

ПОРОГ ПЕРКОЛЯЦИИ В ПОЛИМЕРНЫХ НАНОКОМПОЗИТАХ

© 2021 г. В. И. Иржак*

*Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Московская область, 142420 Россия*

**e-mail: irzhak@icp.ac.ru*

Поступила в редакцию 30.06.2020 г.

После доработки 04.08.2020 г.

Принята к публикации 12.08.2020 г.

Проанализированы два подхода к расчету величины порога перколяции в полимерных нанокompозитах – теория исключенного объема и модель, предложенная Ли и Кимом. Показано, что первый подход позволяет получать ориентировочную оценку порога, а второй приводит к простым формулам, которыми можно пользоваться, но с существенными поправками. Во-первых, необходимо учитывать результат решения задачи об узлах на решетке, во-вторых, более корректно усреднять ориентацию анизодиаметричных наночастиц. Проанализирована роль межфазных слоев.

DOI: 10.31857/S0023291221010067

ВВЕДЕНИЕ

Широкое использование полимерных нанокompозитов (НК), стартовавшее в последней четверти прошлого века, привлекло внимание к проблеме порога перколяции [1–6].

Характерной особенностью НК является резкое изменение свойств в узком диапазоне концентраций наночастиц (НЧ). Рост вязкости трактуется как образование упругой сетки [7]. Формирование сетки проявляется также в механических, электрофизических и других свойствах композитов [8–13]. Для этих свойств формирование сетки формулируется как перколяция, или протекание.

Теория перколяции [14, 15] основана на идее, что при увеличении объемной концентрации ϕ НЧ объединяются в постоянно увеличивающиеся кластеры и, когда достигается определенное значение ϕ_c , образуют бесконечную структуру – перколяционный кластер. Значение ϕ_c называется порогом перколяции.

Все кластеры имеют фрактальную структуру. “Путешествие” по связям, соединяющим НЧ в конечном кластере ($\phi < \phi_c$), неизбежно приводит к терминальным ветвям (“хвостам”). Перколяционный кластер ($\phi \geq \phi_c$) соединяет противоположные границы образца, хотя число “хвостов” в его структуре может быть большим. Порог перколяции определяется соотношениями¹ (1):

$$\sigma \propto \begin{cases} 0, & \phi < \phi_c \\ (\phi - \phi_c)^\beta, & \phi \geq \phi_c. \end{cases} \quad (1)$$

Вводится также представление о корреляционной длине (характерном размере) конечного кластера ξ :

$$\xi \propto (\phi_c - \phi)^{-\nu}, \quad \phi < \phi_c.$$

Значения критических показателей β и ν сильно варьируют в зависимости от типа конкретной системы, хотя теоретически для трехмерной системы $\beta = 2$. Фрактальная размерность перколяционного кластера D_f меньше евклидовой размерности пространства D : $D_f = D - \beta/\nu$.

Существует множество подходов к объяснению перколяционного поведения НК, основанных, главным образом, на вычислительных моделях [16–19], но ни одной из них не удалось объяснить все различные экспериментальные результаты, поскольку в таких системах играют роль многие факторы, в частности межфазное взаимодействие [20–22].

ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРКОЛЯЦИОННОЙ СЕТКИ

Как сказано выше, при достижении критической концентрации ϕ_c свойства НК изменяются кардинальным образом, что обусловлено возникновением перколяционного кластера (рис. 1) контактирующих друг с другом НЧ.

Для сферических частиц установлена не зависящая от типа решетки величина порога перколя-

¹ На самом деле зависимость более сложная, во многих случаях S-образная [17].

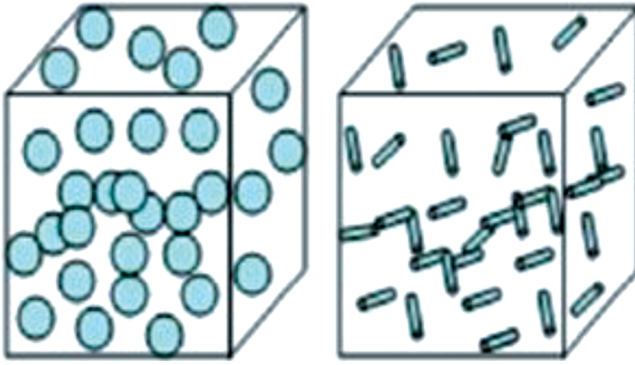


Рис. 1. Схематическое изображение НК с перколяционными кластерами, образованными сферическими и стержнеобразными НЧ [17].

ции $\phi_c \cong 0.16$ с точностью порядка 10% [15]. В случае анизодиаметричных НЧ, таких как нанотрубки и графен, дело обстоит не так просто. Сложность связана с тем, что возможны различные варианты взаимных контактов и ориентации НЧ. В целях ее преодоления предложена теория исключенного объема [1–3].

Основная идея этого подхода заключается в том, что порог перколяции связан не с истинным объемом самого объекта, а с его исключенным объемом. Так, если N_c является критической концентрацией числа объектов в системе, V – объем одного из таких объектов, а $\langle V_c \rangle$ – соответствующий исключенный объем, то свойство инвариантности величины $N_c V$, установленное для перколяции как образование сетки, больше не действительно, но инвариант (то есть нечувствительный к структуре решетки параметр) равен $N_c \langle V_c \rangle$.

В качестве НЧ в работе [23] рассматривается цилиндр, концы которого представляют собой полусферы, что позволяет в пределе получать сферу или стержень. Объем такой частицы V определен уравнением (2)

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3 + \pi r^2 l, \quad (2)$$

$$\langle V_c \rangle = \left[8\left(\frac{4}{3}\right)\pi r^3 + 8\pi l r^2 \right] + 4l^2 r \langle \sin \gamma \rangle_\mu. \quad (3)$$

Таблица 1. Зависимость порога перколяции от угла ориентации НЧ [3]

γ , град	$\sin \gamma$	ϕ_c , об. %
0	0	$16.05 \leq \phi_c \leq 20.53$
30	0.5	$1.00 \leq \phi_c \leq 1.99$
60	0.866	$0.75 \leq \phi_c \leq 1.49$
90	1	$0.58 \leq \phi_c \leq 1.15$

Здесь l – длина, r – радиус цилиндра, $\langle \sin \gamma \rangle_\mu$ – среднее значение для случая, когда диапазон углов ориентации лежит в пределах телесного угла γ вокруг оси z . Вводится понятие аспектного отношения $\chi = l/2r$.

Первый член в формуле (3) – исключенный объем, окружающий НЧ, а второй был предложен [24] для характеристики влияния распределения ориентаций на исключенный объем при условии $l \gg r$. Для исключенного объема системы объектов авторы [3] получили нижнюю оценку 1.4 путем моделирования системы бесконечно тонких цилиндров и верхнюю границу 2.8 для случая $\chi = l/2r \rightarrow 1$. Таким образом, ϕ_c находится в пределах

$$1 - \exp\left(\frac{-1.4V}{\langle V_c \rangle}\right) \leq \phi_c \leq 1 - \exp\left(\frac{-2.8V}{\langle V_c \rangle}\right). \quad (4)$$

В работе [3] получена связь величины порога перколяции с ориентацией цилиндрических частиц (табл. 1).

Заметим, этот подход должен учитывать, что для достижения порога перколяции достаточно иметь относительно небольшую долю, порядка 30%, контактирующих элементов [15].

Идеология исключенного объема, выражаемая уравнением (4), определяет “геометрические” пределы порога перколяции. Истинные значения ϕ_c могут отличаться от них достаточно сильно. В частности, это связано с наличием в НК межфазных слоев, “прокладок” матрицы между НЧ.

РОЛЬ МЕЖЧАСТИЧНЫХ СЛОЕВ

Толщина слоя δ между частицами вносит относительно малый вклад в эффективные свойства композитов, содержащих микрочастицы, но поскольку δ может быть сравнима с размером НЧ, ее потенциальное влияние в НК существенно. В частности, перколяция может иметь место при объемных долях ниже теоретических пороговых значений из-за возможности передачи внешнего воздействия через последовательность НЧ–прослойка–НЧ, другими словами, “псевдоперколяционный” контакт [23].

Естественно, в этом случае величина ϕ_c будет зависеть от свойств среды и различна для физически разных способов испытаний. Так, “реологический” порог перколяции в НК углеродные нанотрубки (УНТ)/полиметилметакрилат составляет 0.12 мас. %, тогда как по данным об электропроводности он равен 0.39 мас. % [6]. Этот факт, как считают авторы, обусловлен крайне низкой проводимостью полимерной матрицы, с одной стороны, и участием нанотрубок в образовании макромолекулярной сетки зацеплений, с другой.

Электропроводность в полимерных НК осуществляется посредством туннельного эффекта:

хотя соседние НЧ напрямую не связаны, проводимость может реализовываться посредством прыжков электронов между ними [25]. Вероятность процесса электронного туннелирования p определяет формула

$$p = p_0 \exp(-2\delta/\varepsilon). \quad (5)$$

Здесь p_0 – константа, ε – характерная длина туннелирования, обычно величина порядка нескольких нм.

При этом критические значения δ отвечают соотношениям $\delta_c/l \propto \chi^{-2}$ для стержней и $\delta_c/D \propto \chi^{-1}$ для дисков [25]. В случае дисков $\chi = D/t$, т.е. это отношение диаметра диска к его толщине.

Если перколяционный механизм электропроводности более или менее ясен, то объяснить псевдоперколяционный эффект применительно к механическим свойствам гораздо труднее. Как показало микромеханическое моделирование композита “параллельные стержни в матрице”, с увеличением модуля упругости межфазного слоя толщиной около 15 нм наблюдается рост как трансверсального, так и продольного модулей. При этом механический перколяционный эффект проявлялся даже при умеренной жесткости межфазного слоя [23].

Порог электрической перколяции является нижним пределом порога жесткости. Действительно, когда проводящий путь сформирован, составляющие его УНТ еще лабильны и не могут нести нагрузку. Только ту концентрацию, которая обеспечивает достаточно сильные взаимодействия между УНТ для образования жесткой связи, можно рассматривать как порог перколяции. Согласно [26] “механический” $\varphi_c = 8.2/\chi$, “электрический” – $5.8/\chi$.

В работе [27] приведены следующие данные: “реологический” порог перколяции в случае двумерных НЧ (дисков) равен $1.27/\chi$, “механический” $1.6/\chi$. Последнее соотношение практически совпадает с критической концентрацией перекрытия для дисков, полученной из простых соображений концепции исключенного объема: $\varphi_c = \pi/2\chi$ [24].

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПЕРКОЛЯЦИИ

Различные теоретические подходы, такие как предложенные в [18, 23, 28–37], логически и математически довольно сложны, хотя лежащая в их основе модель проста: это формирование сетки. Однако согласно принципу бритвы Оккама “не следует множить сущее без необходимости”. Поэтому рассмотрим простую модель.

Простейший аналитический подход к вычислению порогового значения перколяции предложили Ли и Ким [38].

Суть их модели сводится к следующему. Весь объем системы делится на кубические элементы с длиной ребра L . Каждый куб содержит одну проводящую НЧ. Общее число кубических элементов равно общему количеству НЧ. Объемная доля наполнителя φ равна:

$$\varphi = \frac{V_{NP}}{L^3}, \quad (6)$$

где V_{NP} объем НЧ.

Если L равно сумме геометрического размера частицы (например, диаметра шара D) и толщины слоя δ матрицы, который обеспечивает туннельную передачу заряда, то весь объем станет проводящим. Согласно [38] это порог перколяции:

$$\varphi_c = \frac{V_{NP}}{(D + \delta)^3}. \quad (7)$$

Порог перколяции φ_{c3} для трехмерных проводящих сферических НЧ равен [38, 39]:

$$\varphi_{c3} = \frac{\pi D^3}{6(D + \delta)^3} \rightarrow \frac{\pi}{6} \cong 0.523 \quad (8)$$

при $D \gg \delta$.

Двумерные НЧ, содержащиеся в полимерных НК, моделировали тонкими круглыми пластинками толщиной t и диаметром D , диспергированными в матрице [18, 19]. Если дробь $D/t = \chi$, представляющая собой аспектное отношение, больше 1, необходимо учитывать ориентацию НЧ.

Порог перколяции φ_{c2} в случае двумерных НЧ определится как

$$\varphi_{c2} = \frac{\pi D^2 t}{4 \langle \cos^2 \gamma \rangle (D + \delta)^3} \rightarrow \frac{27\pi}{4\chi} = \frac{21.2}{\chi}, \quad (9)$$

где γ – угол между направлениями ориентации НЧ и образца, угловые скобки обозначают усреднение; в трехмерном пространстве для случайного распределения ориентации $\langle \cos^2 \gamma \rangle = 1/3$.

Итак, φ_{c2} обратно пропорционально аспектному отношению χ .

Одномерные НЧ, содержащиеся в полимерных НК, моделировали тонкими стержнями с толщиной d и длиной l , $\chi = l/d$ [40]. Порог перколяции, φ_{c1} , определяется как

$$\varphi_{c1} = \frac{\pi d^2 l}{4 \langle \cos^2 \gamma \rangle (l + \delta)^3} \rightarrow \frac{27\pi}{4\chi^2}. \quad (10)$$

Однако в [1] высказано мнение, что $\varphi_{c1} \propto \chi^{-1}$ при $\chi \leq 15$, в случае больших значений аспектного отношения $\varphi_{c1} \propto \chi^{-2}$.

Естественно, порог перколяции зависит от конкретных размерных характеристик НЧ и их

Порог перколяции, об. %

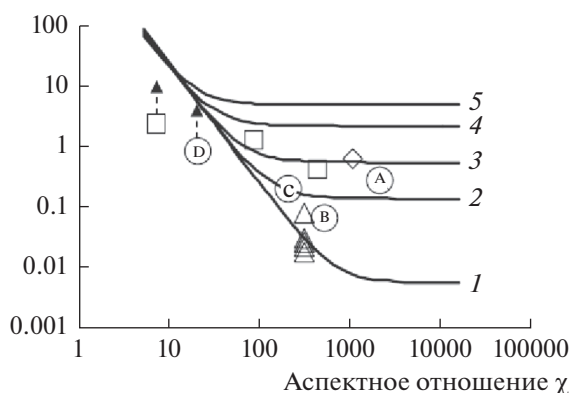


Рис. 2. Связь значений порога перколяции с параметрами χ и ϵ . Кривые – расчет по (11) при $\epsilon = 0.01$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3), 0.2 (4) и 0.4 (5) [41]; точки – экспериментальные данные для многослойных УНТ в эпоксидной матрице: A, B, C, D [41]; \square [43]; \diamond [44]; \triangle [45].

распределения (степени диспергирования) в матрице НК. Повышение степени диспергирования НЧ в полимерной матрице может снизить значение порога перколяции. На рис. 2 представлены данные [41] по влиянию степени диспергирования и аспектного отношения χ частиц на величину ϕ_{c1} . Авторы этой работы рассмотрели поведение цилиндрических НЧ, используя модифицированные (с учетом агрегации) формулы (8) и (10): предполагалось, что агрегированные НЧ образуют сферические клубки. Это приближение является упрощением экспериментально наблюдаемых агломератов и не учитывает факты изогнутости УНТ и наличия их трехмерной сетки. Однако ранее такую модель успешно применяли для изучения влияния сферических включений на упругие свойства композитов, армированных УНТ [8, 42].

Итак, если объемная доля ϵ цилиндрических частиц наполнителя включена в сферические агломераты, то

$$\phi_c = 0.523\epsilon + (1 - \epsilon) \frac{21.2}{\chi^2}. \quad (11)$$

Как видно, с ростом χ значения ϕ_c выходят на плато, и только агрегация становится решающим фактором. Чем меньше степень агрегации ϵ , то есть чем выше дисперсность НЧ, тем ниже порог перколяции. В то же время значение ϕ_c нечувствительно к размеру агрегатов при $\chi < 10$. Представленные на рис. 2 экспериментальные данные по электропроводности НК на постоянном ([41, 44]) и переменном ([43, 45]) токе, относятся к НЧ, различающимся как аспектным отношением, так и способом смешивания с полимером, следствием чего является разная степень их агрегирования.

В работе [46] (см. также [47, 48]) приведены многочисленные данные по порогу перколяции для полимерных НК, содержащих УНТ (χ порядка 1000) в качестве наполнителя. Они показывают, что, в отличие от других полимеров, в случае эпоксидных матриц значение ϕ_c , как правило, находится в интервале 10^{-3} – 10^{-1} мас. %. Если исходить из модели, то по формуле (10) ϕ_c одиночных УНТ должна быть порядка 10^{-5} , что согласуется с предельными значениями (объемная концентрация многослойных УНТ приблизительно вдвое выше массовой, а в случае однослойных УНТ они близки).

КОРРЕКЦИЯ МОДЕЛИ [49]

На взгляд авторов [41], экспериментальные результаты согласуются с расчетными. Однако если сравнить то, что дает теория, с данными компьютерного моделирования, увидим, что предложенная модель дает завышенные значения ϕ_c . Как уже было сказано, для композита, содержащего случайно расположенные частицы наполнителя сферической формы и близкого размера, значение ϕ_c приблизительно равно 0.16 [15]. В то же время формула (8) дает величину 0.523.

Дело в том, что модель требует, по существу, чтобы для перколяции все элементарные объемы стали проводящими. Между тем, для реализации эффекта перколяции достаточно иметь относительно небольшую долю таких элементарных объемов. Так, в рамках задачи узлов² на кубической решетке эта доля равна примерно 0.31 [15]. Учитывая это обстоятельство, получаем: $0.523 \times 0.31 = 0.162$, т.е. совпадение с данными компьютерного моделирования. Следовательно, каждое рассчитанное в соответствии с моделью значение порога перколяции должно быть умножено на 0.31.

С учетом приведенной выше поправки

$$\phi_{c2} = \frac{6.57}{\chi}, \quad (9a)$$

$$\phi_{c1} = \frac{6.57}{\chi^2}. \quad (10a)$$

Это означает, что расчетные данные, приведенные на рис. 2, завышены, а УНТ агрегированы в большей степени, чем это следует из рисунка.

Кроме того, метод усреднения вызывает сомнения. В работе [28], на которую ссылаются авторы, проведено усреднение по углам ориентации НЧ, отсюда коэффициент 1/3. Но логичнее было бы получить среднее значение порога перколяции, имея в виду прямую зависимость последнего от угла ориентации НЧ γ [3, 50, 51], т.е.

² Согласно теории протекания (перколяции) на решетке в задаче узлов определяют долю проводящих узлов.

$\varphi_{c1} = f(l_\gamma)$, а $\varphi_{c2} = f(D_\gamma)$. Поэтому метод усреднения должен учитывать это обстоятельство. Например, таким образом:

$$\varphi_{c1\gamma} = \frac{\pi d^2 l}{4(l_\gamma + \delta)^3} \rightarrow \frac{\pi}{4\chi^2 \cos^3 \gamma}, \quad (12)$$

где $l_\gamma/l = \cos \gamma$, т.е.

$$\varphi_{c1\gamma} \cos^3 \gamma = \frac{\pi}{4\chi^2}. \quad (13)$$

Соответственно

$$\varphi_{c1} = \langle \varphi_{c1\gamma} \cos^3 \gamma \rangle = B \frac{\pi}{4\chi^2}. \quad (14)$$

Аналогичное соотношение получается для дисков:

$$\varphi_{c2} = \langle \varphi_{c2\gamma} \cos^3 \gamma \rangle = B \frac{\pi}{4\chi}, \quad (15)$$

где $\cos \gamma = D_\gamma/D$.

В свете сказанного выше формула (11) примет вид

$$\varphi_c = 0.162\varepsilon + (1 - \varepsilon) B \frac{\pi}{4\chi^2}. \quad (11a)$$

Вычислить коэффициент B можно, опираясь на данные зависимости $\varphi_{c1} = f(l_\gamma)$. Например, в работе [3] получена связь величины порога перколяции со степенью ориентации цилиндрических частиц $\cos \gamma$ (табл. 1).

Пользуясь этими данными, получаем:

$$\begin{aligned} \varphi_{c1} &= \langle \varphi_{c1\gamma} \cos^3 \gamma \rangle = \\ &= \frac{\sum_\gamma \varphi_{c1\gamma} \cos^3 \gamma}{\sum_\gamma \cos^3 \gamma} = \frac{4 \frac{\pi}{4\chi^2}}{1.774} = 2.25 \frac{\pi}{4\chi^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

По-видимому, угловая зависимость φ_c может объяснить результаты экспериментов [47, 52] по влиянию скорости сдвига на порог перколяции (рис. 3). Как показано в табл. 1, высокой степени ориентации ($\gamma = 0$) соответствует большая величина φ_c . Снижение степени ориентации ведет к существенному уменьшению порога перколяции. Если бы интенсивность перемешивания уменьшала агрегацию и это определяло результаты эксперимента, то эффект был бы обратным: чем выше интенсивность перемешивания, тем ниже порог перколяции.

Теоретическое исследование влияния степени ориентации УНТ на электропроводность с использованием моделирования методом Монте-Карло было проведено в работе [51]. Оказалось, что минимальное удельное сопротивление имело место при невысокой, а не идеальной степени

Проводимость, См/м

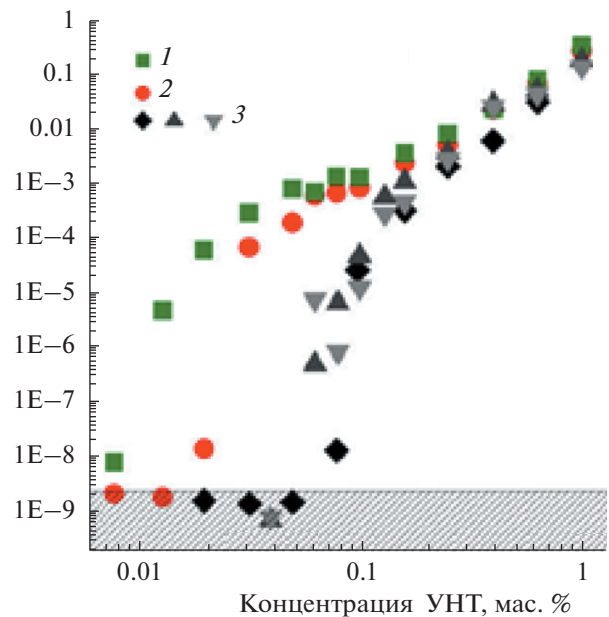


Рис. 3. Проводимость НК многослойные УНТ/эпоксидная смола как функция массовой доли УНТ для образцов, полученных при различной скорости перемешивания дисперсии до отверждения в течение 5 мин при 80°C: 50 (1), 500 (2) и 2000 об./мин (3). Данные [47].

ориентации УНТ в их однослойных и многослойных пленках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение различных подходов к проблеме порога перколяции показывает следующее. Компьютерные модели убедительно решают частные задачи, не всегда поддающиеся обобщению. Идея об исключенном объеме дает возможность получать ориентировочную оценку φ_c . Простую модель Ли и Кима [38] можно использовать для расчета величины порога перколяции полимерных НК, но с существенными поправками [49]: во-первых, необходимо учитывать множитель 0.31 [15], во-вторых, более корректно усреднять ориентацию анизодиаметричных НЧ. Как следствие, уравнение (11a) приводит к более низким значениям порога перколяции, чем получаемые из (11), но в пределах одного десятичного порядка. При этом надо подчеркнуть, что уравнение (13) и аналогичное уравнение для дисков являются инвариантами, не зависящими от угла ориентации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПХФ РАН (регистрационный номер темы АААА-А19-119032690060-9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Balberg I., Anderson C.H., Alexander S., Wagner N. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. P. 3933.
2. Balberg I. // Philosoph. Mag. B. 1987. V. 56. P. 991.
3. Celzard A., McRae E., Deleuze C., Dufort M., Furdin G., Maréché J.F. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 6209.
4. Pukánszky B. // Compos. 1990. V. 21. P. 255.
5. Youngs I.J. // J. Phys. D. 2003. V. 36. P. 738.
6. Du F., Scogna R.C., Zhou W., Brand S., Fischer J.E., Winey K. // Macromolecules. 2004. V. 37. P. 9048.
7. Hobbie E.K., Fry D.J. // J. Chem. Phys. 2007. V. 126. 124907.
8. Kozlov G.V., Dolbin I.V. // J. Appl. Mech. Techn. Phys. 2018. V. 59. P. 765.
9. Козлов Г.В., Долбин И.В. // Изв. вузов. Физика. 2018. Т. 61. № 5. С. 151.
10. Martin-Gallego M., Bernal M.M., Hernandez M., Verdejo R., Lopez-Manchado M.A. // Eur. Polym. J. 2013. V. 49. P. 1347.
11. Shi B., Dong L., Li M., Liu B., Kim K., Xu X., Zhou J., Liu J. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. 041902.
12. Marsden A.J., Papageorgiou D.G., Vallés C., Liscio A., Palermo V., Bissett M.A., Young R.J., Kinloch I.A. // 2D Mater. 2018. V. 5. 032003.
13. Wang S., Liang R., Wang B., Zhang C. // Carbon. 2009. V. 47. P. 53.
14. Stauffer D., Aharony A. Introduction to Percolation Theory. London: Taylor and Francis, 1994.
15. Эфрос А.Л. Физика и геометрия беспорядка. М.: Наука, 1982.
16. Spanos P., Elsbernd P., Ward B., Koenck T. // Philos. Trans. R. Soc. A. 2013. V. 371. 20120494.
17. Rahaman M., Aldalbah A., Govindasami P., Khanam N.P., Bhandari S., Feng P., Altalhi T. // Polymers. 2017. V. 9. P. 527.
18. Ni X., Hui C., Su N., Jiang W., Liu F. // Nanotechnology. 2018. V. 29. 075401.
19. Ni X., Hui C., Su N., Cutler R., Liu F. // Nanotechnology. 2019. V. 30. 185302.
20. Yan K.Y., Xue Q.Z., Zheng Q.B., Hao L.Z. // Nanotechnology. 2007. V. 18. 255705.
21. Wang Y., Yang C., Pei Q.-X., Zhang Y. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2016. V. 8. P. 8272.
22. Deng H., Wu F., Chen L., Xu Z.W., Liu L.S., Yang C.Y., Mai W., Cheng B.W. // J. Appl. Polym. Sci. 2014. V. 131. 41164.
23. Baxter S.C., Robinson C.T. // Compos. Sci. Technol. 2011. V. 71. P. 1273.
24. Onsager L. // Ann. N.Y. Acad. Sci. 1949. V. 51. P. 627.
25. Ambrosetti G., Grimaldi C., Balberg I., Maeder T., Danani A., Ryser P. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. 155434.
26. Chen Y., Pan F., Guo Z., Liu B., Zhang J. // J. Mech. Phys. Solids. 2015. V. 84. P. 395.
27. Plummer C.J.G., Rodlert M., Bucaille J.-L., Grünbauer H.J.M., Månson J.-A.E. // Polymer. 2005. V. 46. P. 6543.
28. Nadvir R., Fernandes R.M.F., Ochbaum G., Dai J., Buza-glo M., Varenik M., Regev O. // Polymer. 2018. V. 153. P. 52.
29. Kale S., Karimi P., Sabet F.A., Jasiuk I., Ostoja-Starzewski M. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. 085104.
30. Gharehnozifam Z., Baniassadi M., Abrinia K., Karimpour M., Baghani M. // Int. J. Appl. Mech. 2016. V. 08. 1650055.
31. Soto M., Esteva M., Martínez-Romero O., Baez J., Elías-Zúñiga A. // Materials. 2015. V. 8. P. 6697.
32. Chen Y., Pan F., Wang S., Liu B., Zhang J. // Compos. Struct. 2015. V. 124. P. 292.
33. Mutlay İ., Tudoran L.B. // Fuller. Nanotub. Carbon Nanostr. 2014. V. 22. P. 413.
34. Lu W., Chou T.-W., Thostenson E.T. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. 223106.
35. Seidel G.D., Lagoudas D.C. // J. Compos. Mater. 2009. V. 43. P. 917.
36. Balberg I. // J. Phys. D. 2009. V. 42. 064003.
37. White S.I., DiDonna B.A., Mu M., Lubensky T.C., Winey K.I. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. 024301.
38. Li J., Kim J.-K. // Compos. Sci. Technol. 2007. V. 67. P. 2114.
39. Zhang B., Yu Y., Liu Y., Huang Z.-D., He Y., Kim J.-K. // Nanoscale. 2013. V. 5. P. 2100.
40. Li J., Ma P.C., Sze C.W., Kai T.C., Tang B.Z., Kim J.K. // Proc. 16th Int. Conf. on Composite Materials. CM-16. Kyoto, Japan. 2007. <http://hdl.handle.net/1783.1/50129>.
41. Li J., Ma P.C., Chow W.S., To C.K., Tang B.Z., Kim J.-K. // Adv. Funct. Mater. 2007. V. 17. P. 3207.
42. Shi D.-L., Feng X.-Q., Huang Y.Y., Hwang K.-C., Gao H. // J. Eng. Mater. Technol. 2004. V. 126. P. 250.
43. Kim Y.J., Shin T.S., Choi H.D., Kwon J.H., Chung Y.C., Yoon H.G. // Carbon. 2005. V. 43. P. 23.
44. Allaoui A., Bai S., Cheng H.M., Bai J.B. // Compos. Sci. Technol. 2002. V. 62. P. 1993.
45. Bai J.B., Allaoui A. // Compos.: Part A. 2003. V. 34. P. 689.
46. Combessis A., Bayon L., Flandin L. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. 011907.
47. Bauhofer W., Kovacs J.Z. // Compos. Sci. Technol. 2009. V. 69. P. 1486.
48. Spitalsky Z., Tasis D., Papagelis K., Galiotis C. // Prog. Polym. Sci. 2010. V. 35. P. 357.
49. Иржак В.И. // Журн. физ. химии. 2020. Т. 94. С. 1228.
50. Du F., Fischer J.E., Winey K.I. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. 121404.
51. Behnam A., Guo J., Ural A. // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. 044313.
52. Kovacs J.Z., Velagala B.S., Schulte K., Bauhofer W. // Compos. Sci. Technol. 2007. V. 67. P. 922.