

УДК 541.64:539.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ЭЛАСТОМЕРА С ТВЕРДЫМ НАПОЛНИТЕЛЕМ ЗЕРНИСТОГО ТИПА С УЧЕТОМ ХАРАКТЕРНЫХ РАЗМЕРОВ ВКЛЮЧЕНИЙ

© 1994 г. А. Л. Свистков

Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук

614061 Пермь, ул. Ак. Королева, 1

Поступила в редакцию 25.06.93 г.

Предложено моделировать процессы появления повреждений в наполненных эластомерах по термофлуктуационному механизму и использовать для их описания аппарат теории вероятностей. Показано, что следствием такого подхода является зависимость процессов накопления повреждений от размеров частиц наполнителя. Дополнительная гипотеза о прорастании дефектов с поверхности включений позволяет объяснить зависимость прочностных характеристик от вида наполнителя и установить связь между суммарной поверхностью включений и особенностями разрушения материала.

Хорошо известен факт существенного влияния размеров частиц наполнителя и их вида на прочность и особенности разрушения наполненных эластомеров. Для его объяснения в настоящей работе рассматривается следующая гипотеза: эффект повышения прочности эластомерного материала при уменьшении размеров частиц наполнителя связан с двумя факторами: кинетико-статистической природой прочности, в основе которой лежат термофлуктуации на микроскопическом уровне с малыми временами жизни и с малыми характерными размерами (фактор I), и с прорастанием каждого нового дефекта в структуре (на микроскопическом уровне) с внутренних границ эластомерной матрицы (фактор II). Под внутренними границами здесь понимаются поверхности частиц наполнителя, вакуолей, трещин и других дефектов или инородных тел. Прочностные характеристики внутренних границ связующего формируются на стадии изготовления материала и зависят от свойств взаимодействующих сред.

Первый фактор позволяет объяснить механизм повышения прочности наполненных эластомеров по сравнению с прочностью самой матрицы, зависимость от размеров частиц наполнителя. Второй – расшифровать связь прочности с видом наполнителя, спецификой обработки его поверхности.

ДЕЙСТВИЕ ФАКТОРА I

Вначале остановимся на физической сущности явления. Понимание прочности с кинетических позиций (в основе которых лежат представления о термофлуктуациях материала) высказано в конце 60-х годов [1]. С тех пор появилось множе-

ство статей и монографий, теорий и экспериментов с кинетической трактовкой явления разрушения. Данные о них занесены, в том числе, в энциклопедии [2]. Высказана гипотеза о том, что в основе масштабных эффектов прочности лежат термофлуктуационные явления [3]. Однако подавляющее большинство работ не использует понятия случайных величин и аппарат теории случайных процессов.

Следует отметить, что термофлуктуации имеют малые геометрические размеры и характеризуются малыми временами жизни. Этот момент очень существен, что видно из следующего примера. Характерный размер субмикроскопических трещин измеряется величинами, соизмеримыми со значением 10^{-7} м. Средний “период” собственных колебаний атомов описывается временами, сравнимыми с интервалом 10^{-13} с. Возьмем эти величины за основу. Предположим, что вероятность появления флуктуации, приводящей к образованию субмикроскопического дефекта в объеме материала $V_\Phi = 10^{-7}$ м $\times 10^{-7}$ м $\times 10^{-7}$ м = 10^{-21} м³ за интервал времени $\Delta t_\Phi = 10^{-13}$ с, равна значению $P_\Phi = 10^{-24}$. Это практически невозможное событие. Кажется, что субмикроскопические дефекты в полимере при таких условиях появиться не могут. Однако это только первое впечатление.

Пусть нас интересует вероятность появления субмикроскопического дефекта в области полимера объемом $V = 10^{-9}$ м³ (один кубический миллиметр) за время наблюдения, равное $\Delta t = 1$ с. Объем V состоит из $k = V/V_\Phi$ малых объемов размером V_Φ , в каждом из которых вероятность появления субмикроскопического дефекта на интервале времени Δt_Φ оценивается величиной P_Φ . В свою очередь, весь интервал времени Δt разби-

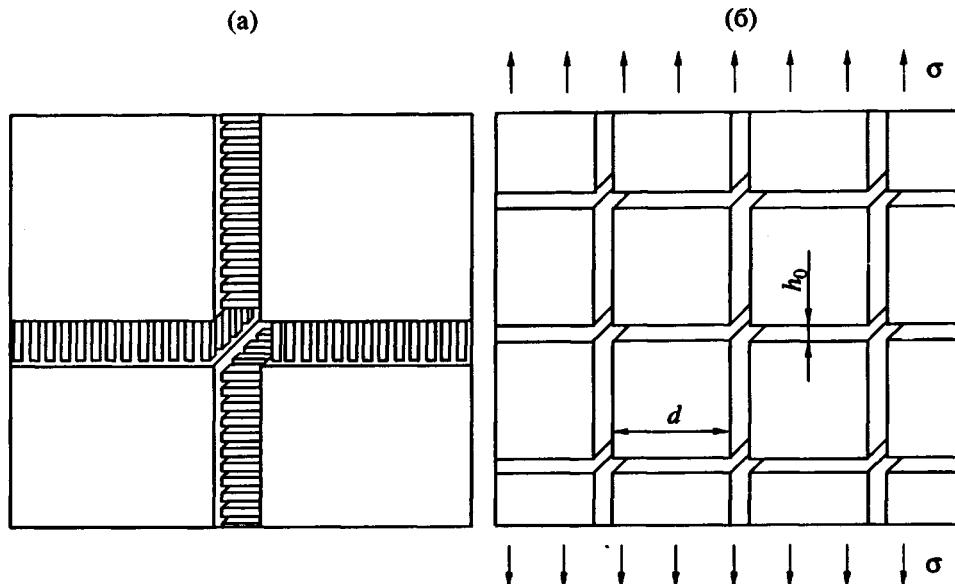


Рис. 1. Схема наполненного эластомерного материала, используемого для иллюстрации механизма повышения прочности композита по сравнению с прочностью связующего: а – расположение тяжей из полимерной матрицы, соединяющей твердые включения; б – расположение кубических включений (в виде правильной кубической решетки).

вается на $m = \Delta t / \Delta t_\phi$ интервалов продолжительностью Δt_ϕ . Таким образом, вероятность того, что в объеме V_ϕ на интервале времени Δt_ϕ не появится субмикроскопический дефект, равна

$$P_\phi^* = 1 - P_\phi.$$

То же самое событие, но для объема V на интервале времени Δt оценивается величиной

$$P_\phi^* = (1 - P_\phi)^{km},$$

а противоположное событие (появление дефектов) будет иметь вероятность

$$P_d = 1 - (1 - P_\phi)^{km} = 0.99995.$$

Следовательно, в полимерном материале объемом 1 мм^3 на интервале времени продолжительностью 1 с по крайней мере один дефект обязательно возникает. Вывод справедлив в случае независимости флюктуаций в рассматриваемых малых объемах и малых интервалах времени.

Это всего лишь очень упрощенный качественный пример. Реальная действительность требует более аккуратного математического описания. Но главная цель достигнута. Показано, что малые геометрические размеры и малые времена жизни флюктуаций делают практически невозможные события на субмикроскопическом уровне естественными для реальных размеров материала и реальных времен наблюдения.

Теперь продемонстрируем, как случайный характер процесса может приводить к повышению прочности композита по сравнению с прочностью связующего. С этой целью рассмотрим очень удобный для вычислений структурно неод-

нородный материал (рис. 1). На практике такие материалы не создавались и вряд ли когда-либо будут созданы. Но композит с предложенной структурой очень прост с точки зрения проведения выкладок и очень наглядно позволяет выявить действие интересующего нас фактора в формировании прочностных свойств.

Материал состоит из кубических абсолютно твердых включений, расположенных в виде правильной решетки в пространстве с одинаково направленными гранями. Частицы наполнителя находятся на одинаковом расстоянии друг от друга и соединены множеством тонких тяжей связующего, каждый из которых работает в режиме одноосного растяжения–сжатия. Между тяжами находится пустое пространство. Считаем, что на макроскопическом уровне материал растягивается вдоль направления, совпадающего с направлением одного из ребер кубических включений. Обозначим расстояние между частицами наполнителя в ненагруженном и текущем состоянии (вдоль оси макроскопического одноосного нагружения) соответственно символами h_0 и h , сторону кубического включения символом d , суммарную площадь контакта тяжей связующего с одной гранью символом S_k . Расчеты проведем в рамках линейной гуковой модели. Используем следующие численные значения: $S_k = 0.81d^2$, $h_0 = 0.1d$.

Очевидно, что макроскопическая деформация композита вдоль оси растяжения определяется выражением

$$\varepsilon = \frac{h - h_0}{d + h_0},$$

в то время как деформация тяжа, оказывающего сопротивление, равна

$$\epsilon_t = \frac{h - h_0}{h_0}.$$

В нашем примере это означает связь

$$\epsilon_t = \frac{(d + h_0)}{h_0} \epsilon = 11\epsilon. \quad (1)$$

Деформация тяжей намного превышает макроскопическую деформацию композита. То же самое можно сказать и о скорости деформирования тяжей и скорости макроскопического деформирования.

Иной ситуация оказывается для усилий. Макроскопическое напряжение σ композита вдоль оси растяжения связано с напряжением в нагруженных тяжах σ_t отношением

$$\sigma = \frac{\sigma_t S_k}{(d + h_0)^2}. \quad (2)$$

В числителе дроби (2) стоит суммарная сила, действующая на грань кубического включения, а в знаменателе – площадь грани ячейки периодичности. После подстановки в равенство значений констант h_0 и S_k получаем связь

$$\sigma_t = \frac{121}{81} \sigma. \quad (3)$$

Таким образом, в противоположность деформациям у рассматриваемого материала нет существенного отличия между эффективными напряжениями композита и микроструктурными напряжениями в деформированных тяжах.

Теперь сравним последнюю важную характеристику. Это соотношение объемов. Объем связующего V_t в ячейке периодичности, приходящегося на тяжи, сопротивляющиеся растяжению (с учетом несжимаемости материала), равен

$$V_t = h_0 S_k.$$

Весь объем V ячейки периодичности задается величиной

$$V = (d + h_0)^3.$$

В результате необходимая нам для вычислений связь принимает вид

$$V_t = \frac{h_0 S_k}{(d + h_0)^3} V = \frac{81}{1331} V. \quad (4)$$

Как и в случае с деформациями, объемы работающего связующего в ячейке периодичности и самой ячейки периодичности сильно отличаются. Это приводит к далеко идущим последствиям.

Пусть вероятность появления повреждения в ячейке периодичности в связующем задается формулой [4]

$$P = 1 - \exp \left\{ - \int_{t_0}^t \int_{V_t} \tau_v(T) (\sigma_t)^{b_v} H(\sigma_t) dV_t dt \right\}, \quad (5)$$

где $H(\dots)$ – функция Хевисайда; t_0 и t – начальный и текущий моменты времени; b_v – константа материала; $\tau_v(\dots)$ – некоторая функция от температуры T (в данной статье не будем уточнять, какая именно). Выводится она из простой математической гипотезы, физический смысл которой сводится к следующему. Вероятность появления повреждения в данной точке материала в данный момент времени зависит только от температуры и действующих напряжений в этой точке в рассматриваемый момент времени [4]. В качестве значения параметра b_v выберем величину $b_v = 3$. На основании формулы (5) легко записать вероятность появления повреждения в ячейке периодичности через параметры V , σ , ϵ' и C_{io} (C_{io} – модуль Юнга связующего; ϵ' – макроскопическая скорость деформирования композита)

$$P = 1 - \exp \left\{ - \tau_v(T) \frac{1}{4} \frac{11^4}{81^3} \frac{V \sigma^4}{C_{io} \epsilon'} \right\}. \quad (6)$$

При взятии интеграла по времени в выражении (5) учитывалась связь между напряжениями и деформациями в тяжах

$$\sigma_t = C_{io} \epsilon_t$$

и зависимости (1), (3), (4). Кроме этого, полагалось, что скорость макроскопического деформирования ϵ' постоянна, т.е. выполняется равенство

$$\epsilon = \epsilon'(t - t_0).$$

Но с другой стороны, вероятность появления повреждения в чистом эластомере (без включений, тяжей и т.п.), вычисленная для той же скорости деформирования эластомера ϵ' и в том же объеме V , определяется по формуле

$$P_* = 1 - \exp \left\{ - \tau_v(T) \frac{1}{4} \frac{V \sigma^4}{C_{io} \epsilon'} \right\}. \quad (7)$$

Таким образом, все отличия вероятностей P и P_* заключаются вомножителе $11^4/81^3$ перед выражением σ^4 в равенстве (6). Сравнение выражений (6) и (7) приводит к следующему выводу. Появление первого повреждения в ячейке периодичности композита наиболее вероятно произойдет при действии эффективных напряжений в 2.45 раза больших, чем при нагружении однородного эластомерного материала (в условиях, когда вероятности P и P_* оцениваются одинаковыми величинами). Другими словами, первое повреждение в материале появится при усилии в перегруженных частях эластомерного связующего в 3.67 раза большем (в соответствии с равенством (3)), чем в однородно нагруженном эластомере. Налицо эффект значительного повышения первичных прочностных характеристик в композите по сравнению с однородным материалом. Рассмотренный механизм формирования прочностных свойств существенно влияет и на скорость

роста поврежденности, и на конечный этап разрушения.

Таким образом, повышению прочности композита способствуют: 1) существенное уменьшение объемов связующего (по сравнению с ненаполненным эластомером), противодействующих нагружению (объемов, где возможно появление разрушающих флюктуаций); 2) высокая скорость роста напряжений в перегруженных областях (следовательно, уменьшение интервалов времени при сопоставимых уровнях нагрузления материала, на которых ожидается появление флюктуаций). Расчеты показывают, что понятия пространства и времени столь же существенно влияют на характеристики разрушения, как и величина действующих напряжений. В этом и состоят новые качественные черты понимания явления, к которым приводит представление о разрушении как следствии термофлюктуационных процессов и использование для их описания аппарата теории вероятностей.

ДЕЙСТВИЕ ФАКТОРА II

Хорошо известна другая особенность многих наполненных эластомеров. Их прочность зависит от вида наполнителя и качества обработки его поверхности. По всей видимости, рост степени поврежденности композита, появление каждого нового структурного дефекта являются следствием процессов на границах матрица–включение или матрица–вакуоль.

Предположим, что каждый новый дефект в материале образуется в результате прорастания его с поверхности эластомерного связующего на границе со структурными элементами композита: а) вакуоли появляются в результате флюктуации на границе контакта связующего с частицей наполнителя; б) разрывы матрицы происходят вследствие прорастания трещины с поверхности вакуоли в глубь связующего. В этом случае роль поверхностей в формировании прочностных свойств будет решающей. Поясним это на конкретных расчетах.

Нас будут интересовать особенности математического моделирования условий появления отслоений от включений в рамках линейной гуковой модели. Это позволит выявить основные качественные закономерности процесса, сопоставить их с реальными материалами и исследовать зависимости от размеров частиц наполнителя. Всюду мы будем полагать, что все частицы наполнителя имеют сферическую форму и одинаковые размеры и расположены на большом расстоянии друг от друга. Кроме этого, будем считать, что температура материала во всех ее точках постоянна. Нагружение осуществляется с постоянной скоростью приложения нагрузки.

В соответствии с термофлюктуационными представлениями отслоение матрицы от включе-

ния (образование вакуоли) происходит по вероятностному закону, описываемому формулой [4]

$$P = 1 - \exp \left\{ - \int_{t_0}^t \iint_S \tau(T) \sigma_{\text{от}}^b H(\sigma_{\text{от}}) dS dt \right\}, \quad (8)$$

где P – вероятность появления отслоения на интервале времени $[t_0, t]$ около частицы наполнителя с площадью поверхности S ; $\tau(\dots)$ – некоторая функция от температуры T ; b – константа материала; $\sigma_{\text{от}}$ – скалярная характеристика отрывных усилий на поверхности контакта матрицы с наполнителем. В качестве характеристики отрывных усилий $\sigma_{\text{от}}$ мы будем использовать нормальные составляющие поверхностной силы на границе контакта.

Задача о нагружении бесконечной матрицы, содержащей абсолютно твердое сферическое включение, подробно рассмотрена в работе [4]. Нетрудно установить, что при использовании в качестве параметра b значения $b = 3$ получается хорошо совпадающая с экспериментальными данными зависимость математического ожидания растягивающих на бесконечности напряжений $\langle \sigma_{\infty} \rangle$ (вызывающих отслоение) от радиуса включения r_b [4, 5]

$$\langle \sigma_{\infty} \rangle = \frac{\text{const}}{\sqrt{r_b}}.$$

Рассмотрим процесс накопления отслоений в материале, содержащем N частиц наполнителя. Вероятность P_i отсутствия на i -м включении события появления отслоения на интервале времени $[t, t + \Delta t]$ вычисляется с помощью выражения (8) (с учетом его противоположности)

$$P_i = \exp \left\{ - \int_t^{t + \Delta t} \iint_{S_i} \tau(T) \sigma_{\text{от}}^3 H(\sigma_{\text{от}}) dS_i dt \right\}.$$

Поэтому вероятность P_* отсутствия отслоений на интервале времени $[t, t + \Delta t]$ на всех рассматриваемых N включениях определяется произведением

$$P_* = \prod_{i=1}^N P_i,$$

которое расшифровывается в виде равенства

$$P_* = \exp \left\{ - \sum_{i=1}^N \int_t^{t + \Delta t} \iint_{S_i} \tau(T) \sigma_{\text{от}}^3 H(\sigma_{\text{от}}) dS_i dt \right\}, \quad (9)$$

где величиной S_i обозначена поверхность i -й частицы наполнителя.

Дальнейшее изложение требует использования дополнительной гипотезы. Для существенного упрощения математических вычислений предположим, что отслоение матрицы от включения происходит сразу по всей его поверхности. Это допущение приводит к погрешности в количестве

венном описании явления (как и предположение о возможности описания упругих свойств в рамках гуковой модели). В реальных материалах на каждой частице наполнителя образуется вакуоль вначале на одной части поверхности и лишь с некоторой задержкой на другой. В итоге на каждой частице наполнителя появляются две вакуоли. Однако прогнозируемые особенности явления с использованием высказанного выше упрощения не приводят к существенным погрешностям в расчетах. Для нас же сейчас является главным именно качественная сторона дела (иллюстрация возможности объяснения эффекта зависимости прочности от величины поверхностей включений).

Поскольку все частицы наполнителя одинаковы и расположены на достаточном удалении друг от друга, интегралы

$$J = \frac{1}{4\pi r_b^2} \iint_{S_i} \frac{\sigma_{ot}^3}{\sigma_m^3} H(\sigma_{ot}) dS_i \quad (10)$$

имеют одно и то же значение на всех включениях, где не произошло отслоения матрицы от частиц наполнителя. Эти значения не зависят от радиуса включения r_b и величины эффективной макроскопической нагрузки σ_m . В свою очередь, на отслоенных частицах наполнителя интеграл равен нулю

$$\iint_{S_i} \frac{\sigma_{ot}^3}{\sigma_m^3} H(\sigma_{ot}) dS_i = 0 \quad (11)$$

за счет обращения в нуль подынтегральной функции. Происходит это потому, что напряжения σ_{ot} или равны нулю (на участке, где матрица отошла от поверхности частицы), или имеют отрицательные значения (где имеет место прижатие эластомера к включению и обращается в нуль функция Хевисайда).

Поверхность неотслоенных частиц вычисляется по формуле

$$S_{n,q} = 4\pi r_b^2 (N - N_*) \quad (12)$$

где N_* – количество отслоенных включений. Поэтому двойной интеграл в формуле (9) с учетом выражений (10) – (12) можно переписать в виде

$$\sum_{i=1}^N \iint_{S_i} \frac{\sigma_{ot}^3}{\sigma_m^3} H(\sigma_{ot}) dS_i = 4\pi r_b^2 (N - N_*) \sigma_m^3 J.$$

Вероятность события, противоположного тому, которое оценивается равенством (9), определяется зависимостью

$$P = 1 - \exp \left\{ - \int_t^{t+\Delta t} 4\pi r_b^2 (N - N_*) \sigma_m^3 \tau(T) J dt \right\} \quad (13)$$

и имеет физический смысл вероятности появления новых отслоений на интервале времени

$[t, t + \Delta t]$ на рассматриваемом ансамбле из N частиц. В случае медленного нагружения материала по сравнению с масштабами времени, измеряемыми величиной Δt , формула (13) может быть записана в более простом виде

$$P \approx 1 - \exp \{ -4\pi r_b^2 (N - N_*) \sigma_m^3 \tau(T) J \Delta t \}. \quad (14)$$

Полученное выражение (14) позволяет оценить скорость накопления повреждений и ее статистические характеристики. Нас интересует увеличение количества отслоенных частиц в представительном объеме материала на представительном интервале времени. Сразу следует отметить, что понимается под терминами "представительный объем материала" и "интервал времени". Во-первых, это такое количество материала, в котором содержится столько включений, что появление ста новых отслоений существенно не изменит макроскопического состояния среды. Во-вторых, это такой интервал времени, в течение которого образуется, как правило, около ста новых отслоений. Естественно, чтобы макроскопическое состояние среды практически не изменилось, в рассматриваемом объеме должно быть порядка десяти тысяч включений. Тогда изменение числа отслоенных частиц на количество, равное ста, означает появление лишь одного процента новых отслоенных частиц от максимально возможного их числа. Если этот объем представляет собой правильный куб, то вдоль его грани располагаются примерно двадцать два включения ($10000^{1/3} \approx 22$). Поэтому высказанное допущение вполне разумно. Для многих технических проблем указанный масштабный уровень (двадцать два включения вдоль одной грани) можно считать точкой при макроскопическом анализе материала.

Количество отслоений, появляющихся на малых интервалах времени Δt_i , является независимой случайной величиной. По центральной предельной теореме, сумма таких чисел (количество появившихся отслоений на всем интервале времени Δt (состоящем из малых интервалов Δt_i) сходится к нормальному распределению

$$\sum_{i=1}^m \Delta t_i = \Delta t.$$

Естественно, что интервалы времени Δt_i должны быть такими, чтобы на каждом из них возникало по крайней мере одно отслоение, а число m было не менее ста ($m \geq 100$). Проверить это несложно имитационным моделированием процесса, генерируя на компьютере случайную реализацию по закону (14). Аналитическое решение полей напряжений вокруг единичного твердого включения известно [6]. Поэтому указанная процедура не составляет большого труда.

Приведем конечный результат имитационного моделирования. Для процесса, определяемого

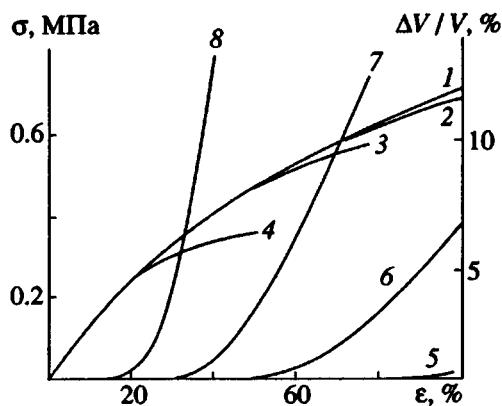


Рис. 2. Влияние размера частиц наполнителя (10% по объему материала) на вид кривых растяжения (1 - 4) и кривые дилатации (5 - 8) полиуретанового каучука, наполненного сферическими включениями [5]: 1 и 5 - углеродная сажа Р33 (0.2 мкм), 2 - 4 и 6 - 8 - полистирол с диаметрами включений 40, 200 и 2000 мкм соответственно. Дилатация вызывается нарушением адгезионных связей.

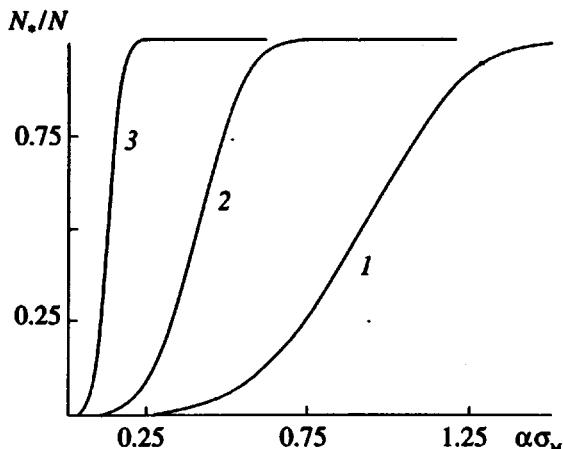


Рис. 3. Зависимость доли отслоенных частиц N^*/N от величины нагрузки σ_m , рассчитанная по формуле (16) для сферических включений с радиусами r_b (1); $5r_b$ (2) и $50r_b$ (3). Символом α обозначена величина $\alpha = (\pi r_b^2 \tau(T) J / \sigma_m)^{0.25}$.

вероятностным законом (14), распределение скорости накопления отслоений подчиняется нормальному закону с математическим ожиданием (обозначим его N'_*), равным

$$N'_* = \frac{dN_*}{dt} = 4\pi r_b^2 (N - N_*) \sigma_m^3 \tau(T) J. \quad (15)$$

При растяжении материала с постоянной скоростью приложения нагрузки σ'_m наиболее вероятная кинетика накопления отслоений описывается уравнением (15) и имеет вид

$$\frac{N_*}{N} = 1 - \exp \left\{ -\pi r_b^2 \tau(T) J \frac{\sigma_m^4}{\sigma'_m} \right\}. \quad (16)$$

На рис. 2 приведены экспериментальные данные по растяжению наполненных эластомеров. График иллюстрирует существенное влияние размеров включений на кривые растяжения и дилатации материала за счет изменения темпов роста поврежденности. Для сравнения на рис. 3 показаны теоретические кривые роста числа отслоенных частиц, определяемые формулой (16). В расчетах не учтены нелинейные свойства материала (большие деформации); последовательное появление двух вакуолей на каждой частице наполнителя; силы поверхностного натяжения (существенно влияющие на особенности поведения границ матрица-включение при очень малых размерах); сделано упрощающее предположение о достаточной удаленности частиц друг от друга. Тем не менее сравнение графиков (рис. 2 и 3)

показывает, что статистический термофлуктуационный подход дает разумное объяснение наблюдаемому явлению (зависимости уровня поврежденности и связанных с ним механических характеристик материала от размеров включений).

Можно идти дальше и описать с термофлуктуационных позиций следующий шаг – кинетику накопления разрывов самой эластомерной матрицы. При этом следует допустить, что разрывы эластомера возникают при прорастании трещин с внутренних границ связующего. Как и в рассматриваемом выше случае, математическим следствием процесса будет зависимость его от суммарной площади поверхностей включений.

Автору представляется, что предлагаемый подход разумен и продуктивен в задачах объяснения и математического моделирования масштабных микроструктурных временных эффектов процесса разрушения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Журков С.Н. // Вестн. АН СССР. 1968. № 3. С. 46.
2. Энциклопедия полимеров / Под ред. Каргина В.Г. М.: Сов. энциклопедия, 1972. Т. 1. С. 754.
3. Петров В.А., Савицкий А.В. // Докл. АН СССР. 1975. Т. 224. № 4. С. 806.
4. Свищков А.Л., Комар Л.А. // Высокомолек. соед. А. 1991. Т. 33. № 11. С. 2385.
5. Gent A.N., Park B. // J. Mater. Sci. 1984. V. 19. P. 1947.
6. Goodier J.N. // J. Appl. Mech. 1934. V. 55. P. 39.

Modeling of Fracture of Particulate-Filled Elastomer Accounting of Characteristic Size of Filler

A. L. Svistkov

*Institute of Mechanics of Continuous Media, Urals Division of Russian Academy of Sciences,
ul. Koroleva 1, Perm', 614061 Russia*

Abstract – A model for appearing of flaws in filled elastomers, based on thermofluctuational mechanism is given; it is proposed to treat it using the methods of the probability theory. It is shown that this approach predicts a dependence of damage accumulation on the size of filler particles. Using additional hypothesis of flaws growing starting from the surface of filler particles, we managed to explain a dependence of composite strength on particular sort of filler and to relate peculiarities of fracture to total surface area of the filler.