



ДИСКРЕТНОСТЬ КАТАСТРОФ И АНОМАЛЬНО НИЗКИЕ СКОРОСТИ ВОЛН В ТРЕЩИНОВАТО-ПОРИСТЫХ МЕГАСТРУКТУРАХ

Егор Борисович Сибиряков^{1,✉}, Борис Петрович Сибиряков²

^{1,2}Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,

^{1,2}Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, 630102, Новосибирск,
ул. Кирова, 86, Россия,

¹SibiryakovEB@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-3702-5688>

²SibiryakovBP@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-4634-7769>

Аннотация. В работе показано, что законы Омори и Гутенберга–Рихтера могут быть записаны в дискретной форме и нет необходимости аппроксимировать их непрерывными процессами. Главную роль в отношении опасности катастроф играет дисперсия средних расстояний от трещины до ее ближайшей соседки. Нулевая дисперсия формирует катастрофы типа дискретных ударов. Увеличение дисперсии сначала вызывает ослабление катастроф вплоть до их исчезновения, затем, при дальнейшем увеличении дисперсии, возникают катастрофы совершенно иного характера, которые можно интерпретировать как разрушение тела без предварительной истории этого разрушения, т. е. как внезапное рассыпание тела с внутренней структурой. Возможно, это явление имеет отношение к возникновению роя землетрясений.

Ключевые слова: структура порового пространства, удельная поверхность, микронеоднородные среды, разрушение среды, закон Омори

Финансирование: работа выполнена в рамках проекта ФНИ FWZZ-2026-0050.

Для цитирования: Сибиряков Е.Б., Сибиряков Б.П. Дискретность катастроф и аномально низкие скорости волн в трещиновато-пористых мегаструктурах // Геофизические технологии. 2026. № 1. С. 16–24. doi:10.18303/2619-1563-2026-1-16.

DISCRETENESS OF CATASTROPHES AND ABNORMALLY LOW WAVE VELOCITIES IN FRACTURED-POROUS MEGASTRUCTURES

Egor B. Sibiryakov^{1,✉}, Boris P. Sibiryakov²

^{1,2}Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, SB RAS, Koptuyug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,

^{1,2}Siberian State University of Telecommunications and Information Science, Kirov Str., 86, Novosibirsk, 630102, Russia,

¹SibiryakovEB@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-3702-5688>

²SibiryakovBP@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-4634-7769>

Abstract. The paper demonstrates that the Omori and Gutenberg–Richter laws can be written in discrete form and do not require approximation by continuous processes. The variance of average distances from a crack to its nearest neighbor plays a key role in determining the hazard of catastrophes. Zero variance results in discrete-impact catastrophes. Increasing variance initially weakens catastrophes until they disappear. Then, with further increases in variance, catastrophes of a completely different nature arise, which can be interpreted as the failure of a body without a prior history of this failure, i. e.,

as the sudden disintegration of a body with an internal structure. This phenomenon may be related to the occurrence of earthquake swarms.

Keywords: pore space structure, specific surface area, microinhomogeneous media, failure of a medium, Omori law

Funding: the study was carried out within the framework of the project No. FWZZ-2026-0050.

For citation: Sibiryakov E.B., Sibiryakov V.P. Discreteness of catastrophes and abnormally low wave velocities in fractured-porous megastructures // Russian Journal of Geophysical Technologies. 2026. No. 1. P. 16–24 (In Russ.). doi:10.18303/2619-1563-2026-1-16.

ВВЕДЕНИЕ

До последнего времени сейсмологические процессы, несмотря на их совершенно очевидный дискретный характер, пытались аппроксимировать непрерывными явлениями [Алексеев и др., 2001; Дрягин, 2013]. Так поступал Омори [Omori, 1894], который записал свой закон снижения частоты афтершоков с ростом номера n в виде:

$$n = \frac{k}{t + c}, \quad (1)$$

где n – частота афтершоков, t – время, k, c – некоторые постоянные. Непрерывная гипербола (1) выбрана, очевидно, потому что, во-первых, к тому времени не было дискретных решений, а во-вторых, была необходимость придать физический смысл эмпирическим постоянным k, c . В дальнейшем закон был записан в виде некоторого дифференциального уравнения [Гульельми и др., 2022], однако связь этого закона со структурой порового пространства так и осталась не раскрытой.

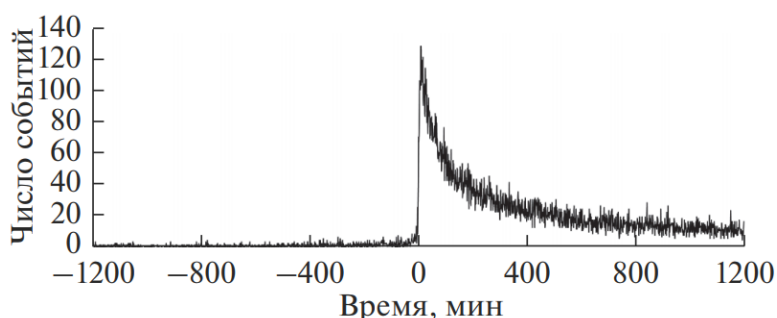


Рис. 1. Распределение событий во времени. График построен методом наложения эпох. Время отсчитывается от момента главного удара [Гульельми и др., 2022].

На рисунке 1, взятом из [Гульельми и др., 2022], представлена зависимость числа событий от времени. Отсчет афтершоков начинается с нулевого момента времени. Отчетливо видна классическая гипербола, соответствующая закону Омори. Однако эта зависимость осложняется небольшими колебаниями случайного характера, так что у гиперболы появляется некоторая «ширина».

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ СРЕД СО СТРУКТУРОЙ И ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Уравнения движения сред с удельной поверхностью σ_0 и средним расстоянием от трещины до ее ближайшей соседки l_0 (причем, $\sigma_0 l_0 = 4(1 - f)$, где f – пористость), даются выражением [Сибиряков и др., 2024]:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} [P(\sigma_{ik})] = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(E + \frac{l_0^2 \Delta}{3!} + \frac{l_0^4 \Delta \Delta}{5!} + \dots \right) (\sigma_{ik}) \right] = \rho \ddot{u}_i. \quad (2)$$

Оператор $P\left(l_0 \frac{\partial}{\partial x}, l_0 \frac{\partial}{\partial y}, l_0 \frac{\partial}{\partial z}\right)$ приведения реального тела к его сплошному образу (в круглых скобках) содержит, кроме единичного оператора E , также цепочку операторов Лапласа, снабженных степенями размера структур, и в случае нулевых размеров структур обращается в единичный, так что гипотеза сплошной среды Коши и Пуассона означает равенство операторов ($P = E$), т. е. природа сама создала сплошное тело, и его незачем конструировать. Бесконечно большой порядок уравнения (1) связан с бесконечным числом степеней свободы тел, обладающих внутренней геометрией. В одномерном случае уравнение стационарных колебаний (1) принимает вид:

$$u_{xx} \left(E + \frac{l_0^2 \Delta}{3!} + \frac{l_0^4 \Delta \Delta}{5!} + \dots \right) + k_S^2 u = 0, \quad (3)$$

где k_S^2 – квадрат волнового числа обычной поперечной волны. Его решение можно искать в виде $u = Ae^{ikx}$, так что для неизвестного k (или для неизвестной скорости волны) возникает дисперсионное уравнение:

$\frac{\sin(kl_0)}{kl_0} = \frac{k_S^2}{k^2}$, $kl_0 = x + iy$, которое можно представить в виде:

$$\frac{\sin(kl_0)}{kl_0} = \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2; \quad \omega_0 = \frac{l_0}{V_S}. \quad (4)$$

При $l_0 \rightarrow 0$ синус приближается к аргументу $k_S^2 \rightarrow k^2$, и мы имеем обычную скорость упругой волны, если же $kl_0 \rightarrow \pi$, то скорость волны стремится к нулю. Кроме того, при $kl_0 > \pi$ синус отрицателен, а в правой части (4) квадраты. Таким образом, k есть, вообще говоря, комплексное число, т. е. уравнение (4) имеет также катастрофические решения. Разделяя вещественную и мнимую части в (4), можно построить зависимость упомянутых вещественных и мнимых частей комплексных корней от безразмерного параметра $\varepsilon = k_S l_0$, т. е. от отношения размера структуры к длине поперечной волны. Уравнение (4) дает объяснение появлению формально отрицательного коэффициента Пуассона в пористых и трещиноватых средах. Поскольку дисперсионные уравнения разные для продольных и поперечных волн, то искажения скоростей, вызванное различной дисперсией, вполне нормальное явление. Это чисто дисперсионный эффект и к реальным коэффициентам Пуассона не имеет никакого отношения. Разделяя вещественную и мнимую части в уравнении (4), получаем соотношения:

$$\frac{\operatorname{tg} x}{x} = -\frac{\operatorname{th} y}{y}, \quad (5)$$

$$x \sin x \operatorname{cosh} y - y \cos x \operatorname{sinh} y = \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2. \quad (6)$$

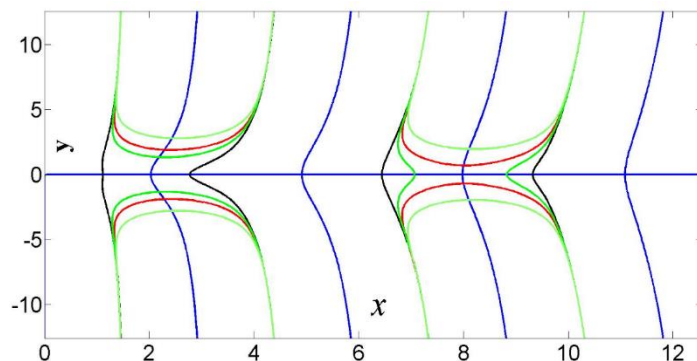


Рис. 2. Графическое решение системы уравнений (5) и (6). Синий цвет это зависимость между x, y в соответствии с уравнением (5). Точки пересечения линий красного, зеленого и черного цвета с синим соответствуют комплексным корням системы дисперсионных уравнений.

Две переменные x, y , связанные системой двух трансцендентных уравнений (5) и (6), определяют кривую. Задавая произвольные значения ω , мы получаем уравнения связи между x, y в любой горизонтальной плоскости ω_0 , т. е. возникает связь между l_0 и координатами комплексных корней (рис. 2).

Это единственное решение системы. Заметим, что область определения четной функции $\frac{thy}{y}$ ($-\infty < y < \infty$) – это симметричная кривая, близкая к гиперболе с максимумом при $y(0) = 1$. Тем самым мнимая часть всех корней дисперсионного уравнения ограничена и стремится к нулю при больших x . Дискретное расположение комплексных корней, с одной стороны, и близкое к гиперболе (за исключением окрестности нуля) выражение $\frac{thy}{y} \sim \frac{1}{y}$ свидетельствуют о почти гиперболическом (и в то же время дискретном) законе затухания количества мнимых решений при увеличении вещественных частей комплексных корней. Это означает, что характерная частота $\frac{V(\omega)}{l_0}$ падает почти по гиперболическому закону. Экспериментальная проверка закона Омори на лабораторных образцах представлена рис. 3, 4. Видно, что на различных каналах зарегистрирована разная дисперсия закона Омори. Увеличение дисперсии приводит к уменьшению числа микросейсмических событий почти вдвое, что соответствует теории.

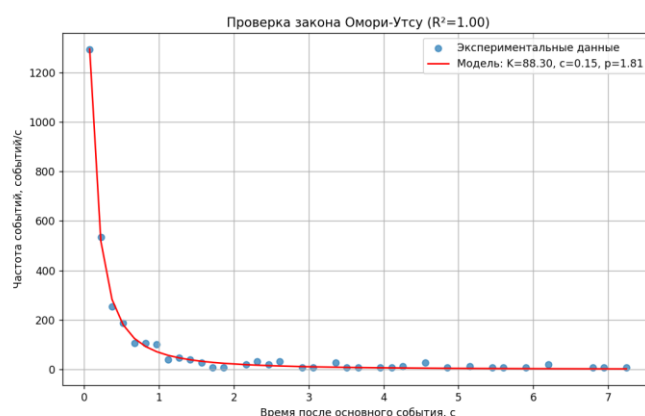


Рис. 3. Малая дисперсия закона Омори. Число ударов 647 [Анчугов, 2023].

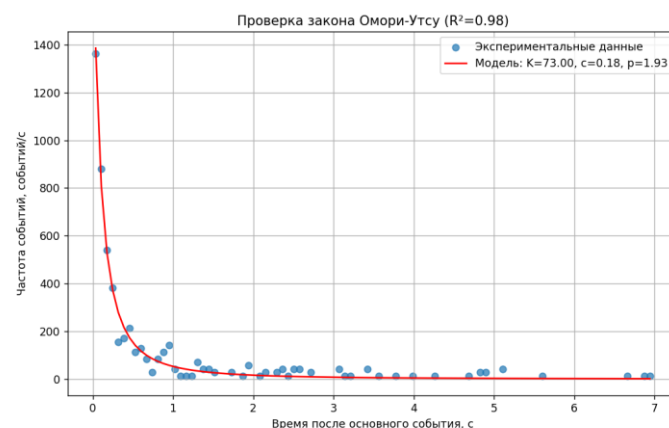


Рис. 4. Средняя дисперсия в законе Омори. Число ударов 379 [Анчугов, 2023].

Закон Гутенберга–Рихтера (рис. 5, 6) связывает количество комплексных корней дисперсионного уравнения (4), т. е. количество катастрофических решений с удельной поверхностью пор и трещин, которая пропорциональна дефициту потенциальной энергии среды, возникшему вследствие их

образования. В силу закона сохранения энергии этот дефицит пополняется кинетической энергией волн. На рисунке 5 изображено дискретное множество точек (кажущиеся непрерывными отрезки суть тоже дискретные точки), причем, возникает не подобие прямой линии, а подобие некоторого угла неединственности решений, так что сильные катастрофы обладают большей степенью неединственности, чем слабые. Однако тангенсы углов наклона экспериментальных прямых и прямых, полученных линейной аппроксимацией теоретической зависимости, очень близки. Данные взяты из [Крушельницкий и др., 2024].

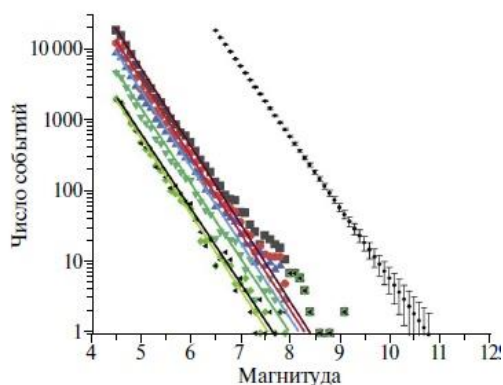


Рис. 5. Экспериментальный закон Гутенберга–Рихтера. Связь числа землетрясений с их энергией.

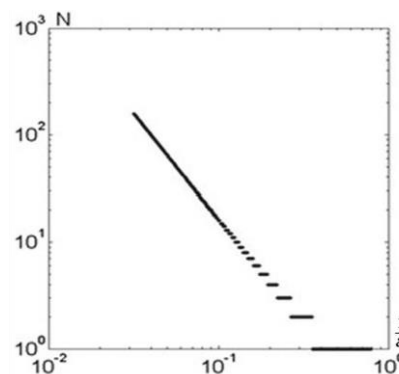


Рис. 6. Теоретический закон Гутенберга–Рихтера. Связь числа комплексных корней уравнения (3) с удельной поверхностью пор и трещин

СЛУЧАЙНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАССТОЯНИЙ МЕЖДУ ТРЕЩИНАМИ И РОЛЬ ДИСПЕРСИИ ЭТИХ РАССТОЯНИЙ В ДИНАМИКЕ КАТАСТРОФ

Если предположить, что расстояния между трещинами являются случайной величиной, и могут быть представлены в виде $l = l_0 \xi$, где ξ – случайная величина с так называемым гамма-распределением, то для такой ситуации возникает иное дисперсионное уравнение. Гамма-распределение задается следующей функцией распределения:

$$F(x) = \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} \int_0^x z^{\alpha-1} e^{-\beta z} dz. \quad (7)$$

Функции плотности вероятности, соответствующие этому распределению (7), в случае $\alpha = \beta$, представлены на рис. 7.

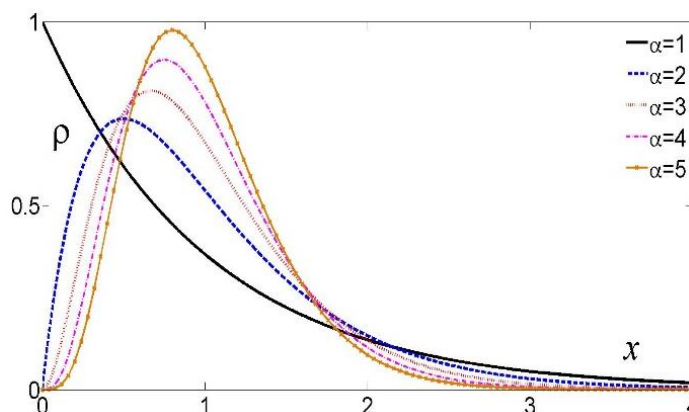


Рис. 7. Функция плотности распределения случайных расстояний от трещины до ее ближайшей соседки в зависимости от параметра α .

Полагая математическое ожидание равным l_0 , получаем $\alpha = \beta$. В то же время дисперсия этой величины $\sigma^2 = \frac{1}{\alpha}$. Оператор приведения к сплошному телу в данном случае содержит случайную величину, $0 < \xi < \infty$, среднее значение которой равно единице, а дисперсия $\sigma^2 = 1/\alpha$ и принимает форму:

$$\frac{\sin(kl_0 \xi)}{kl_0 \xi} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(kl_0 \xi)^{2n}}{(2n+1)!} = \frac{k_S^2}{k^2}. \quad (8)$$

Случайные значения ξ уклоняются от единицы в среднем на одну и ту же величину $\pm\sigma$, так что множитель $(kl_0 \xi)^{2n}$ под знаком суммы можно записать в форме произведения двух сомножителей, один из которых содержит положительное уклонение, второй отрицательное:

$$(kl_0 \xi)^{2n} = [(kl_0)^2(1-\sigma)(1+\sigma)]^n. \quad (9)$$

Поэтому дисперсионное уравнение может быть записано в виде:

$$\frac{\sin(kl_0 \xi)}{kl_0 \xi} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(kl_0 \sqrt{1-\sigma^2})^{2n}}{(2n+1)!} = \frac{k_S^2}{k^2}. \quad (10)$$

Формула (10) показывает, что дисперсия приводит к эквивалентному дисперсионному сокращению величины l_0 , так что число катастроф снижается, а при $\sigma^2 = 1$ комплексные корни исчезают и катастрофы вообще невозможны.

ОСОБЕННОСТИ ГАММА-РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

В случае $\alpha < 1$, гамма-распределение имеет интегрируемую особенность. Для больших дисперсий, для которых имеет место неравенство $\sigma^2 > 1$, дисперсионное уравнение (10) оказывается иным, т. е. множитель k под знаком суммы меняется на ik . В этой ситуации мнимые и вещественные части корней дисперсионного уравнения, показанные на рис. 2, меняются ролями. Именно, вещественные части корней с ростом отношения размера структуры к длине волны уменьшаются, а мнимые увеличиваются. Само дисперсионное уравнение (Градштейн, Рыжик, 1963) имеет вид:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(kl_0 \sqrt{1-\sigma^2})^{2n}}{(2n+1)!} = \frac{\text{sh}(kl_0 \sqrt{1-\sigma^2})}{kl_0 \sqrt{1-\sigma^2}} = \frac{k_S^2}{k^2}. \quad (11)$$

Видно, что число комплексных корней растет неограниченно, т. е. возникает бесконечное число неустойчивых состояний. При этом скорости волн неограниченно растут с ростом интенсивности катастроф. Этот процесс можно интерпретировать как внезапное разрушение тела без видимой истории этого разрушения. Лишь одно из состояний оказывается устойчивым (при $\sigma^2 = 1$). Тело рассыпается при $\sigma^2 > 1$. Вероятно, это явление можно интерпретировать как появление роя землетрясений.



Рис. 8. Медленные колебательные движения концентрации метана [Опарин и др., 2021], обусловленные колебаниями пористости и удельной поверхности пор. Скорость первой волны 2.5 м/с.

Как видно из рис. 8, для продольной волны со скоростью 5000 м/с, частотой 50 Гц и $l_0 = 3.6$ м скорость медленных волн составляет 12.24 м/с, а при тех же данных, но при $l_0 = 1$ м скорость медленных волн – 3.4 м/с. Конечно, это не точно совпадает с теоретическим прогнозом, т. к. приведенные формулы выведены только для одномерного случая и для сравнительно небольших отношений средних расстояний между трещинами в сравнении с длиной обычной упругой волны, но для оценки порядков этого, по-видимому, вполне достаточно.

На рисунке 9 представлены волновые явления, которых не должно быть в сплошной среде, зарегистрированные на образце пористого угля, состоящего из двух частей, находящихся в разных реологических состояниях. Это видно визуально, т. к. на одной из частей образца видны линии скольжения, в то время как на другой части их не наблюдается. Эти части отмечены красным и синим цветами. Скорости волн порядка 2–5 м/с. Медленные волны оказываются весьма чувствительными к реологии среды, что является довольно неожиданным. Так как таких волн много (десятки), то континуум братьев Коссера [Новацкий, 1975] совершенно не годится для объяснения экспериментов, предложенного в [Опарин и др., 2021]. Этот континуум содержит всего четыре волны, так что необыкновенные свойства можно приписать лишь двум из них. Континуум, разработанный авторами настоящей работы, очевидно, более адекватен опыту, чем континуум братьев Коссера.

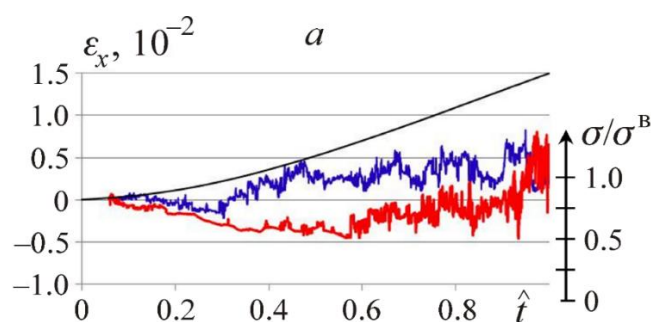


Рис. 9. Колебательные явления при статической нагрузке угля. Красный и синий цвета соответствуют двум частям образца, находящимся в разных реологических состояниях. Вертикальная деформация [Опарин и др., 2021].

ВЫВОДЫ

1. Континуум среды с интегральной геометрией порового пространства предсказывает существование волн с аномально малыми скоростями распространения, что довольно неожиданно. Эксперименты в лаборатории и в природе подтверждают этот теоретический прогноз.

2. Катастрофы разного масштаба являются естественным состоянием микронеоднородных сред. При этом переход от одного состояния к другому может быть только дискретным (отдельные удары). Это подтверждают и натурные опыты, и сейсмологические наблюдения (например, афтершоки).

3. Причина такого явления, как закон Омори, есть изменение среднего расстояния между трещинами. Сейсмическая опасность растёт с ростом средних расстояний между ними. То, что аппроксимирующая гипербола в этом законе имеет некоторую «ширину», т. е. «размазана» по вертикальной оси, по-видимому, свидетельствует о дисперсии удельной поверхности пор и трещин или дисперсии средних расстояний от трещины до ее ближайшей соседки.

4. Наблюдения периодов афтершоков позволяют оценить удельную поверхность (не наблюдаемых непосредственно) трещин или среднее расстояние между трещинами, если скорости обычных упругих волн в среде известны.

5. Самое безопасное состояние – это состояние с единичной дисперсией, при которой катастрофы невозможны. Уменьшение дисперсии (самоорганизация среды) приводит к катастрофам типа дискретных ударов. Увеличение дисперсии приводит к катастрофам с бесконечным множеством неустойчивых состояний (рассыпание среды), т. е. к разрушению структур без видимой истории этого разрушения. Возможно, это решение связано с появлением роя землетрясений.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

Алексеев А.С., Цецохо В.А., Белоносова А.В., Белоносов А.С., Сказка В.В. Вынужденные колебания трещиновато-блочных флюидонасыщенных слоев при вибросейсмических воздействиях // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2001. № 6. С. 3–12.

Анчугов А.В. Применение алгоритма Бэра–Крадольфера для автоматического выделения первого вступления отраженной ультразвуковой волны, возбуждаемой излучателем и регистрируемой от границы вода–нефть в сепараторе // Сейсмические приборы. 2023. Т. 59, № 3. С. 5–17. doi:10.21455/si2023.3-1. EDN:IVVEND.

Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблица интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1963. 1184 с.

Гульельми А.В., Зотова О.Д., Завьялова А.Д., Клайн Б.И. О фундаментальных законах физики землетрясений // Вулканология и сейсмология. 2022. № 2. С. 66–73. doi:10.31857/S020303062202002X. EDN:SCHVWM.

Дрягин В.В. Сейсмоакустическая эмиссия нефтепродуктивного пласта // Акустический журнал. 2013. Т. 59, № 6. С. 744–751. doi:10.7868/S0320791913050067. EDN:RBUSKD.

Крушельницкий К.В., Шебалин П.Н., Воробьева И.А., Селюцкая О.В., Антипова А.О. Границы применимости закона Гутенберга–Рихтера в задачах оценки сейсмической опасности и риска // Физика Земли. 2024. Т. 60, № 5. С. 69–84. doi:10.31857/S0002333724050058. EDN:EJZGGD.

Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.

Опарин В.Н., Киряева Т.А., Потапов В.П., Юшкин В.Ф. Новые методы и информационные технологии в экспериментальной геомеханике. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2021. 292 с. doi:10.53954/9785604642856. EDN:XQNFRF.

Сибиряков Б.П., Сибиряков Е.Б., Карстен В.В. Промежуточные состояния между статикой и динамикой и сейсмическая эмиссия зернистых сред // Физическая мезомеханика. 2024. Т. 27, № 2. С. 93–101. doi:10.55652/1683-805X_2024_27_2_93-101. EDN:NKLDLK.

Omori F. On the aftershocks of earthquakes // Journal of the College of Science, Imperial University of Tokyo. 1894. No. 7. P. 111–120.

REFERENCES

Alekseev A.S., Tsetsokho V.A., Belonosova A.V., Belonosov A.S., Skazka V.V. Forced oscillations of fractured block fluid-saturated layers under vibroseismic actions // Journal of Mining Sciences. 2001. Vol. 37 (6). P. 557–566. doi:10.1023/A:1016003702196. EDN:LGWHJT.

Anchugov A.V. Use of the Baer–Kradolfer algorithm to automatically detect the first arrival of a reflected ultrasonic wave excited by the emitter and recorded from the water–oil boundary in the separator // Seismicheskie Pribory. 2023. Vol. 59 (3). P. 5–17. (In Russ.).

Dryagin V.V. Seismoacoustic emission of an oil-producing bed // *Acoustical Physics*. 2013. Vol. 59 (6). P. 694–701. doi:10.1134/S1063771013050060. EDN:SLEMTZ.

Gradshteyn I.S., Ryzhik I.M. Table of Integrals, Series, and Products. Academic Press, 1965. 1086 p.

Guglielmi A.V., Zotov O.D., Zavyalov A.D., Klain B.I. On the fundamental laws of earthquake physics // *Journal of Volcanology and Seismology*. 2022. Vol. 16 (2). P. 143–149. doi:10.1134/S0742046322020026. EDN:DPOJNZ.

Krushelnitskii K.V., Shebalin P.N., Vorobieva I.A., Selyutskaya O.V., Antipova A.O. The limits of applicability of the Gutenberg–Richter law in the problems of seismic hazard and risk assessment // *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*. 2024. Vol. 60 (5). P. 823–835. doi:10.1134/S1069351324700757. EDN:MEVHHK.

Nowacki W. Dynamics of elastic systems. John Wiley and Sons, New York, Wiley, 1963. 396 p.

Omori F. On the aftershocks of earthquakes // *Journal of the College of Science, Imperial University of Tokyo*. 1894. No. 7. P. 111–120.

Oparin V.N., Kiryaeva T.A., Potapov V.P., Yushkin V.F. New methods and information technologies in experimental geomechanics. Izd-vo SO RAN, Novosibirsk, 2021. 292 p. (In Russ.).

Sibiryakov B.P., Sibiryakov E.B., Karsten V.V. Intermediate states between statics and dynamics and seismic emission in granular media // *Physical Mesomechanics*. 2024. Vol. 27 (4). P. 409–416. doi:10.1134/S1029959924040052. EDN:KBHMJU.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

СИБИРЯКОВ Егор Борисович – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории глубинных геофизических исследований и региональной сейсмичности Института нефтегазовой геологии и геофизики. Основные научные интересы: краевые задач динамической теории упругости.

СИБИРЯКОВ Борис Петрович – доктор физико-математических наук, ведущий эксперт лаборатории интерпретационной обработки сейсмических данных Института нефтегазовой геологии и геофизики. Основные научные интересы: механика микронеоднородных сред.

*Статья поступила в редакцию 3 марта 2026 г.,
одобрена после рецензирования 16 марта 2026 г.,
принята к публикации 20 марта 2026 г.*