Прикладная математика & Физика, 2022, том 54, № 2. С. 131–136.

УДК 519.218.5
MSC 82B99
оригинальное исследование

DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-2-131-136

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРЕДЕЛА ПРОЧНОСТИ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ПОРИСТОГО МАТЕРИАЛА

Ю. П. Вирченко[1], **И. М. Шаполова**[2]

[1]Белгородский государственный технологический университет,
Белгород, 308012, Россия;
[2]Белгородский государственный университет,
Белгород, 308007, Россия

E-mail: virch@bsu.edu.ru

Аннотация. Анализируется статистическая модель, сконструированная в предыдущих работах авторов, которая позволяет связать вероятность разрыва образца пористого твердотельного материала под действием внешней растягтвающей образец нагрузки. Катастрофическое явление разрыва образца трактуется как фазовый переход. Вычислен предел прочности p_* материала как функции от плотности пор внутри образца.

Ключевые слова: микротрещина, предел прочности, хрупкое разрушение, поры, плотность, независимые случайные величины

Для цитирования: Вирченко Ю. П., Шаполова И. М., 2022. Статистический подход определения предела прочности твердотельного пористого материала. Прикладная математика & Физика. 54(2): 131–136.
DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-2-131-136

STATISTICAL APPROACH OF THE DETERMINATION OF THE TENSILE STRENGTH OF SOLID POROUS MATERIAL

Yuri Virchenko[1], **Irina Shapolova**[2]

[1]Belgorod State Technological Shukhov University, Belgorod, 308012, Russia;
[2]Belgorod National Research University, Belgorod, 308007, Russia.
E-mail: virch@bsu.edu.ru
Received May, 06, 2022

Abstract. The statistical model constructed in the previous works of the authors is analyzed. It allows to link the probability of the sample rupture under the action of an external load which stretches this sample if it represents a porous solid-state material. The catastrophic phenomenon of sample rupture is interpreted as a phase transition. The sensile strength p_* of the material is calculated as a function of the pore density inside the sample.

Keywords: microcrack, sensile strength, fragile destruction, porous distribution, density, statistically independent random values

For citation: Yuri Virchenko, Irina Shapolova. 2022. Statistical approach of the determination of the tensile strength of solid porous material. Applied Mathematics & Physics. 54(2): 131–136. (in Russian)
DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-2-131-136

1. Введение. Изучение механического разрушения материалов, которое выражается в виде разрыва их образцов в результате действия внешних сил, является предметом многочисленных исследований в рамках различных подходов к изучению этого явления [1, 2], [4]–[19]. Пусть каждый из образцов материала представляется вытянутым вдоль некоторого направления (ось z). К противоположным торцам этого параллелепипеда приложены направленные в противоположные стороны силы, растягивающие его вдоль оси z. Образцы при этом, несмотря на их вытянутость, не должны быть очень тонкими в направлении поперечном к направлению приложения сил растяжения. Такая механическая ситуация являлась предметом многочисленных теоретических исследований в рамках различных подходов к изучению этого явления(см., например, [1]–[17]). Известно, что при достаточно большой величине внешней нагрузки p при превышении ею некоторого порогового значения p_* — предела прочности материала на растяжение в рассматриваемой ситуации происходит разрыв образца. Целью многих таких исследований является изучение зависимости предела прочности от параметров, характеризующих термодинамическое состояние образца.

Основой исследования настоящей работы является определение распределения вероятностей критических напряжений разрыва образцов пористого материала. Это распределение вероятностей определяется на основе статистической модели, сконструированной ранее в работах авторов настоящего исследования на основе феноменологических общефизических представлений, описывающей сценарий зарождения микротрещин достаточно большого размера в объемных образцах пористых твердотельных материалов, которые под действием приложенной одноосной внешней нагрузки приводят к поперечному разрыву.

2. Физическая картина явления. Механический сценарий изучаемого явления представляется следующим образом. Рассмотрим медленный процесс растяжения образца под действием сколь угодно медленно увеличивающейся растягивающей его силы. При малой величине внешней силы, происходит упругая деформация образца, которая выражается в виде его удлинения и которая зависит линейным образом от величины силы. При этом в каждом макроскопически малом объеме образца возникают упругие напряжения, стремящиеся вернуть его в исходное положение. Упругость деформации выражается в том, что при прекращении действия внешей силы образец возвращается в исходное состояние без изменения своей формы и размеров. При большей величине внешней силы проявляется уже нелинейная зависимость его деформации, хотя она остается по-прежнему упругой. При дальнейшем увеличении внешней силы прекращается стадия упругой деформации, то есть она становится такой, что при устранении действия силы образец не возвращается в прежнее состояние. Эта стадия эволюции состояния образца материала называется пластической деформацией. Наконец, при каком-то значении внешней нагрузки происходит разрыв образца материала так, что он уже не представляет собой единое целое. При этом следует иметь в виду, что диапазоны изменения внешней нагрузки, которые ответственны за каждую из стадий в описанном эволюционном сценарии, могут изменться в широких пределах, при переходе от материрала к материалу, и они могут сильно отличаться по порядку величины. Так, например, если величина диапазона изменения внешней нагрузки, который ответственен за пластическую деформацию, может иметь пренебрежимо малую величину по сравнению с величиной диапазона, связанного с упругой деформацией. Такое положение отвечает так называемым хрупким материалам. Наоборот, во многих материалах можно наблюдать очень малую величину диапазона изменения внешней силы, связанного с нелиненой зависимостью величины деформации от величины напряжения.

Разрыв образца материала происходит, вообще говоря, в два этапа. На первом из них происходит, относительно медленно, развитие микротрещины, развивающейся из какого-то «зародыша». Затем, на втором этапе, когда эта трещина достигнет достаточно большого размера, начинается второй этап, когда лавинным образом из этой трещины формируется разлом всего образца. Наличие зародыша в виде микротрещины, казалось бы, указывает на то, что разрыв образца подобен фазовому переходу первого рода. Однако, это неверно, так как он не характеризуется независящим от размера образца значением интенсивного параметра. Таким образом, мы приходим к выводу о том, что разрыв не является фазовым переходом в термодинамическом смысле.

Для того чтобы объемный эффект имел свое объяснение, необходимо связать разрыв с какой-то величиной, значение которой зависело бы от объема, то есть определяющейся не локально по отношению к образцу и, в то же время, разрыв должен характеризоваться каким-то масштабом — линейным размером зародыша.

3. Описание модели и постановка задачи. Теоретический предел прочности идеальной (бездефектной) кристаллической твердотельной структуры определяется электростатическми силами взаимодействия, и поэтому он представляет собой очень большую величину. Он определяется в этом случае тепловыми флуктуациями в материале. Следовательно, в реальном случае разрыв образца должен связываться с существующими в образце материала «дефектами» структуры. Это связано с тем, что поверхности разлома образов материала зарождаются именно на такого рода «дефектах». Поэтому предел прочности должен существенным образом зависеть от типа дефектов, присутствующих в образце, и от такого термодинамического параметра как концентрация дефектов ρ. В связи с этим возникает вопрос о функции $p_*(\rho)$, определяющей эту зависимость. Задача об теоретическом определении этой функции должна решаться в рамках какого-либо разумного теоретического подхода. При этом существенное значение преобретает определение критерия того, что должно называться критическим напряжением.

Так как пространственное распределение в каждом образце носит случайный характер, то одним из подходов теоретического изучения разрушения материалов является так называемый статистический микроскопический подход (см., например, [1], [4]-[19]). Исследование, предлагаемое в настоящей работе, основано на статистической модели, описанной в [2]. Конструкция этой модели основана на предположении, что основное влияние на величину предела прочности оказывают присутствующие в образце микротрещины различной случайной формы и размеров. Их наличие может быть связано как с процессом приготовления материала, так и с процессом его «старения» в изменяющихся внешних условиях. В модели вводится статистическое пространственное распределение этих микротрещин по образцу, определяемому таким образом, что случайные точки расположения «центров» этих микротрещин образуют безгранично делимое *пуассоновское случайное точечное поле* с некоторой плотностью $\rho = N/|\Omega| = N/V$, N — число дефектов в области Ω, занимаемой образцом. Тогда вероятность того, что в области Δ случайное число $\tilde{n}$ попавших в нее пор опеределяется распределением Пуассона

$$\Pr\{\tilde{n} = n\} = \frac{(\rho|\Delta|)^n}{n!} \exp(-\rho|\Delta|) \,. \tag{1}$$

С физической точки зрения использование такого распределения вероятностей для случайного числа $\tilde{n}_\Sigma$ тем более оправдано, если суммарный объем пор по образцу намного меньше объема $|\Omega|$ самого образца, в силу малости объема каждой поры и, как следствие, малости объемной концентрации $\rho = N/|\Omega|$ пор. Заметим, что такая модель материала со случайным образом распределенными в нем дефектами является частным случаем вероятностных моделей, используемых в математической и теоретической физике (см. [1]-[3], [8], [21]). Определив распределение вероятностей для расположения пор в Ω, принципиально, можно подсчитать вероятность появления той величины критической флуктуации $\Delta\tilde{n}_\Sigma$, которая определяет возможность появления трещины требуемого размера в образце в зависимости от величины концентрации ρ. Для установления связи между критическим напряжением p_* и концентрацией пор ρ, приводящей к росту трещины, используется закон Гриффитса:

$$d = d_0\,(k/p)^{\alpha/2} \,, \tag{2}$$

где d – критическая длина микротрещины, с которой начинается ее развитие под действием внешнего напряжения, $\alpha > 0$ и k – т. н. постоянная Гриффитса. Для определения критической величины плотности дефектов используется связь между величиной d и критической плотностью n_* пор

$$n_* = (d/\delta)^3\,, \tag{3}$$

где δ — характерное расстояние между ионами материала такое, что при его превышении возникает явление *охрупчивания* материала.

Введем вероятность P того, что в параллелепипеде Ω существует малая область с критическим размером d, расположение которой характеризуется радиус-вектором $\mathbf{x}$ и в которой случайное число пор превышает значение n_*. Эта вероятность является функцией ρ, p и полного объема образца V, то есть $P \equiv P(p, \rho; V)$ интерпретируется как вероятность разрушения образца. Зависимость этой вероятности от V называется в материаловедении *размерным эффектом.* Интерпретация вероятнрости P как вероятности разрушения образца основана на известном в теории разрушения принципе *слабого звена.*

4. Разрушение как термодинамический фазовый переход. Теоретическое определение критического напряжения связано с интерпретацией того, по какому сценарию развивается разрушение образца. Разрыв образца является пороговым или катастрофическим физическим явлением, то есть оно происходит при превышении какой-либо физической величиной, в данном случае, приложенной внешней нагрузкой строго определенной величины. С этой точки зрения разрушение материала естественно уподобить термодинамическому (но не термическому, а под внешним механическим воздействием) фазовому переходу.

Термодинамические фазовые переходы делятся на две группы — переходы первого и второго рода. Переходы первого рода происходят в том случае, когда среда при медленном изменении внешних параметров подводится к такому состоянию, в котором сколь угодно малое внешнее воздействие на него, равномерно распределенное по пространству, приводит к переходу образца в качественно другое физическое состояние — другую термодинамическую фазу среды. При этом если внешнее возмущение действует на систему только лишь локально, то фазового перехода не происходит. Характерно, что процесс перехода в другую фазу начинается в некоторых макроскопически малых, равномерно распределенных по объему, занимаемому средой, пространственных областях, которые называются зародышами фазы. Геометрический размер зародыша по порядку величины таков, что абсолютная величина термодинамической флуктуации некоторого интенсивного термодинамического параметра, «резкое» изменение которого как раз характеризует появление нового физического качества в результате фазового перехода, допускает, в сумме с текущим наблюдаемым значением этого параметра, перескок через пороговое значение. Тот факт, что локальное возмущение в среде не приводит к фазовому переходу, связан с тем, что в ней отсутствует внутренний физический механизм, который приводил бы к росту каждого такого зародыша посредством положительной обратной связи. С академической точки зрения фазовый переход первого рода может произойти без появления зародышей так, что новая фаза возникает сразу во всем объеме среды, что означает появление зародыша с линейным размером, порядка размера всей системы. Фазовый переход первого рода характеризуется пороговым значением локального (т. н. интенсивного) термодинамического параметра и поэтому никак не зависит от объема системы.

В противоположность фазовым переходам первого рода, переходы второго рода происходят сразу во всем объеме без появления зародышей новой фазы, и поэтому они не происходят вследствие локальных флуктуаций какой-либо термодинамической величины и пространственных размеров этих флуктуаций. Такие переходы происходят в том случае, когда среда находится в так называемом критическом состоянии. Однако, такого рода критические состояния составляют некоторое исключительное множество в пространстве всех возможных термодинамических состояний изучаемой системы и поэтому само попадание в них в экспериментальных условиях является до некоторой степени теоретической идеализацией. С точки зрения такой идеализации, критическое состояние охватывает весь объем, занимаемый средой, и поэтому фазовый переход происходит сразу во всем объеме, но вместе с тем он так же как и фазовый переход первого рода характеризуется независящим от объема пороговым значением локального термодинамического параметра.

Таким образом, описанное качественное поведение термодинамически большой системы показывает, что, хотя аналогия катастрофического явления разрыва образца под действием внешних сил с термодинамическими фазовыми переходами не лишена смысла, однако, не совсем корректна, так как точки термодинамических фазовых переходов или, более общо, поверхности фазовых переходов на фазовых диаграммах, вообще говоря, не зависят от геометрических размеров образцов материала, в то время как упомянутый выше размерный эффект как раз заключается в том, что пороговое значение упругого напряжения, при котором возникает разрыв образца, зависит, хотя и слабо, от его линейного размера по направлению действия разрывающих его внешних сил.

Известны примеры такого катастрофического поведения, которые имеют чисто геометрический характер. Они связаны с таким явлением, которое называется перколяцией или просачиванием. Такого рода явления характеризуются наличием в системе кластера, который состоит из каким-то образом выделенных ее элементов, между которыми имеется физическая связь. Так как возникновение такого кластера должно охватывать весь объем системы, то, казалось бы в этом случае налицо имеется нелокальность эффекта, а также должен существовать характерный масштаб, который указывает, на каком расстоянии друг от друга проявляется связь между элементами системы. Одной из изучаемых в теории перколяции величин является вероятность просачивания насквозь через систему. Зависимость этой величины от внешних управляющих параметров такова, что при $V \to \infty$ она носит характер закона «0 и 1», когда области изменения параметров, соответствующие нулю и единице, не зависят от величины V, что опять же не согласуется с размерным эффектом.

5. Вычисление вероятности разрушения. Для вычисления вероятности P дискретизуем изучаемую модель. А именно, разобьем образец Ω на кубические ячейки с центрами $\mathbf{x}$, которые образуют в Ω решетчатое множество. Ребро куба каждой такой ячейки Δ равно d и, соответственно, ее объем равен $v_* = d^3$. Вместо пуассоновского точечного случайного поля будем рассматривать бернуллиевское случайное поле на сформированном решеточном множестве. Будем считать, что при действии на образец внешней силы с поверхностной плотностью p и, следовательно, p представляет собой упругое напряжение, действующее на границу каждой из ячеек в направлении одного из ребер. Трещина зарождается в какой-то из ячеек, если в ней количество пор превышает величину m_*. Эта величина рассчитывается на основе (3),

$$m_* = v_*/h^3 = (d/h)^3\,. \tag{3}$$

Следовательно, рост трещины начинается в том случае, если в образце хрупкого материала найдется ячейка Δ, в которой число пор m превосходит критическое значение m_*.

Представим вероятность P разрушения в виде $P = 1 - \bar{P}$, где $\bar{P}$ – вероятность того, что во всех ячейках образца случайное число $\tilde{m}$ пор не превосходит m_*. Так как, по предположению, при распределении пор по ячейкам случайное число $\tilde{m}$ попавших в конкретную ячейку пор не зависит от всех остальных ячеек, то обозначив $\bar{P}_*$ вероятность попадания в конкретную ячейку числа пор, меньшего m_*, получим $\bar{P} = \bar{P}_*^N$. Тогда $P = 1 - \bar{P}_*^N$. Используя (1), находим

$$\bar{P}_* = \exp\Big(-\rho|\Delta|\Big)\sum_{m=0}^{m_*-1}\frac{(\rho|\Delta|)^m}{m!} = 1 - \exp\Big(-\rho|\Delta|\Big)\sum_{m=m_*}^{\infty}\frac{(\rho|\Delta|)^m}{m!}\,. \tag{4}$$

Число $m_* \gg 1$ очень велико. Для размеров ячейки Δ порядка 10^{-6} см, в ней может находиться порядка $10^2 \div 10^3$ пор. Тогда $m_* \approx 10^2$. Воспользуемся приближением числа $m_*!$ на основе асимптотической формулы Стирлинга. Таким образом,

$$m_*! \approx (2\pi m_*)\left(\frac{m_*}{e}\right)^{m_*}.$$

Оценим сумму в формуле (4)

$$\sum_{m=m_*}^{\infty}\frac{(\rho|\Delta|)^m}{m!} \approx \frac{(\rho|\Delta|)^{m_*}}{m_*!} \approx (2\pi m_*)^{-1/2}\left(\frac{\rho e|\Delta|}{m_*}\right)^{m_*}.$$

Это дает нам следующее приближенное выражение для вероятности $\bar{P}$,

$$\bar{P}_* = (1-\eta)^N\,, \quad \eta \equiv \eta(\rho, p) = \frac{\exp\big[-\rho|\Delta|\big]}{\sqrt{2\pi m_*}}\left(\frac{\rho e|\Delta|}{m_*}\right)^{m_*},$$

где $m_* \ll N$. Формула (2) позволяет выразить вероятность P через физически контролируемые характеристики. Следовательно, вероятность разрыва образца равна

$$P(p, \rho; V) = 1 - (1 - \eta(\rho, p))^{V/d^3}\,.$$

Так как $1 \ll m_* \ll N$, то $(1-\eta)^N \approx \exp(-\eta N)$ и, кроме того, заменим число m_* его приближенным значением $m_* = \rho d^3$. В этом случае, так как $|\Delta| \approx d^3$, то

$$\eta = \left(2\pi\rho d^3\right)^{-1/2}.$$

Тогда вероятность разрыва образца

$$P(p, \rho; V) = 1 - \exp\big(-V\eta(\rho, p)/d^3\big)\,. \tag{5}$$

Для нахождения формулы для предела прочности p_* найдем решение уравнения $P(p, \rho; V) = 1 - \varepsilon$, где число ε является уровнем значимости, $1 > \varepsilon > 0$, и его величина не влияет на характер зависимости величины p_* от физических параметров (в частности, значение $\varepsilon = 1/2$ соответствует *статистическому квантилю*), а только лишь изменяет множитель пропорциональности в этой зависимости. Уравнение (5) эквивалентно $\varepsilon = \exp(-\eta_* N)$, η_* – значение η при $p = p_*$. Следовательно, $\eta_* = |\ln\varepsilon|/N$. Подставляя явное выражение для η_* в это решение и, учитывая зависимость (2), выразив p_* как функцию от ρ и V, находим

$$p_* = kC_0\left(\frac{d_0\rho}{V^2}\right)^{(3\alpha)^{-1}}, \tag{6}$$

где C_0 – безразмерная постоянная.

6. Заключение. В результате проведенного теоретического исследования построена простая теоретическая статистическая модель, описывающая явление хрупкого разрушения материала под воздействием на него внешней нагрузки. В этой модели образование микротрещины критического размера проявляется как следствие наличия в образце достаточно большой флуктуации концентрации пор. Так как величина средней квадратичной флуктуации концентрации пор внутри образца материала связана с величиной самой концентрации, то, в результате, имеется зависимость между концентрацией пор и критическим механическим напряжением (пределом разрывной прочности) материала p_*. Построенная нами модель претендует на предсказание количественных характеристик хрупкого разрушения материала, так как она устанавливает вид указанной зависимости. На основе найденной формулы связи между концентрацией пор и пределом прочности материала, в частности, устанавливается зависимость между пределом прочности и размером образца. Наличие такой зависимости называется в материаловедении *масштабным эффектом*, который, качественно, связан с тем, что увеличение размеров образца приводит к увеличению вероятности появления в какой-то из малых областей внутри него достаточно большой флуктуации, величина которой превосходит критическую величину, начиная с которой происходит разрастание трещины при воздействии на образец материала внешней растягивающей нагрузки, т. е. к увеличению вероятности преодоления локально в этой области внутри материала предела его прочности. Последнее, в конце концов, приводит к зарождению макроскопической трещины с последующим ее разрастанием и разрывом образца.

Список литературы

1. Вирченко Ю. П., Шеремет О. И. 2001. Геометрические модели статистической теории фрагментации. Теор. и мат. физика. 128(2): 161-177.
2. Вирченко Ю. П., Шаполова И. М. 2021. Распределение вероятностей критических напряжений разрыва образцов пористого материала. Прикладная математика & Физика. 53(4): 312–316.
3. Вирченко Ю. П. 1997. Пуассоновские среды. Энциклопедический словарь. Математическая физика. М.: Российская энциклопедия.
4. Batdorf S. B. 1973. A statistical theory for failure of brittle materials under combined stresses. AIAA Paper. 381: 1-5.
5. Batdorf S. B. 1975. Fracture statistics of brittle materials with intergranular cracks. Nucl. Eng. and Des. 35(3): 349-360.
6. Fisher J. C., Hollomon J. M. 1947. A statistical theory of fracture. Metals Technol. 14(5): 1-16.
7. Frenkel Ya. I., Kontorova T. A. 1943. A statistical theory of the brittle strength of real crystals. J. Phys. (Moscow). 7: 108.
8. Gilbert E. N. 1962. The Poisson random medium in statistical physics. Ann. Math. Statistics. 33(3): 958.
9. Griffith A. A. 1921. The Phenomenon of Rupture and Flow in Solids. Phil. Trans. Roy. Soc. of London. A221:163-198.
10. Griffith A. A. 1924. The Theory of Rupture. Proc/ First Inter. Cong. Appl. Mech., Delft. 55.
11. Hellan K. 1984. Introduction to Fracture Mechanics. New York: McGrow-Hill Book Company, 1984.
12. Gilvarry J. J. 1961. Fracture of Brittle Solids. II. Distribution Function for Fragment Size in Single Fracture (Experimental). J.Appl.Phys. **32** (3): 400-410.
13. Gilvarry J. J. 1961. Fracture of Brittle Solids. I. Distribution Function for Fragment Size in Single Fracture (Theoretical). J.Appl.Phys. 32(3): 391-399.
14. Irwin G. 1948. Fracture dynamics. Fracture of Metals. Cleveland: ASM.
15. Mechanics of fracture. 1973. vol.1 /Ed. G.C. Nordoff/ Leugen: Int. Publ.
16. Orowan E. 1950. Fundamentals of brittle behavior of metals. Fatigue and Fracture of Metals. New York: Willey.
17. Weibull W. 1949. A statistical representation of fatigue failure in solids. Trans. Roy. Inst. Tech. (Stocholm). 27: 27-43.
18. Virchenko Yu. P., 1998. Percolation Mechanism of Material Ageing and Distribution of the Destruction Time. Functional Materials. 5(1): 7-13.
19. Virchenko Yu. P., Sheremet O.I. 1999. The formation of destruction time distribution of material ageing by statistically independent perturbations. Functional Materials. 1999. 6(1): 5-12.
20. Weibull W.A. 1939. A statistical theory of the strength of materials. Proc. Roy. Swed. Inst. Eng. Res. 151: 5-45.
21. Zaiman J. M. 1979. Models of disorder. Theoretical physics of homogeneously disordered systems. New York: Cambridge University Press, 525.

References

1. Virchenko Yu. P., Sheremet O. I. 2001. Geometric models of statistical theory of fragmentation. Theoretical and mathematical physics. 128(2): 161-177.
2. Virchenko Yu. P., Shapolova I. M. 2021. Probability distribution of critical tensile strengthes of porous samples. Applied Mathematics & Phisics. 53(4): 312–316.
3. Virchenko Yu.P. 1997. Poissonian media. Encyclopedian Dictionary. Mathematical Physics. Moscow: Russian Encyclopedia.
4. Batdorf S. B. 1973. A statistical theory for failure of brittle materials under combined stresses. AIAA Paper. 381: 1-5.
5. Batdorf S. B. 1975. Fracture statistics of brittle materials with intergranular cracks. Nucl. Eng. and Des. 35(3): 349-360.
6. Fisher J. C., Hollomon J. M. 1947. A statistical theory of fracture. Metals Technol. 14(5): 1-16.
7. Frenkel Ya. I., Kontorova T. A. 1943. A statistical theory of the brittle strength of real crystals. J. Phys. (Moscow). 7: 108.
8. Gilbert E. N. 1962. The Poisson random medium in statistical physics. Ann. Math. Statistics. 33(3): 958.
9. Griffith A. A. 1921. The Phenomenon of Rupture and Flow in Solids. Phil. Trans. Roy. Soc. of London. A221:163-198.
10. Griffith A. A. 1924. The Theory of Rupture. Proc/ First Inter. Cong. Appl. Mech., Delft. 55.
11. Hellan K. 1984. Introduction to Fracture Mechanics. New York: McGrow-Hill Book Company, 1984.
12. Gilvarry J. J. 1961. Fracture of Brittle Solids. II. Distribution Function for Fragment Size in Single Fracture (Experimental). J. Appl. Phys. 32(3): 400-410.
13. Gilvarry J. J. 1961. Fracture of Brittle Solids. I. Distribution Function for Fragment Size in Single Fracture (Theoretical). J. Appl. Phys. 32(3): 391-399.
14. Irwin G. 1948. Fracture dynamics. Fracture of Metals. Cleveland: ASM.
15. Mechanics of fracture. 1973. vol.1 /Ed. G.C. Nordoff/ Leugen: Int. Publ.
16. Orowan E. 1950. Fundamentals of brittle behavior of metals. Fatigue and Fracture of Metals. New York: Willey.
17. Weibull W. 1949. A statistical representation of fatigue failure in solids. Trans. Roy. Inst. Tech. (Stocholm). 27: 27-43.

18. Virchenko Yu. P., 1998. Percolation Mechanism of Material Ageing and Distribution of the Destruction Time. Functional Materials. 5(1): 7-13.
19. Virchenko Yu. P., Sheremet O.I. 1999. The formation of destruction time distribution of material ageing by statistically independent perturbations. Functional Materials. 1999. 6(1): 5-12.
20. Weibull W.A. 1939. A statistical theory of the strength of materials. Proc. Roy. Swed. Inst. Eng. Res. 151: 5-45.
21. Zaiman J. M. 1979. Models of disorder. Theoretical physics of homogeneously disordered systems. New York: Cambridge University Press, 525.

Конфликт интересов: о потенциальном конфликте интересов не сообщалось.
Conflict of interest: no potential conflict of interest related to this article was reported.

Поступила в редакцию 06.05.2022
Поступила после рецензирования 10.06.2022
Принята к публикации 14.06.2022

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Вирченко Юрий Петрович – доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры программного обеспечения вычислительной техники и автоматизированных систем, Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова
ул. Костюкова, 46, Белгород, 308012, Россия
E-mail: virch@bsu.edu.ru

Шаполова Ирина Михайловна – аспирант второго года обучения института инженерных и цифровых технологий, Белгородский государственный национальный исследовательский университет
Ул. Победы, 85, Белгород, 30801, Россия
E-mail: shapolova@bsu.edu.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Yuri Virchenko – PhD in Physics and Mathematics, Professor,Professor of the Department of Software for Computing Machinery and Automated Systems, Belgorod State Technological University named after V. G. Shukhova, Belgorod, Russia

Irina Shapolova – postgraduate student of the second year of study at the Institute of Engineering and Digital Technologies, Belgorod National Research University, Belgorod, Russia