Письма в ЖЭТФ, том 52, вып. 4, стр. 871 – 872 *25 августа 1990 г.*

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ РАЗРУШЕНИЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ КОМПОЗИТАХ ВБЛИЗИ ПОРОГА ПРОТЕКАНИЯ

А.Е.Морозовский, А.А.Снарский

В сильно неоднородных композитах, состоящих из "жесткой" и "мягкой" фаз возможна ситуация, при которой деформация композита определяется одной из фаз, а разрушение другой. Найдены параметры критического поведения концентрационной зависимости напряжения разрушения.

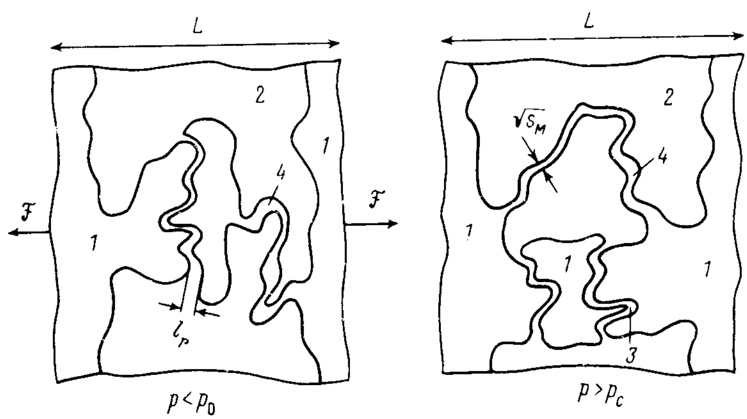
Как хорошо известно, эффективные кинетические коэффициенты (см., например, [1-3]), спектральная плотность $1/f$ шума [4], упругие константы [5], напряжение разрушения [6] вблизи порога протекания обладают критическим поведением. Основной характеристикой такого поведения являются критические индексы. В [6] для определения критических индексов использовались модели типа NLB [7,8], в которых при $p > p_c$ (p – концентрация хорошо проводящей фазы, если речь идет о кинетических явлениях и концентрация жесткой фазы если об упругих свойствах или механическом разрушении) учитываются деформация и разрушение только жесткой фазы, при $p < p_c$ только "эластичной". Ниже показано, что одновременный учет обеих фаз может привести к отличным от полученных в [6] закономерностям и критическим индексам.

Учет деформации одновременно жесткой и эластичной фаз возможен при использовании иерархической модели слабого звена [9], основным положением которой является связь геометрии слабых звеньев с концентрацией

$$\frac{s_M}{l_M L} \sim \tau^t, \quad \frac{s_\Pi}{l_\Pi L} \sim |\tau|^{-q}. \tag{1}$$

где $\tau = (p - p_c)/p_c$.

Модель слабого звена позволила описать целый ряд кинетических явлений вблизи порога протекания [10,11], а также концентрационную зависимость модулей упругости и коэффициента Пуассона [12,13].



Иерархическая модель слабого звена. L^3 – характерный объем случайно-неоднородной среды, $L \approx \xi \approx a_0 |\tau|^{-\nu}$, ξ – корреляционная длина, ν – ее критический индекс. 1 – первая (жесткая) фаза, 2 – вторая (эластичная), 3 – прослойка второй фазы, на которой в основном сосредотачивается приложенная к образцу нагрузка при $p < p_c$, 4 – мостик первой фазы; l_Π – толщина, s_Π – площадь прослойки; l_M – длина, s_M – площадь сечения мостика: $l_\Pi \approx a_0$, $s_M \approx a_0^2$

Определим на основе модели слабого звена критическое поведение напряжения разрушения случайно-неоднородных сред при их растяжении (см. рисунок). Основной деформацией прослойки является сжатие и сдвиг ($l_п/\sqrt{s_п} \ll 1$), мостика – изгиб ($\sqrt{s_M}/l_M \ll 1$). Рассмотрим вначале случай $p < p_c$. Если $\mathcal{F}$ – сила, приложенная к характерному объему L^3 ($L \sim a_0 |\tau|^{-\nu}$), то в первом приближении по отношению модулей Юнга эластичной и жесткой фаз $E_2/E_1 \ll 1$ практически эта же сила будет приложена к прослойке (фаза 2). Если величина этой силы та, при которой начинается разрушение, то $\sigma_{c_2} = \mathcal{F}/s_п = (\mathcal{F}/L^2)(L^2/s_п) \approx \sigma_f |\tau|^{q-\nu}$, где σ_{c_2} – напряжение разрушения для фазы 2, σ_f – напряжение разрушения для неоднородной среды в целом. Таким образом

$$\sigma_f \approx \sigma_{c_2} |\tau|^{F_1}, \quad F_1 = \nu - q. \tag{2}$$

При этом предполагается, что появление трещины (разрушение элемента структуры) приводит к разрушению всего материала.

Одновременно с деформацией прослойки происходит и деформация (изгиб) мостика, причем если M_{c_1} – пороговое значение момента сил, при котором разрушается мостик, то $\mathcal{F} \times L \approx M_{c_1}$ откуда

$$\sigma_f \approx \frac{M_c}{a_0^3} \tau^{F_2}, \quad F_2 = 3\nu. \tag{3}$$

Таким образом, если $\sigma_{c_2} \tau^{\nu-q} > M_c \tau^{3\nu}/a_0^3$ то разрушение материала в целом происходит за счет разрушения прослойки и критический индекс равен $F = F_1 = \nu - q$, если же имеет место обратное неравенство, то $F = F_2 = 3\nu$.

Аналогичные рассуждения при $p > p_c$ приводят к $F = F_3 = 3\nu$ (если $M_c \tau^{3\nu}/a_0^3 > \sigma_{c_2} E_1 \tau^{t+3\nu}/(E_2 + 2\mu_2)$), μ_2 – модуль сдвига фазы 2; первым разрушается мостик), что в точности равно значению F, полученном в [5]. При обратном неравенстве $F = F_4 = t + 3\nu$.

Приведенные выше рассуждения справедливы для так называемой дискретной перколяции, т.е. для сред в которых существует минимальная длина a_0 элемента структуры. Обобщение на случай континуальной перколяции (см., например, так называемые модели *swiss-cheese* [14] и *blue-chees* [15]), приводящее к еще большему разнообразию частных случаев и критических индексов, заслуживает отдельного рассмотрения.

Литература

1. *Efros A.L., Shklovskii B.I.* Phys. Stat. Sol. (b), 1976, **76**, 475.
2. *Дыхне А.М.* ЖЭТФ, 1970, **59**, 110.
3. *Шкловский Б.И.* ЖЭТФ, 1977, **72**, 288.
4. *Rammal G.* J. de Phys. Lett., 1985, **46**, L129.
5. *De Gennes P.G.* J. de Phys., 1976, **37**, L1.
6. *Sornette D.* Phys. Rev. B, 1987, **36**, 8847.
7. *Скал А.С., Шкловский Б.И.* ФТП, 1975, **8**, 1586.
8. *Kantor Y., Webman I.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 1891.
9. *Морозовский А.Е., Снарский А.А.* ЖЭТФ, 1989, **95**, 1844.
10. *Снарский А.А.* ФТП, 1987, **21**, 1877; 1988, **22**, 2073.
11. *Морозовский А.Е., Снарский А.А.* ФТП, 1989, **23**, 1220.
12. *Снарский А.А.* УФЖ, 1988, **33**, 1036.
13. *Морозовский А.Е., Снарский А.А.* Препринт ИМФ, 11.90, 1990.
14. *Halperin B.I., Feng S.* Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 2391.
15. *Sornette D.* J. Phys. Fr., 1988, **49**, 1365.

Институт металлофизики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
3 июля 1990 г.