal fizicheskoy himii. [Russian journal of physical chemistry], 2011, v. 85, № 11, p. 2169–2175. (in Russian)
6. Goldanskii V.I. Chemical reactions at very low temperatures // Annual Review of Physical Chemistry, 1976, v. 27, № 1, p. 85–126.
7. Krupenin V.L. Avtokolebatel'nye protsessy v sil'no nelineinykh sistemakh v prisutstvii sluchainykh vozmushchenii // Vestnik nauchno-tehnicheskogo razvitiya. 2008. V. 14, № 10. P. 54–59. (in Russian)
8. Bird R.B. Theory of diffusion // Advances in Chemical Engineering. 1956. Volume 1. P. 155–239.
9. Molnár F., Izsák F., Lagzi I. Design of equidistant and revert type precipitation patterns in reaction–diffusion systems // Physical Chemistry Chemical Physics. 2008. Vol. 10, № 17. P. 2368–2373.
10. Hedges E.S. Liesegang rings and other periodic structures. London: Champman & Hall, Ltd., 1932. 122 p.
11. Marchuk M.V., Medvedev V.Ya., Ivanova L.A., Sokolova T.S., Danilov B.S., Gladkochub D.P. Charoite: Experimental studies // Geodynamics & Tectonophysics. 2016. Vol. 7, № 1. P. 105–118.

Шабловский Ярослав Олегович – канд. физ.-мат. наук, доцент энергетического факультета Гомельского государственного технического университета им. П.О. Сухого